

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC

**THÈSE PRÉSENTÉE À
L'UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À CHICOUTIMI
COMME EXIGENCE PARTIELLE
DU DOCTORAT EN RESSOURCES MINÉRALES**

**par
Jean-François Noël**

**MODÉLISATIONS NUMÉRIQUE ET ANALYTIQUE D'INSTABILITÉS EN KINK
DANS DES MASSES ROCHEUSES DISCONTINUES**

MAI 2009



Mise en garde/Advice

Afin de rendre accessible au plus grand nombre le résultat des travaux de recherche menés par ses étudiants gradués et dans l'esprit des règles qui régissent le dépôt et la diffusion des mémoires et thèses produits dans cette Institution, **l'Université du Québec à Chicoutimi (UQAC)** est fière de rendre accessible une version complète et gratuite de cette œuvre.

Motivated by a desire to make the results of its graduate students' research accessible to all, and in accordance with the rules governing the acceptance and diffusion of dissertations and theses in this Institution, the **Université du Québec à Chicoutimi (UQAC)** is proud to make a complete version of this work available at no cost to the reader.

L'auteur conserve néanmoins la propriété du droit d'auteur qui protège ce mémoire ou cette thèse. Ni le mémoire ou la thèse ni des extraits substantiels de ceux-ci ne peuvent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

The author retains ownership of the copyright of this dissertation or thesis. Neither the dissertation or thesis, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

RÉSUMÉ

La stabilité de pentes rocheuses, d'ouvertures souterraines et d'autres ouvrages aménagés en massifs rocheux fortement fracturés peut présenter des risques à cause d'un mode de rupture inusité : le développement de zones d'instabilité en kink (ZIK). Bien que ce type d'instabilité a été reconnu et observé, la conception géomécanique d'ouvrages dans ces milieux ne tient compte que très rarement d'un tel mode de rupture et très peu d'études ont porté sur ce problème. La présente recherche analyse les conditions critiques menant à ce type d'instabilité et propose un critère de rupture permettant de déterminer sa résistance au cisaillement au pic.

Tout d'abord, des simulations numériques utilisant le code de programmation UDEC ont relié la dilataance du massif rocheux fracturé durant la déformation au développement des ZIK et à leur résistance. Ainsi, le développement des ZIK est toujours associé à une importante dilataance du système. De plus, il ressort que le taux de dilataance est fonction de la géométrie des ZIK.

Ces observations ont alors permis le développement d'un critère de rupture. Ce dernier est basé sur des considérations énergétiques et il permet de calculer la résistance au cisaillement au pic des zones d'instabilité en kink « τ_{Rp} » en fonction de la contrainte normale appliquée « σ_N », de la dilataance du système « ψ » et de la friction interne « ϕ_R » :

$$\tau_{Rp} = \sigma_N \cdot \tan(\phi_R + \psi)$$

Finalement, les simulations numériques systématiques en chargement biaxial ont permis de déterminer des relations statistiques associant la géométrie du réseau de fracture à la géométrie des ZIK qui s'y développent. Ainsi, l'inclinaison et l'épaisseur des ZIK peuvent être estimées à partir uniquement de l'orientation de la fracturation et de la friction de surface des joints. Ces éléments géométriques permettent de calculer l'angle de dilataance des ZIK, donc leur résistance.

ABSTRACT

The stability of rock slopes, underground openings and other excavations in intensely jointed rock masses, may be at risk with an unusual failure mode: kink zone instability (KZI). Although this failure mode has been recognized in physical tests and in field observations, the geomechanical design of excavations in jointed and foliated rock masses rarely takes into account such a mode of failure, and very few studies have considered this problem in the past. The present research project analyses the critical conditions leading to this type of instability and develops a failure criterion that determines the peak shear strength of this kind of deformation.

First, numerical simulations using the UDEC code links the fractured rock mass dilatancy during deformation to the KZI development and resistance. Thereby, the KZI development is always accompanied by an important dilatancy, and the dilatancy rate is function of the KZI's geometry.

These observations have allowed the development of a failure criterion. Based on energetic considerations, this criterion determines the KZI's peak shear strength « τ_{Rp} » from the applied normal stress « σ_N », the system dilatancy « ψ » and the internal friction « ϕ_R »:

$$\tau_{Rp} = \sigma_N \cdot \tan(\phi_R + \psi)$$

Finally, systematic numerical simulations of biaxial loading lead to the determination of statistical relations between joints network geometry and KZI geometry. Thereby, the KZI inclination and width can be estimated from the joints orientation and their surface friction. Once the KZI's geometry is determined, the dilatancy angle and KZI's resistance can be estimated.

REMERCIEMENTS

Contrairement à ce que l'imaginaire populaire laisse entrevoir, la recherche scientifique ne se fait pas par des personnes isolées dans un laboratoire caché. En fait, le travail de recherche est le fruit d'une étroite collaboration entre diverses personnes. C'est pour cette raison que je tiens à remercier toutes les personnes qui, de près ou de loin, m'ont offert leur support tout au long de mes recherches.

Je remercie les organismes subventionnaires qui m'ont permis, grâce à leur soutien financier, de me consacrer entièrement à mon projet de recherche et ainsi terminer mon doctorat dans les temps prescrits. Ce projet de recherche a été subventionné par le Conseil de Recherches en Sciences Naturelles et en Génie du Canada (CRSNG) et l'Institut de Recherche Robert-Sauvé en Santé et Sécurité du Travail (IRSST).

Je remercie Guy Archambault, mon directeur de thèse, pour sa grande présence et la confiance qu'il m'a donnée tout au long du projet de recherche. Il a su me guider tout en respectant mes idées, son ouverture d'esprit témoigne d'une grande sagesse. Je retiendrai toujours sa fameuse phrase qui chasse l'angoisse de la stagnation : « Le cerveau n'arrête jamais de travailler, il faut lui laisser le temps de faire mûrir les idées. »

Je remercie mon codirecteur, Alain Rouleau et les membres de mon comité d'évaluation, Denis W. Roy et Rock Flamand pour le temps qu'ils ont consacré à l'évaluation de ma thèse. Leurs conseils éclairés et leur rigueur scientifique ont donné une valeur supplémentaire à la thèse.

Je remercie Richard Simon de l'École Polytechnique de Montréal d'avoir accepté la tâche d'examineur externe.

Je remercie Pierre Joyal, professeur au département d'informatique et mathématiques de l'UQAC pour m'avoir fourni la démarche mathématique me permettant d'établir la cinématique rotationnelle de deux corps rigides indépendants.

Je remercie Laszlo Kiss, Lyne St-Georges et Paul Bédard, professeurs et professionnels au département des sciences appliquées de l'UQAC pour avoir pris le temps de répondre à mes questions. Les discussions que l'on a eues ont permis l'avancement de mes recherches.

Je remercie Denis Côté, Michel Tremblay et Claude Dallaire pour leur présence, leurs encouragements et leurs conseils. Je n'oublierai pas nos fameuses pauses de 10h.

Je remercie Maryse Doucet, technicienne en géotechnique au département des sciences appliquées de l'UQAC. Maryse, sans tes mains et ta débrouillardise,

je n'aurais jamais pu mener à terme mes peu nombreux, mais combien essentiels, essais physiques.

Je remercie mes collègues d'études du REDiST, ceux qui sont passé, ceux qui sont restés et ceux qui sont revenus. Sans vous, la vie de thésard serait bien différente et probablement difficile à supporter.

Je remercie mes parents, Monique et Paul, mes beaux parents, Michel, Claire, Johanne et Laurent, et mon beau-frère, Julien, qui m'ont encouragé tout au long de mes études et de mes recherches.

Je remercie mes enfants, Charlotte, Étienne et Justin. Votre amour et votre joie de vivre a ensoleillé chacune de mes journées.

Je remercie finalement Myrienne, mon épouse, qui m'a encouragé, mais aussi supporté tout au long de mes études. Chérie, ça aura été parfois facile, parfois difficile, mais je savais que tu étais toujours derrière moi pour me soutenir. C'est en grande partie grâce à ta patience et à ton amour que j'ai pu terminer cette thèse. Merci.

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ.....	ii
ABSTRACT	iii
REMERCIEMENTS.....	vi
TABLE DES MATIÈRES	vii
LISTE DES FIGURES.....	xi
LISTE DES TABLEAUX	xvi
LISTE DES SYMBOLES ET ABBRÉVIATIONS.....	xvii
1. INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
1.1 Généralités	1
1.2 Problématique	2
1.3 Objectifs.....	3
1.4 Organisation de la thèse.....	4
2. LES ZONES D'INSTABILITÉ EN KINK.....	6
2.1 Généralités	6
2.2 Bande de Kink vs. plis en chevron.....	7
2.2.1 Bandes de kink.....	7
2.2.2 Plis en chevrons.....	10
2.3 Caractérisation des zones d'instabilité en kink	12
2.3.1 Géométrie	12
2.3.2 Modèles de formation.....	13

2.3.2.1	Le modèle de la migration des PK.....	14
2.3.2.2	Le modèle rotationnel	14
2.3.2.3	Formation des ZIK en massifs rocheux fracturés	18
2.4	Comportement mécanique des ZIK	19
2.4.1	Relation contrainte - déformation - dilatance.....	19
2.4.2	Résistance mécanique des massifs fracturés	21
2.4.3	Paramètres d'influence.....	22
2.4.3.1	L'orientation des discontinuités.....	23
2.4.3.2	Le niveau de confinement.....	24
2.4.3.3	La résistance au cisaillement des contacts.....	26
2.4.3.4	La fréquence de fracturation.....	27
2.4.3.5	Autres paramètres	27
2.5	Modèles théoriques	28
2.5.1	Le modèle flexural	28
2.5.2	Le modèle en pseudo-énergie	30
2.5.3	La théorie des milieux continus généralisés de Cosserat	31
2.5.4	La théorie de Rowe sur les relations contrainte-dilatance.....	34
2.5.5	Le modèle LADAR	37
2.6	Conclusion.....	40
3.	MODÈLES NUMÉRIQUES	44
3.1	Généralités	44
3.2	Modélisations numériques	45
3.2.1	Méthodes en milieux continus.....	45
3.2.2	Méthode des éléments discrets	46
3.3	Le modèle biaxial.....	47
3.4	Validation du modèle numérique	52
3.5	Conditions de développement des ZIK en fonction de la dilatance	57
3.5.1	Taux de déformation	57
3.5.2	Friction aux frontières.....	61

3.5.3 Degrés de liberté de déplacement des frontières axiales.....	62
3.5.4 Confinement.....	65
3.5.5 Orientation de la fracturation.....	68
3.5.6 Friction de surface des joints	75
3.5.7 Fréquence de fracturation	79
3.6 Résistance mécanique du modèle.....	83
3.7 Conclusion.....	87
4. MODÈLE ANALYTIQUE EN CISAILLEMENT DIRECT	89
4.1 Généralités	89
4.2 Le modèle contrainte-dilatance de Rowe.....	90
4.3 Géométrie simplifiée du système considéré	94
4.4 Formulation du modèle.....	97
4.5 Vérification expérimentale et numérique du modèle de rupture.....	102
4.5.1 Modèle physique	102
4.5.2 Modèle numérique	103
4.5.3 Limitations géométriques du modèle.....	105
4.5.4 Rotation vs glissement	107
4.5.5 Résistance en cisaillement direct.....	112
4.5.6 Résistance en essai biaxial	117
4.6 Conclusion	119
5. ESTIMATION DE LA GÉOMÉTRIE DES ZIK	121
5.1 Généralités	121
5.2 Définition de la géométrie des ZIK pour les essais biaxiaux.....	122
5.3 Données expérimentales	125
5.3.1 Méthode de détermination de la géométrie des ZIK.....	125
5.3.2 Statistiques générales.....	127
5.4 Contrainte due aux dimensions du modèle	128
5.5 L'inclinaison de la ZIK ($90^\circ - \theta_{KP}$)	131

5.6 Angle d'élongation des colonnes en rotation (φ).....	137
5.7 Conclusion.....	141
6. DISCUSSION GÉNÉRALE	143
7. CONCLUSION GÉNÉRALE.....	150
RÉFÉRENCES.....	156
ANNEXE 1 DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DES RIGIDITÉS DE SURFACE DES JOINTS.....	164
ANNEXE 2 SUIVI DES DÉFORMATIONS ET DES CONTRAINTES	176
ANNEXE 3 CODE NUMÉRIQUE.....	184
ANNEXE 4 DÉPLACEMENT RELATIF DES COLONNES EN ROTATION	196
ANNEXE 5 PUBLICATIONS.....	211

LISTE DES FIGURES

Figure 2.1 :	a) Bande de kink. b) Plis en chevrons.....	6
Figure 2.2 :	Ruptures par ZIK.....	7
Figure 2.3 :	Haut : Schéma de pli en kink et bande de kink. Bas : Pli en kink dans les monts Ougarta, Algérie	8
Figure 2.4 :	Haut : Schéma de bandes de kink conjuguées formant un pli en boîte. Bas : Pli en boîte dans les turbidites de Northcote, Angleterre (falaise de 50 m de hauteur).....	9
Figure 2.5 :	Haut : Schéma de plis en chevrons. Bas : Plis en chevrons dans les grès, N-E de l'Angleterre	10
Figure 2.6 :	Mécanisme de pli par flexion et glissement.....	11
Figure 2.7:	Éléments de géométrie élémentaire des bandes de kink.....	12
Figure 2.8:	Modèles de formation des bandes de kink.....	13
Figure 2.9:	Relations angulaires dans les BK	15
Figure 2.10 :	Types de bandes de kink	16
Figure 2.11 :	Caractéristiques de la dilatance pendant la déformation de BK inverses.....	17
Figure 2.12 :	Formation d'une ZIK en essai biaxial	18
Figure 2.13:	Relations schématiques contrainte-déformation et variation de volume-déformation durant le développement d'une BK dans une masse rocheuse foliée pour trois niveaux de confinement	19
Figure 2.14 :	Résistance mécanique des ZIK en essai biaxial	22
Figure 2.15 :	Formation des BK selon le confinement	25

Figure 2.16 :	Variation de la longueur des segments en rotation selon le confinement	26
Figure 2.17 :	Équilibre d'un élément infinitésimal d'un corps multicouches déformé par une bande de kink	29
Figure 2.18 :	Modèle multicouche étudié selon les principes de pseudo-énergie.....	30
Figure 2.19 :	Solutions à l'équilibre pour un état donné : graphe « Relation contrainte axiale (P) vs. déplacement axial (Δ) »	31
Figure 2.20 :	Déformation de type « en domino »	32
Figure 2.21 :	Degrés de liberté de mouvement d'une particule dans un milieu continu généralisé de Cosserat	32
Figure 2.22 :	Comparaison des résistances d'un modèle rocheux discontinu selon diverses approches : essais biaxiaux, analyse limite et loi empirique de Hoek.....	33
Figure 2.23 :	Simplification bidimensionnelle d'un système composé d'un empilement de tiges uniformes	35
Figure 2.24 :	Résistance au cisaillement entre les grains en contact.....	36
Figure 2.25 :	Cisaillement le long d'un plan régulièrement indenté.....	37
Figure 2.26 :	Variation des paramètres « a_s » et « $\dot{\nu}$ » lorsque $K_1 = 1.5$ et $K_2 = 4$	39
Figure 2.27 :	Essais de cisaillement direct sur un empilement de blocs à 5 rangs.....	40
Figure 3.1 :	Géométrie du modèle numérique.....	48
Figure 3.2:	Étapes de formation des ZIK et localisation de la déformation	54
Figure 3.3 :	Étapes de la formation des ZIK. Courbes contrainte-déformation-dilatance	55
Figure 3.4 :	Effet du taux de déformation sur la localisation de la déformation.....	58

Figure 3.5 :	Influence du taux de déformation sur les relations contrainte-déformation et dilataance-déformation.....	60
Figure 3.6 :	Développement de divers types de ZIK selon les conditions de friction aux frontières axiales.....	62
Figure 3.7:	Effet du degré de liberté des frontières axiales sur le développement des ZIK	63
Figure 3.8 :	Déformation du modèle numérique en fonction du confinement	67
Figure 3.9 :	Comportement mécanique des ZIK en fonction du confinement	68
Figure 3.10:	Déformation du modèle numérique en fonction de l'orientation de la fracturation	69
Figure 3.11:	Comportement mécanique des ZIK en fonction de l'orientation de la fracturation	71
Figure 3.12 :	Variation de la géométrie des ZIK selon l'orientation de la fracturation dans les modèles physiques	74
Figure 3.13:	Effet de la friction de surface des joints primaires sur le développement des ZIK.....	77
Figure 3.14:	Effet de la friction de surface des joints secondaires sur le développement des ZIK.....	78
Figure 3.15 :	Déformation du modèle numérique en fonction de la fréquence de fracturation	81
Figure 3.16:	Comportement mécanique des ZIK en fonction de la fréquence de fracturation	82
Figure 3.17 :	Décomposition des contraintes externes en contraintes normale et tangentielle à la zone d'instabilité en kink	83
Figure 3.18 :	Courbes-enveloppes de rupture des ZIK	85
Figure 3.19 :	Courbe-enveloppe de rupture schématisée illustrant le critère de rupture empirique	87

Figure 4.1 :	Composantes de l'angle de friction	91
Figure 4.2 :	Cisaillement le long d'un plan indenté dans un matériel granulaire dense	92
Figure 4.3 :	Géométrie du système considéré	96
Figure 4.4 :	Essais de cisaillement direct sur empilement de briques	102
Figure 4.5 :	Géométrie du modèle numérique utilisé pour les simulations de cisaillement direct	104
Figure 4.6 :	Effet de la friction des joints primaires sur la résistance au cisaillement au pic des zones d'instabilités en kink pour deux contraintes normales données	107
Figure 4.7 :	Types de rupture possible.....	108
Figure 4.8 :	Comparaison des résistances au cisaillement calculées avec celles obtenues par simulations numériques	111
Figure 4.9 :	Comparaison des résultats de résistance au cisaillement provenant d'essais physiques, de simulations numériques et de calculs analytiques	114
Figure 4.10 :	Rupture des colonnes en rotation	115
Figure 4.11 :	Effet de la dilatance sur la résistance au cisaillement au pic pour de faibles contraintes normales	116
Figure 4.12 :	Effet de la dilatance sur la résistance au cisaillement au pic pour des contraintes normales élevées	117
Figure 4.13 :	Comparaison des résistances au cisaillement calculés analytiquement et déterminés par essais biaxiaux.....	118
Figure 5.1	Éléments de géométrie des ZIK développées lors des simulations numériques sous chargement biaxial. A) Éléments de géométrie externe. B) Éléments de géométrie interne	124
Figure 5.2 :	Détermination de la géométrie des ZIK par imagerie numérique.....	126

Figure 5.3 :	Distribution statistique des paramètres géométriques des ZIK. Gauche : Inclinaison de la ZIK. Droite : Angle d'élongation des colonnes en rotation. m : moyenne; s : écart-type; n : nombre de données	127
Figure 5.4 :	Définition de l'épaisseur initiale maximale des ZIK	129
Figure 5.5 :	Comparaison des épaisseurs initiales maximales permises et des épaisseurs initiales observées en fonction de l'inclinaison des ZIK	130
Figure 5.6	Variation de l'inclinaison des ZIK en fonction des paramètres critiques. m : moyenne; s : écart-type; n : nombre de données	132
Figure 5.7:	Importance relative de chaque paramètre critique sur l'inclinaison des ZIK	134
Figure 5.8:	Variation de l'angle externe à la ZIK en fonction de l'orientation de la fracturation. m : moyenne; s : écart-type; n : nombre de données	136
Figure 5.9:	Variation de l'angle d'élongation des colonnes en rotation en fonction des paramètres critiques. m : moyenne; s : écart-type; n : nombre de données	138
Figure 5.10 :	Importance relative des influences de chaque paramètre critique sur l'angle d'élongation des colonnes en rotation	140

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 3.1	Propriétés des blocs et des joints utilisés pour les simulations numériques biaxiales	49
Tableau 3.2	Paramètres testés lors des essais préliminaires	51
Tableau 3.3	Paramètres testés lors des essais systématiques	52
Tableau 4.1	Propriétés des blocs et des joints utilisés pour les simulations numériques en cisaillement direct.....	103

LISTE DES SYMBOLES ET ABBRÉVIATIONS

Abbréviations

ZIK :	Zone d'Instabilité en Kink
PK :	Plan de Kink
BK :	Bande de Kink
PAX :	Plan Axial
UDEC :	Universal Distinct Element Code

Symboles

C_0 :	Résistance à la compression uniaxiale
b :	Base d'une colonne en rotation
h :	Hauteur d'une colonne en rotation
b/h :	Ratio d'élongation des colonnes en rotation
dx :	Accroissement infinitésimal de déplacement tangentiel (direction x)
dy :	Accroissement infinitésimal de déplacement normal (direction y)
$d\omega$:	Accroissement infinitésimal de rotation des colonnes
f :	Fréquence de fracturation
f_1, f_2 :	Friction interne en roulement
f_R :	Coefficient de friction de roulement
G :	Module de rigidité
H :	Longueur de la projection de la ZIK sur un plan vertical
i :	Angle d'inclinaison du plan de glissement
K :	Module de compressibilité
K_n :	Module de rigidité normale des joints
K_s :	Module de rigidité tangentielle des joints
n :	Porosité
n_h :	Nombre de blocs formant la colonne en rotation
N :	Force normale
N_l, R_l :	Forces appliquées parallèlement à la diagonale des colonnes en rotation

r :	Diagonale d'une colonne en rotation
r_c :	Rayon de courbure des coins des colonnes
S :	Force totale en cisaillement
$S_1 S_2 S_3 S_4$:	Composantes de la force en cisaillement
S_0 :	Cohésion
T_0 :	Résistance à la tension
\dot{v} :	Taux de dilatance
V_y, V_x :	Vitesses de déplacement selon les directions y et x
W_0 :	Épaisseur initiale de la ZIK
W_{0max} :	Épaisseur initiale maximale de la ZIK
W :	Longueur de la projection de la ZIK sur un plan horizontal
W_E :	Travail externe
W_I :	Travail interne
W_N :	Composante normale du poids des colonnes
W_S :	Composante en cisaillement du poids des colonnes
X, Y :	Dimensions externes du modèle
α :	Angle externe à la BK ou ZIK
β :	Angle interne à la BK ou ZIK
$\dot{\epsilon}_y$:	Taux de déformation axiale
ϵ_v :	Déformation volumique
ϵ_y :	Déformation axiale
ϕ :	Angle de friction de surface le long des plans de discontinuité
ϕ_0 :	Angle de friction interne
ϕ_c :	Angle de friction critique
ϕ_{cv} :	Angle de friction interne lors d'une déformation à volume constant
ϕ_f :	Moyenne statistique de l'angle de friction le long d'un plan de glissement
ϕ_μ :	Angle de friction véritable entre deux surfaces minérales
ϕ_{max} :	Angle de friction interne maximal
ϕ_p :	Angle de friction de surface le long des joints primaires
ϕ_R :	Angle de friction de roulement

ϕ_s :	Angle de friction de surface le long des joints secondaires
φ :	Angle d'élongation des colonnes en rotation
θ :	Orientation de l'anisotropie et/ou de la fracturation
θ_{PK} :	Orientation de la BK ou ZIK
$90^\circ - \theta_{PK}$:	Inclinaison de la BK ou ZIK
ρ :	Masse volumique
σ_1 :	Contrainte principale majeure
σ_3 :	Contrainte principale mineure
σ_a :	Résistance axiale
σ_{max} :	Résistance axiale maximale
σ_N :	Contrainte normale totale
σ_n :	Composante externe de la contrainte normale
σ_W :	Composante interne de la contrainte normale provenant du poids des colonnes en rotation
σ_y :	Contrainte axiale
τ :	Contrainte de cisaillement
τ_0 :	Résistance effective au cisaillement
τ_p :	Résistance au cisaillement au pic
τ_{Rp} :	Résistance au cisaillement au pic des ZIK
τ_{Sp} :	Composante externe de la résistance au cisaillement au pic des ZIK
τ_{Wp} :	Composante interne de la résistance au cisaillement au pic des ZIK
ω :	Angle de rotation des segments internes à la BK ou ZIK
ψ :	Angle de dilatance

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

1.1 Généralités

La mécanique des roches est une discipline relativement récente qui s'est développée en parallèle avec divers secteurs d'activités tels que l'exploitation des ressources minières et pétrolières, et la construction de grandes infrastructures tels des barrages hydro-électriques, des tunnels, des routes et des sites d'enfouissement de déchets radioactifs. Suite à l'intensification de ces activités, des ruptures de massifs rocheux se sont multipliées, certaines étant catastrophiques (ex : Malpasset en 1959; Vajont en 1963). Généralement, ces ruptures sont contrôlées par des fractures et des discontinuités présentes dans les massifs. Ainsi la stabilité des ouvrages en massifs rocheux fracturés dépend principalement des caractéristiques des réseaux de discontinuités et de leurs paramètres (l'orientation et l'espacement entre les discontinuités, leur résistance au glissement, la pression interstitielle, ...). Les modes de rupture répertoriés sont le glissement sur un plan (*plane failure*), le glissement le long d'une intersection (*wedge failure*), le basculement de blocs et de colonnes (*toppling failure*) et la rupture par zone d'instabilité en kink (ZIK) (*kink band slumping*). Les deux premiers modes de rupture sont généralement bien compris; Hoek et Bray (1981) en font

d'ailleurs une bonne synthèse. La rupture par basculement est plus complexe et a été étudiée antérieurement (Goodman et Bray, 1976; Hoek et Bray, 1981; Pritchard et Savigny, 1990; Barla et al., 1992; et plusieurs autres). Le dernier mode de rupture cité, soit la rupture par zone d'instabilité en kink a été observée et décrite (Archambault, 1972; Goodman et Kieffer, 2000), mais elle demeure encore très méconnue. De plus, elle n'est généralement pas prise en compte dans les critères de conception d'ouvrages en massifs rocheux fracturés.

1.2 Problématique

L'instabilité en kink, reconnue depuis longtemps en géologie structurale (nommée « bande de kink »), se développe par flambage dans des roches comportant des faiblesses mécaniques planaires pouvant être associées au litage, à la foliation, à la schistosité ou autres structures planaires, aussi bien en comportement fragile que ductile. De nombreuses observations de terrain ont relevé ces modes de déformation et de rupture à des échelles décimétriques aussi bien que décamétriques dans des milieux rocheux fortement anisotropes (Ramsay 1967; Stubbley 1990 et de nombreux autres). Plusieurs études expérimentales sur des matériaux anisotropes analogues et sur des roches foliées ont porté sur la morphologie de ces structures ainsi que sur les relations déformation-dilatance qui les caractérisent (Paterson & Weiss 1966; Donath 1968, 1969; Anderson 1974; Gay & Weiss 1974; pour n'en citer que quelques-unes). Même si ces observations et ces travaux ont permis de bien documenter certains aspects géométriques de

ces structures, peu ou pas de modèles satisfaisants peuvent en expliquer les caractéristiques de déformation et de comportement mécanique.

Les massifs rocheux à fracturation et joints systématiques démontrent aussi le développement de zones d'instabilité en kink comme mode de déformation et de rupture sous certaines conditions. La conception géomécanique d'ouvrages dans ces milieux ne tient compte que très rarement d'un tel mode de rupture, car très peu d'études ont porté sur ce problème (Archambault 1972, Ladanyi & Archambault 1972, 1980; Rizopoulos & Boehler 1992). Peu de lois constitutives ont été formulées pour tenir compte de ces phénomènes; aucun critère de rupture ni théorie de flambage adéquat n'a été proposé jusqu'à maintenant pour modéliser ces phénomènes dans les massifs rocheux fracturés.

1.3 Objectifs

Le projet vise à développer un modèle analytique du comportement mécanique de la déformation rotationnelle et d'évaluer son influence sur les mécanismes de rupture progressive par instabilité en kink, afin d'améliorer la conception des ouvrages aménagés en massifs rocheux foliés, fortement fracturés ou jointés.

Les étapes intermédiaires qui permettront d'atteindre le but visé sont les suivantes :

- 1) Concevoir et valider un modèle numérique pour les ruptures en zone d'instabilité en kink (ZIK)

- 2) Valider les modèles de comportement mécanique de déformation et de rupture des masses rocheuses fracturées;
- 2) Créer une base de données substantielle sur les ZIK;
- 3) Concevoir et valider un modèle analytique pour les ruptures en ZIK;
- 4) Déterminer les relations entre la géométrie des ZIK, les conditions de chargement et les caractéristiques du réseau de fractures.

1.4 Organisation de la thèse

Cette thèse est divisée en deux grands volets, soit un volet de modélisation numérique et un volet de modélisation analytique. Outre l'introduction, une discussion et les conclusions, la thèse comporte quatre chapitres.

Le chapitre 2 fait une revue de la littérature concernant les déformations des massifs rocheux avec accent sur le développement des bandes de kink. Les paramètres critiques influençant le développement des bandes de kink sont identifiés et l'approche analytique qui sera utilisée dans cette recherche est définie.

Le chapitre 3 traite de la modélisation et de la simulation numérique des zones d'instabilité en kink dans les massifs rocheux fracturés sous chargement biaxial. Les observations effectuées à partir des résultats des simulations numériques permettent de confirmer le rôle prépondérant de la dilatance sur le développement et la résistance des ZIK.

Le chapitre 4 contient le développement théorique menant au développement du critère de rupture analytique permettant d'estimer la résistance

au cisaillement au pic des zones d'instabilités en kink. La validation du critère de rupture est effectuée à l'aide des résultats des essais physiques et des essais numériques.

Le chapitre 5 contient une étude statistique permettant d'estimer la géométrie des ZIK à partir des conditions de chargement et des caractéristiques du réseau de fractures.

CHAPITRE 2

LES ZONES D'INSTABILITÉ EN KINK

2.1 Généralités

Les roches possédant une forte anisotropie planaire (schistosité, clivage, etc.) montrent des modes de déformations particuliers, soit des plissements à flancs plats et à charnières anguleuses. Deux types de plis sont généralement reconnus, soit les bandes de kink (BK) et les plis en chevrons (figure 2.1).

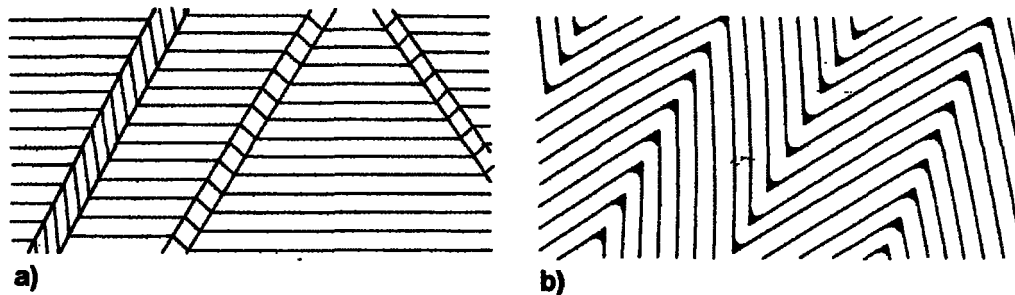


Figure 2.1 : a) Bande de kink. b) Plis en chevrons. (Adapté de Mattauer, 1973).

Ces types de déformation peuvent affecter la stabilité des ouvrages d'ingénierie conçus en massifs rocheux fracturés (figure 2.2). L'appellation « zone d'instabilité en kink » ou « ZIK » est utilisée dans ces cas particuliers. Très peu d'études en mécanique des roches ont porté sur les ZIK. Par contre, en géologie, beaucoup d'articles ont été publiés sur les bandes de kink et les plis en chevrons. Bien que les buts de la recherche effectuée par les géologues ne correspondent

pas à ceux des mécaniciens des roches, beaucoup d'informations utiles et pertinentes concernant la géométrie et la cinématique des BK s'appliquent aux deux domaines de recherche.

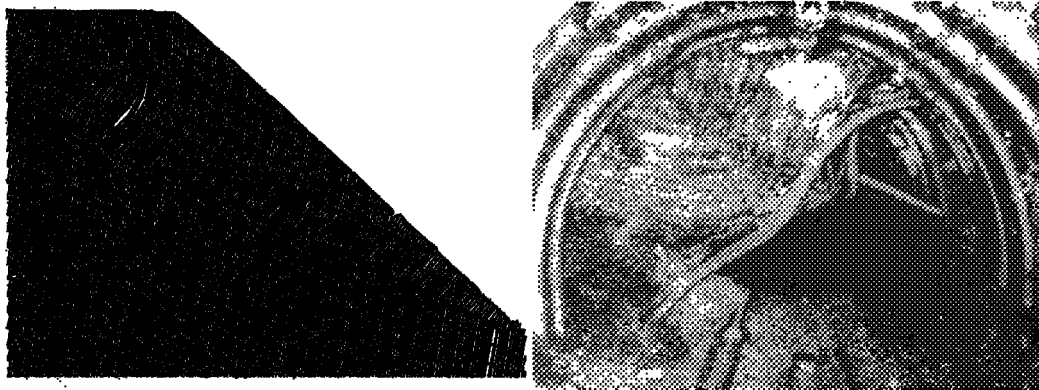


Figure 2.2 : Ruptures par ZIK. Gauche: Pente rocheuse fracturée; simulation numérique sur UDEC. (Adapté de Nichol et al., 2002). Droite: Ouverture souterraine. Panet (1976)

Le présent chapitre présente une revue de la littérature concernant les zones d'instabilité en kink (ZIK) provenant en grande partie des études géologiques portant sur les bandes de kink. Premièrement, une comparaison entre les BK et les plis en chevrons est effectuée. Deuxièmement, la caractérisation géométrique et cinématique des ZIK sont détaillées. Troisièmement, le comportement mécanique des ZIK est présenté. Finalement, les diverses théories analytiques et critères de ruptures sont décrits.

2.2 Bandes de Kink vs plis en chevrons

2.2.1 Bandes de kink

Les plis en kink sont des plis ouverts asymétriques dont les charnières sont anguleuses et les flancs plats. Une particularité de ces plis est que leur surface

axiale (PAX) est oblique par rapport à la contrainte principale majeure. Les surfaces étroites limitées par les surfaces axiales d'un pli en kink sont nommées « bandes de kink » (figure 2.3).

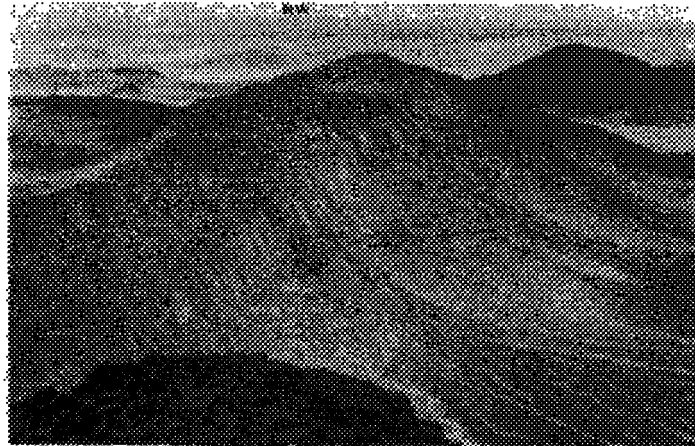
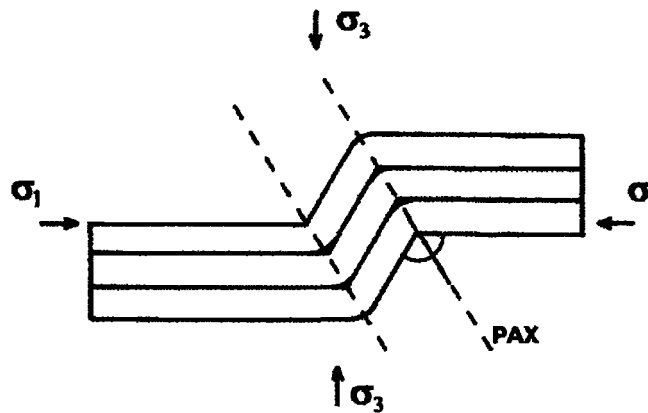


Figure 2.3 : Haut : Schéma de pli en kink et bande de kink. Bas : Pli en kink dans les monts Ougarta, Algérie. Une Land Rover est encadrée (Collomb et Donzeau, 1974).

Il est fréquent que les bandes de kink forment un système conjugué, ce qui mène parfois à la formation de plis coffrés (figure 2.4). Lorsque les bandes de kink

surviennent de façon conjuguée, la contrainte principale majeure se situe dans l'axe reliant les angles obtus du système.

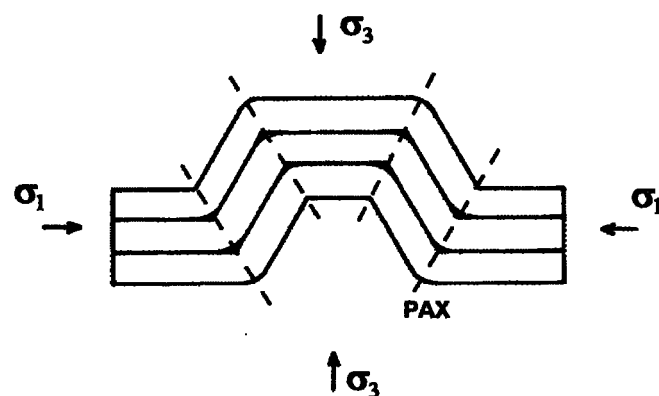


Figure 2.4 : Haut : Schéma de bandes de kink conjuguées formant un pli coffré. Bas : Pli coffré dans les turbidites de Northcote, Angleterre (falaise de 50 m de hauteur). (Adapté de Price et Cosgrove, 1990).

Deux modèles de formation ont été proposés, soit le modèle de migration des frontières (Parterson et Weiss, 1966) et le modèle rotationnel (Donath, 1968). Ces modèles sont détaillés à la section 2.3.2. Finalement, il est à noter que les

bandes de kink sont essentiellement des déformations fragiles qui surviennent tardivement dans l'histoire tectonique d'une région (Ramsay, 1967).

2.2.2 Plis en chevrons

Les plis en chevrons sont des plis à flancs plats et à charnières à rayon de courbure très faible, mais non nul (figure 2.5). Les surfaces axiales (PAX) sont perpendiculaires à la contrainte principale majeure en compression.

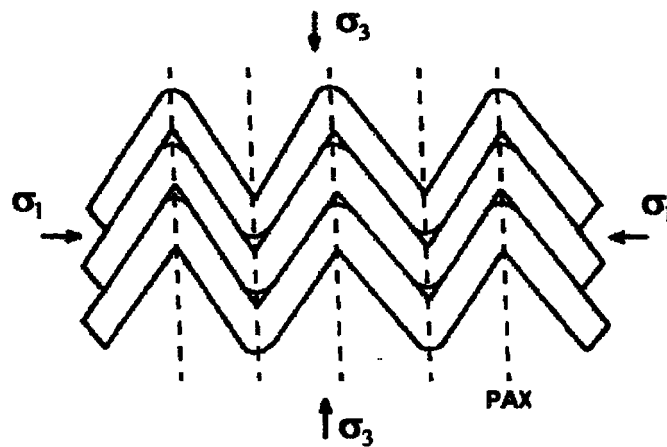


Figure 2.5 : Haut : Schéma de plis en chevrons (Adaptés de Price et Cosgrove, 1990). Bas : Plis en chevrons dans les grès, N-E de l'Angleterre.

Photo : <http://ic.ucsc.edu/~casey/eart150/Lectures/Folds/Introfolding.htm>

Les plis en chevrons se développent préférentiellement dans les roches complexes montrant une alternance de couches compétentes et de couches incompétentes à fort contraste de rigidité (par exemple, des turbidites dans les dépôts de flysh). Les chevrons se produisent par un mécanisme de flexion aux charnières et de glissement aux flancs, le long des frontières des couches compétentes (figure 2.6). Pour que le plissement des charnières se produise, le processus doit être, au minimum, fragile-ductile, il est donc plus probable qu'il ait lieu plus en profondeur dans la croûte terrestre.

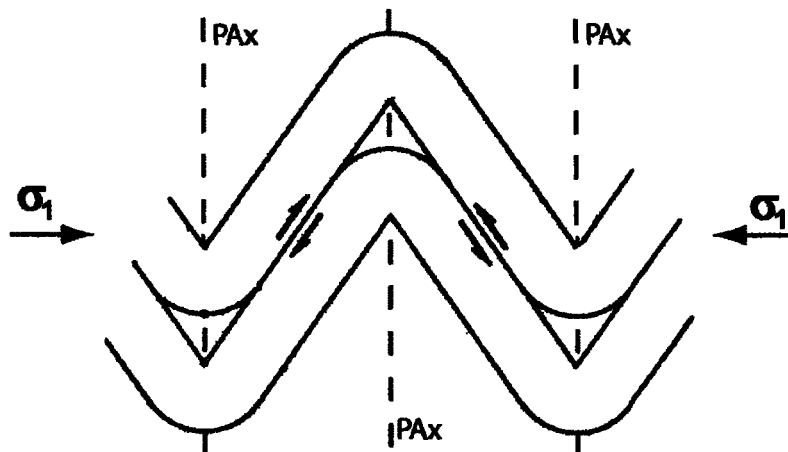


Figure 2.6 : Mécanisme de pli par flexion et glissement. (Adapté de Mattauer, 1973).

Bien que les plis en chevrons et les bandes de kink possèdent certaines similarités géométriques, la cinématique de la déformation est très différente. La présente étude s'intéresse *a priori* aux ZIK de type bandes de kink puisque ces instabilités sont les plus observées en mécanique des roches (Archambault, 1972; Archambault et Ladanyi, 1993; Goodman et Kieffer, 2000).

2.3 Caractérisation des zones d'instabilité en kink

2.3.1 Géométrie

La géométrie des zones d'instabilité en kink (ZIK) est analogue à celle des bandes de kink (BK). Cette dernière a été grandement étudiée sur des roches déformées autant naturelles qu'artificielles (Ramsay, 1967; Dewey, 1965, 1969; Donath, 1968, 1969; et autres) (figure 2.7). Les BK sont définies par deux frontières planes nommées « plans de kink » (PK) obliques par rapport à la structure planaire selon un angle « α ». Les segments de foliation (ou clivage) à l'intérieur des PK sont abruptement déviés et forment un angle « β » avec le PK et un angle « ω » avec la foliation originale. Ainsi, $\alpha + \beta + \omega = 180^\circ$. La foliation originale forme un angle « θ » par rapport à la contrainte principale majeure « σ_1 », tandis que les PK en forment un de « θ_{PK} ».

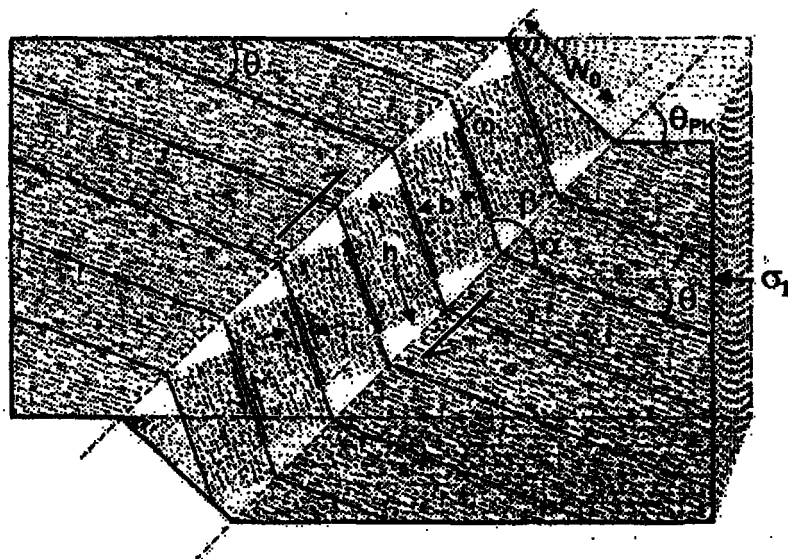


Figure 2.7: Éléments de géométrie élémentaire des bandes de kink. (Adapté de Donath, 1968).

2.3.2 Modèles de formation

Il est admis que le développement de bandes de kink est un résultat provenant des instabilités de gauchissement et de coulissage instables le long des plans d'anisotropie. De plus, les mécanismes principaux de la déformation rotationnelle sont le glissement le long des plans et la rotation simultanée de ces derniers.

Suite à de nombreuses études expérimentales sur des corps fortement foliés (Paterson et Weiss, 1966; Donath, 1968; Gay et Weiss, 1974; Anderson, 1974), deux modèles ont été proposés dans la littérature pour expliquer la formation des bandes de kink : le modèle de la migration des PK (figure 2.8a) et le modèle rotationnel (figure 2.8b).

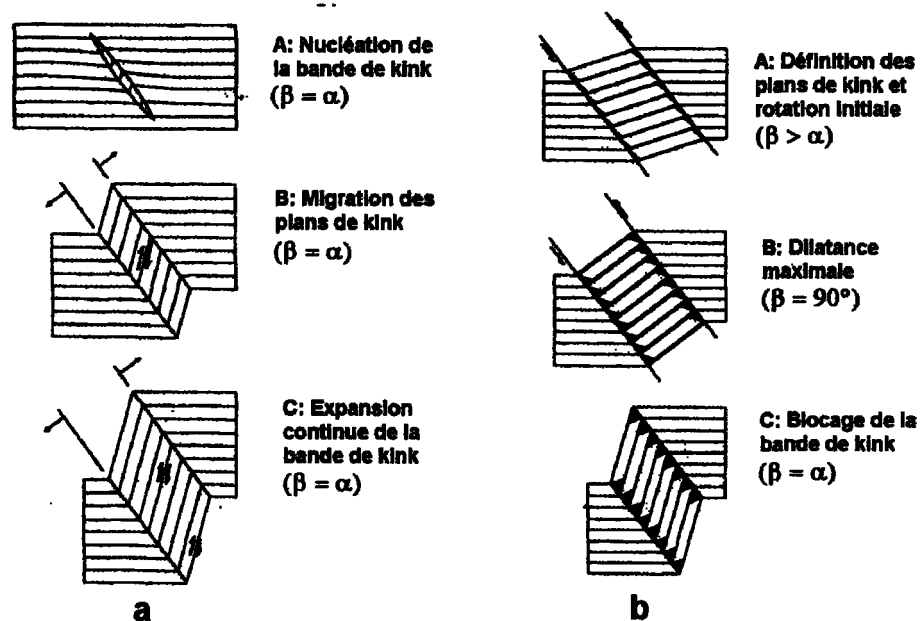


Figure 2.8: Modèles de formation des bandes de kink. a) Modèle de migration des frontières. b) Modèle rotationnel. (Adapté de Ramsay, 1967)

2.3.2.1 Le modèle de la migration des PK

Paterson et Weiss (1966) ont introduit le concept d'un corps folié idéal dans lequel le seul mécanisme de déformation est le glissement sur des surfaces fortement rapprochées et parallèles à la foliation. Le modèle suppose une conservation du volume du corps et de l'espacement de la foliation (aucune dilatance ou contractance). Idéalement, l'ensemble des déformations angulaires se produit à l'intérieur de la BK et le matériel externe demeure intact. Au début, les bandes de kink s'initient par une petite structure lenticulaire prenant origine d'une source ponctuelle ou linéaire. À cette étape, la propagation de la BK se fait surtout longitudinalement. Ensuite, les bandes de kink s'élargissent par la migration des PK suite à une déformation plus prononcée. Ainsi chaque point à l'intérieur de la BK a déjà occupé une position de charnière et chaque plan de foliation est plié, puis déplié lors de la migration de la charnière. Finalement, pour satisfaire les hypothèses de base sur le corps folié et le type de déformation, les angles « α » et « β » doivent être égaux en tout temps.

2.3.2.2 Le modèle rotationnel

Suite à des essais de compression triaxiale sur des carottes d'ardoises dont le plan de schistosité était orienté à 15° par rapport à la contrainte principale majeure, Donath (1968) propose que les BK se forment par rotation de segments de longueur constante entre deux plans parallèles (PK) dont l'orientation est initialement définie et demeure constante durant la déformation. Il stipule que la position des PK est fixée initialement selon l'orientation du plan de cisaillement

maximal dans le corps selon un angle $\theta_{PK} = \pm 45^\circ$. Collier (1978) et Reches (1979) définissent plutôt cet angle à $\theta_{PK} = \pm \left(45^\circ + \frac{\phi}{2} \right)$, où « ϕ » est l'angle de friction le long des plans de foliation. De plus, l'angle « α » est défini initialement et demeure invariable. Bien qu'il observe que cet angle prend généralement une valeur qui se rapproche de 65° et montre peu de dispersion (figure 2.9a), plusieurs autres auteurs (Anderson, 1969; Clifford, 1969; Fyson, 1969) ont observé des valeurs d'angle « α » entre 25° et 90° lors de relevés géologiques. En suite, des segments de longueur constante à l'intérieur de la BK subissent une rotation, ce qui réduit progressivement la position angulaire β (figure 2.9b).

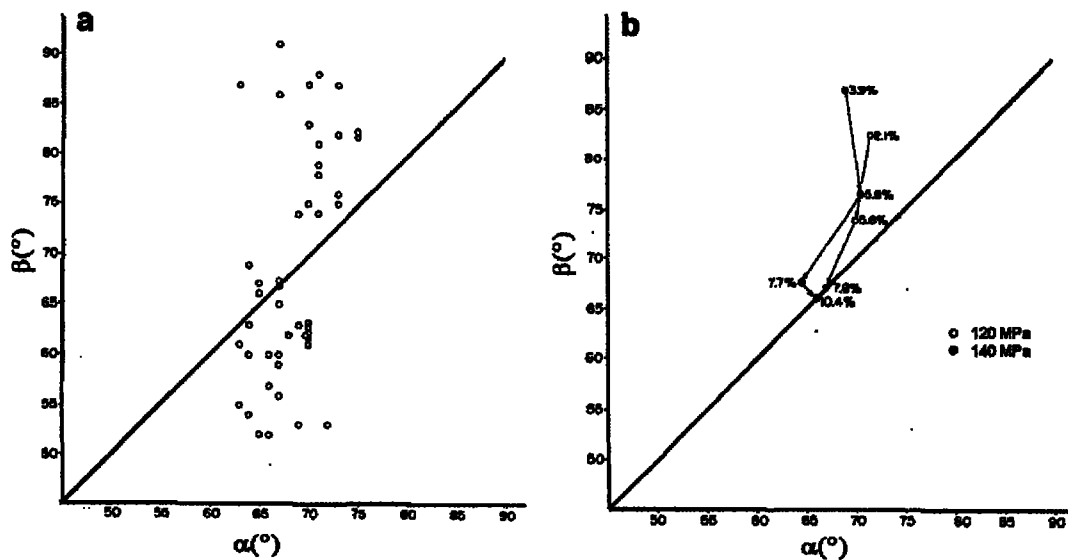


Figure 2.9: Relations angulaires dans les BK. a) Variation des angles α et β dans les BK. b) Évolution des angles de la BK selon l'importance de la déformation. (Adapté de Donath, 1968).

Bien que Dewey (1965) ait antérieurement défini deux types de BK selon le sens de rotation des segments internes par rapport à l'orientation initiale de la foliation (figure 2.10), soit les BK « inverses » pour lesquelles la rotation redresse la foliation et les BK normales pour lesquelles la rotation « couche » la foliation; les observations en laboratoire de Donath (1968; 1969) ne montrent que la formation de BK inverses.

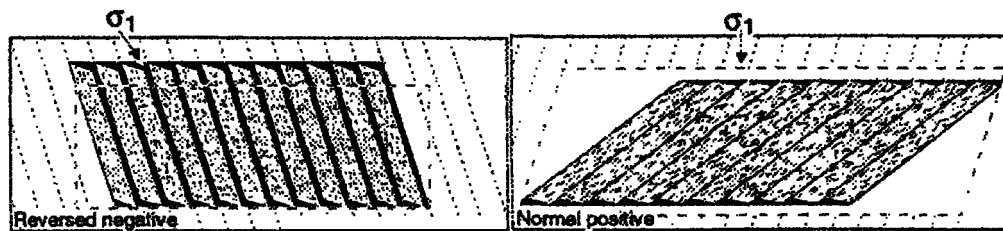


Figure 2.10 : Types de bandes de kink. Gauche : bande de kink inverse. Droite : bande de kink normale. (Adapté de Dewey, 1965).

Ainsi, lors de la rotation des segments, une augmentation de volume (dilatance) se produit à l'intérieur de la BK inverse (figure 2.11). Cette dernière provient de deux sources :

- 1) La création de vides triangulaires aux extrémités des segments en rotation. L'importance du volume créé aux frontières est directement proportionnelle à l'épaisseur des colonnes en rotation (Dewey, 1965). À la limite, la rotation de segments d'épaisseur nulle ne produira pas de vides triangulaires.
- 2) La création de vides rectangulaires causés par la délamination des segments en rotation. L'espacement entre les segments augmente avec

la diminution de β , en passant par une valeur maximale pour $\beta = 90^\circ$. Puis elle diminue jusqu'au moment où $\beta = \alpha$. À ce moment, les segments entrent de nouveau en contact les uns avec les autres.

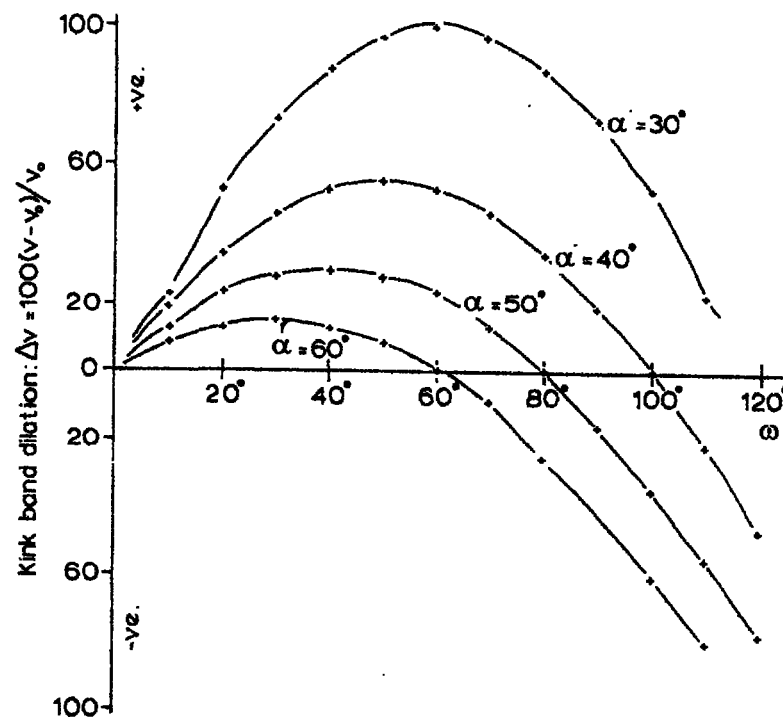


Figure 2.11 : Caractéristiques de la dilatance pendant la déformation de BK inverses. Dans ce cas, les segments en rotation sont d'épaisseur négligeable (Adapté de Clifford, 1969).

Lorsque les segments sont de nouveau en contact les uns avec les autres (figure 2.8b), il se développe une résistance au cisaillement qui bloque la rotation et arrête l'évolution de la BK. La rotation totale des segments est « $\omega = 180^\circ - 2 \cdot \alpha$ » et les déformations subséquentes au blocage peuvent s'effectuer par cisaillement le long des PK ou par la formation de nouvelles BK (conjuguées, parallèles ou superposées).

2.3.2.3 Formation des ZIK en massifs rocheux fracturés

Les observations effectuées à partir d'essais biaxiaux sur un modèle réduit simulant un massif rocheux fracturé montrent les différentes étapes de formation des ZIK (figure 2.12). Les PK sont initialement orientés à un angle de 50° par rapport à la fracturation primaire (ligne pointillée). Aucune migration de frontière n'est apparente et une importante dilatance se produit à l'intérieur de la ZIK. Pour ces raisons, le modèle rotationnel des BK inverses sera utilisé pour l'étude des ZIK.

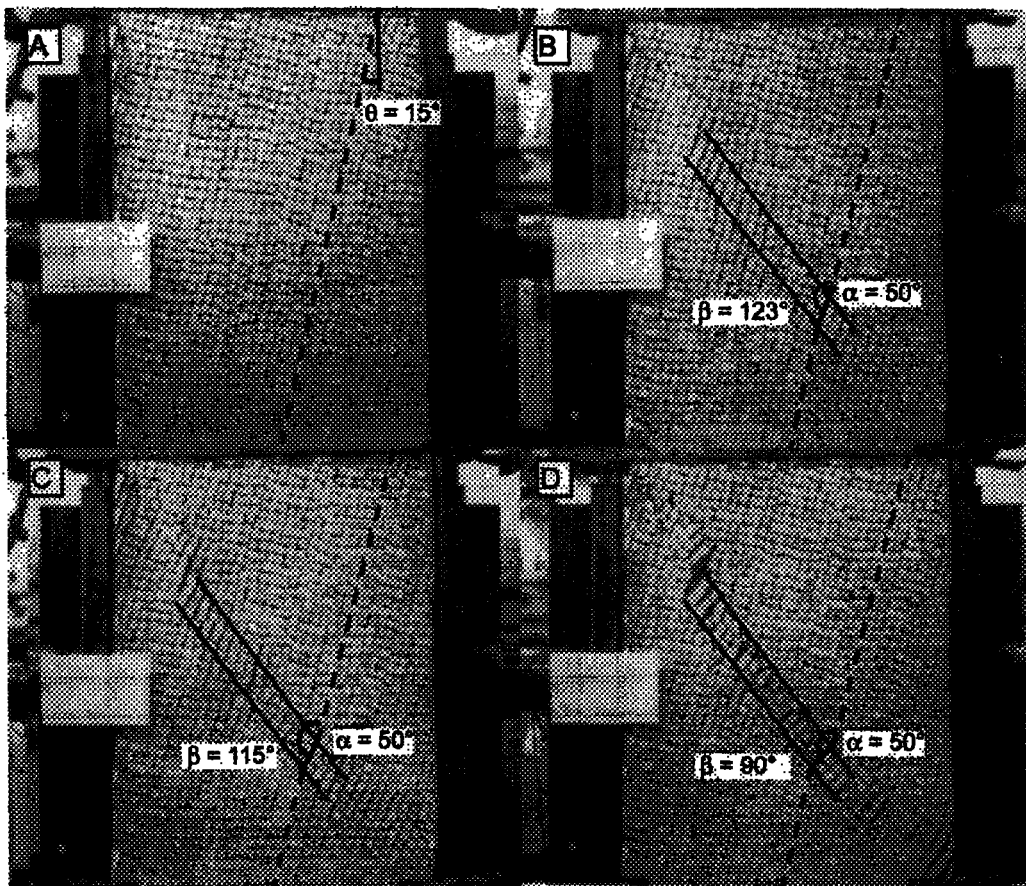


Figure 2.12 : Formation d'une ZIK en essai biaxial (Archambault, 1972).

2.4 Comportement mécanique des ZIK

2.4.1 Relation contrainte - déformation - dilatance

À partir des résultats expérimentaux de Donath (1968; 1969) et de Archambault (1972), Archambault et Ladanyi (1993) ont schématisé la relation contrainte-déformation des ZIK en massifs fracturés (figure 2.13). Ils ont défini quatre étapes de développement des ZIK, soit la mobilisation, l'évolution, la remise en contact et le blocage.

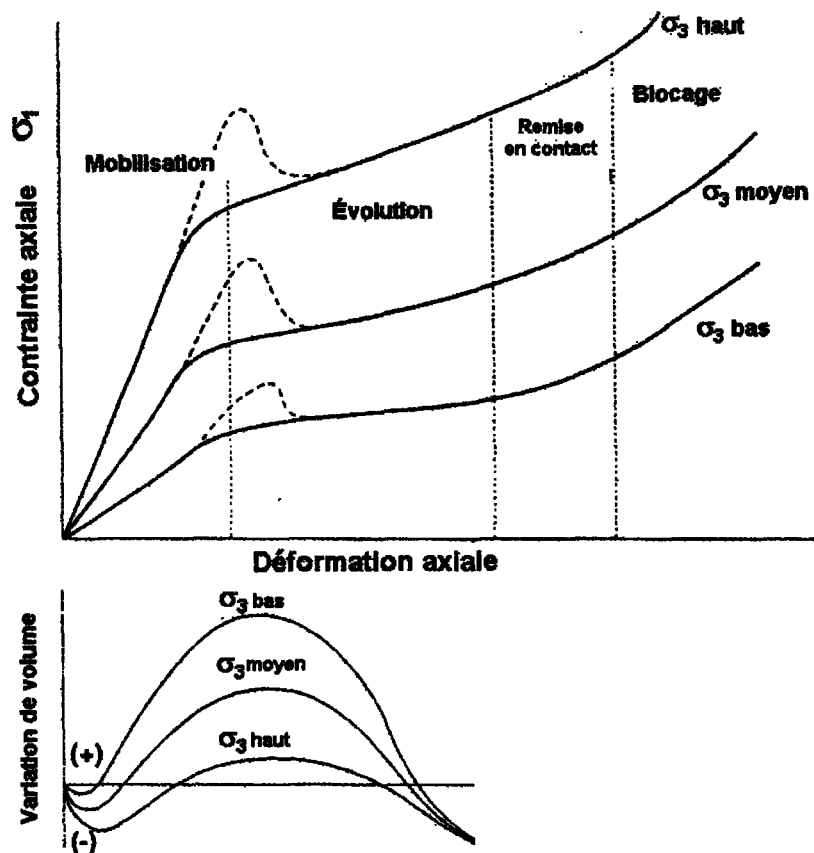


Figure 2.13: Relations schématiques contrainte-déformation et variation de volume-déformation durant le développement d'une BK dans une masse rocheuse foliée pour trois niveaux de confinement. (Adapté de Archambault et Ladanyi, 1993).

- 1) La mobilisation de la BK est associée à une contraction de la masse fracturée. Durant cette phase, il se produit une accumulation importante d'énergie élastique dans le corps folié et les déformations sont faibles (inférieures à 2%). L'accumulation des contraintes en cisaillement se distribue peu à peu selon un plan de cisaillement maximal à environ 45° de la contrainte axiale. La présence de cohésion ou de rugosité importante le long des plans de foliation (ou de fracturation) se manifestera par l'apparition d'un pic de contrainte sur le graphique (en pointillé sur la figure 2.13).
- 2) L'évolution de la BK par la rotation des segments intérieurs accompagnée par une importante dilatance jusqu'à ce que $\beta = 90^\circ$, puis d'une contraction lorsque $\alpha < \beta < 90^\circ$. Durant cette phase, les déformations sont grandes et la contrainte axiale varie peu. Il est fréquent d'observer un certain durcissement qui est d'ailleurs proportionnel au niveau de confinement.
- 3) La remise en contact des segments où se développe une résistance au glissement. Cette dernière prend de l'ampleur peu à peu jusqu'à la limite où elle devient égale à la contrainte de cisaillement. Cette étape montre une contraction de la BK. Durant cette phase, le taux de durcissement commence à augmenter et le taux de déformation diminue.
- 4) Le blocage de la BK lorsque la résistance au glissement est supérieure à la contrainte de cisaillement. Durant cette phase, $\beta = \alpha$. Les

déformations subséquentes sont accommodées par la mobilisation d'une autre BK ou par cisaillement le long d'un PK.

2.4.2 Résistance mécanique des massifs fracturés

Suite à des essais biaxiaux sur des empilements de briques de béton, Archambault (1972) observe trois domaines de rupture des masses rocheuses fracturées en fonction de l'orientation de la fracturation « θ », soit (figure 2.14) :

- I) La rupture par le développement d'un plan de cisaillement;
- II) La rupture par le développement d'une zone de cisaillement;
- III) La rupture par le développement d'une ZIK.

En mécanique des roches, les critères de design d'ouvrages sollicitant un massif rocheux fracturé sont basés sur les résistances au glissement le long de plans de rupture (courbes pointillées, figure 2.14). Cependant, le développement des ZIK se produit par rotation de segments et les résistances observées (courbes pleines, figure 2.14) sont inférieures à celles prédites par la simple résistance au glissement. Ce fait est appuyé par la théorie généralisée de la déformation de Cosserat appliquée aux BK et aux zones de cisaillement (de Figueiredo et al., 2004). L'enveloppe de rupture par rotation se situe sous l'enveloppe de rupture par cisaillement de Mohr-Coulomb (figure 2.14).

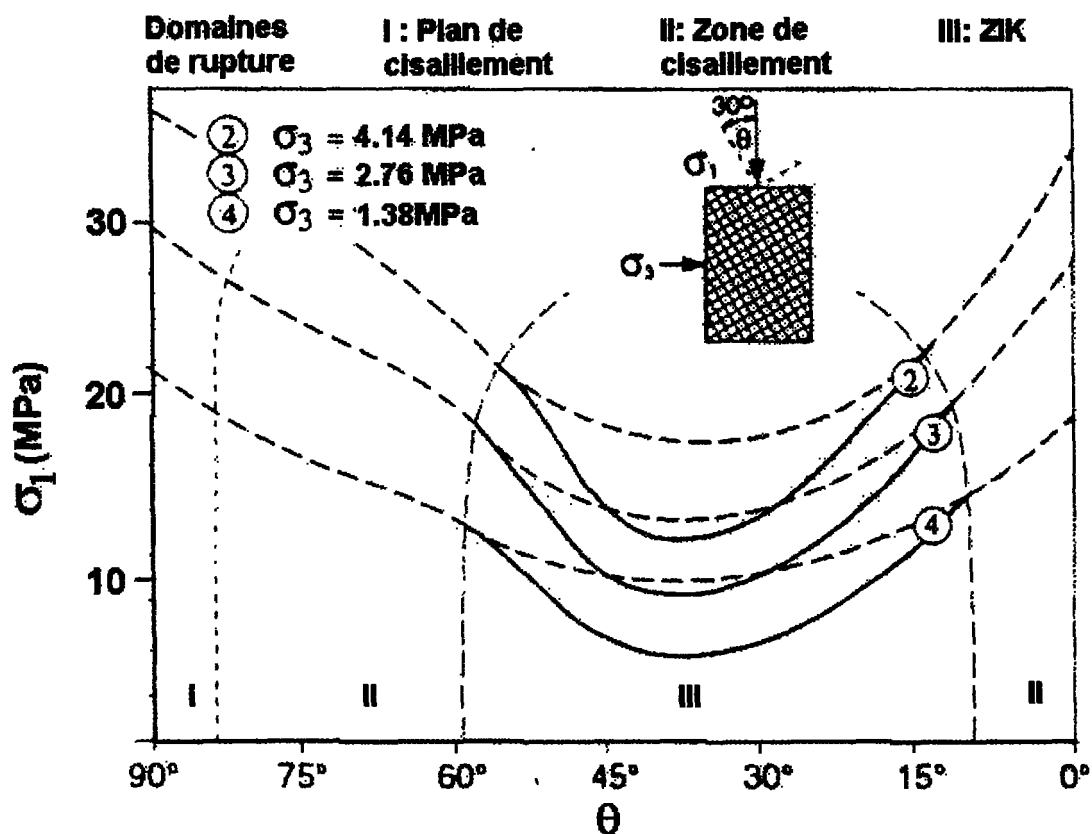


Figure 2.14 : Résistance mécanique des ZIK en essai biaxial. (Archambault, 1972).

2.4.3 Paramètres d'influence

Grâce aux études expérimentales et théoriques effectuées par plusieurs chercheurs (Paterson et Weiss, 1966; Donath, 1968; Honea et Johnson, 1976; Reches, 1979; Archambault et Ladanyi, 1993; et autres), certains paramètres influençant le développement des BK ont pu être ciblés. Ainsi, les caractéristiques d'une BK, soit l'épaisseur, l'angle de blocage, l'orientation par rapport à la contrainte axiale et la dilatance, sont le reflet direct ou indirect des facteurs suivants : l'orientation des discontinuités par rapport au tenseur de contraintes, le niveau de confinement, l'angle de friction et la cohésion des

discontinuités, la dilatance, la fréquence des discontinuités, les caractéristiques d'élasticité du matériel et des discontinuités, l'effet des discontinuités secondaires obliques et autres.

2.4.3.1 L'orientation des discontinuités

L'orientation des discontinuités « θ » par rapport à la contrainte principale majeure « σ_1 » joue un rôle quant à l'initiation et à l'évolution des ZIK. Donath (1964) a observé que les BK se développent presque à tout coup pour des valeurs de $\theta = 15^\circ$ et parfois $\theta = 30^\circ$. Les essais effectués par Paterson et Weiss (1966) sur des phyllites ont montré que la formation de BK se produit seulement pour $|\theta| \leq 25^\circ$. Ladanyi et Archambault (1972) définissent un domaine de rupture par développement de zone d'instabilité en kink des masses rocheuses discontinues pour une orientation $13^\circ \leq \theta \leq 58^\circ$ des discontinuités principales, cependant, ils n'observent aucune ZIK pour les orientations $\theta < 13^\circ$, mais plutôt le développement de zones et/ou de plans de cisaillement. Suite à des essais biaxiaux sur un empilement de briques de plâtre de Paris, Rizopoulos et Boehler (1992) observent la formation de ZIK seulement pour l'orientation $\theta = 26.5^\circ$ de la fracturation principale. Les ruptures observées pour les orientations $\theta = 14^\circ$ et $\theta = 45^\circ$ sont causées par le développement de plans de rupture à travers les briques et par glissement le long des plans préexistants. L'ensemble des études suggèrent que les orientations critiques menant au développement de BK ou de ZIK se situent dans l'intervalle $0^\circ \leq \theta \leq 58^\circ$.

2.4.3.2 Le niveau de confinement

Le niveau de confinement est un paramètre critique dans le développement des ZIK. Il ressort que la formation des ZIK se produit à l'intérieur d'un intervalle de pression de confinement. Il est d'abord bien connu que les masses rocheuses discontinues, à partir d'un niveau de confinement suffisant pour maintenir les fractures fermées, réagissent exactement comme des masses rocheuses intactes et isotropes (Goodman, 1989). Il y a donc un niveau de confinement maximal qui limite le développement des ZIK. Archambault (1972), a observé que les ZIK ne se produisaient plus dans les modèles dont la fracturation principale est orientée à $\theta = 15^\circ$ soumis à un confinement de « $\sigma_3 = 3.5 \text{ MPa}$ ». D'un autre côté, les essais de Donath (1968) sur des ardoises de Martinsburg dont la foliation était orientée à 15° par rapport à la contrainte principale majeure suggèrent qu'un minimum de confinement est nécessaire pour former des BK plutôt que favoriser le glissement le long des plans de faiblesse. Il n'obtint des BK que pour un confinement supérieur à 80 MPa (figure 2.15). Archambault (1972) obtint cependant des ZIK à des niveaux de confinement aussi faible que 0.45 MPa et des ruptures par rotation furent observées par Singh *et al.* (2002) lors d'essais uniaxiaux sur un empilement de briques de béton.

Un paramètre qui semble être affecté par le confinement est la longueur des segments de foliation à l'intérieur de la BK (« W », figure 2.7). Ainsi, plus le confinement est élevé, plus cette longueur est faible. Bien que ce phénomène ait

été observé par Archambault (1972) et Donath (1968) (figure 2.16), une seconde série d'essais publiée par Donath (1969) ne montre pas cette relation.

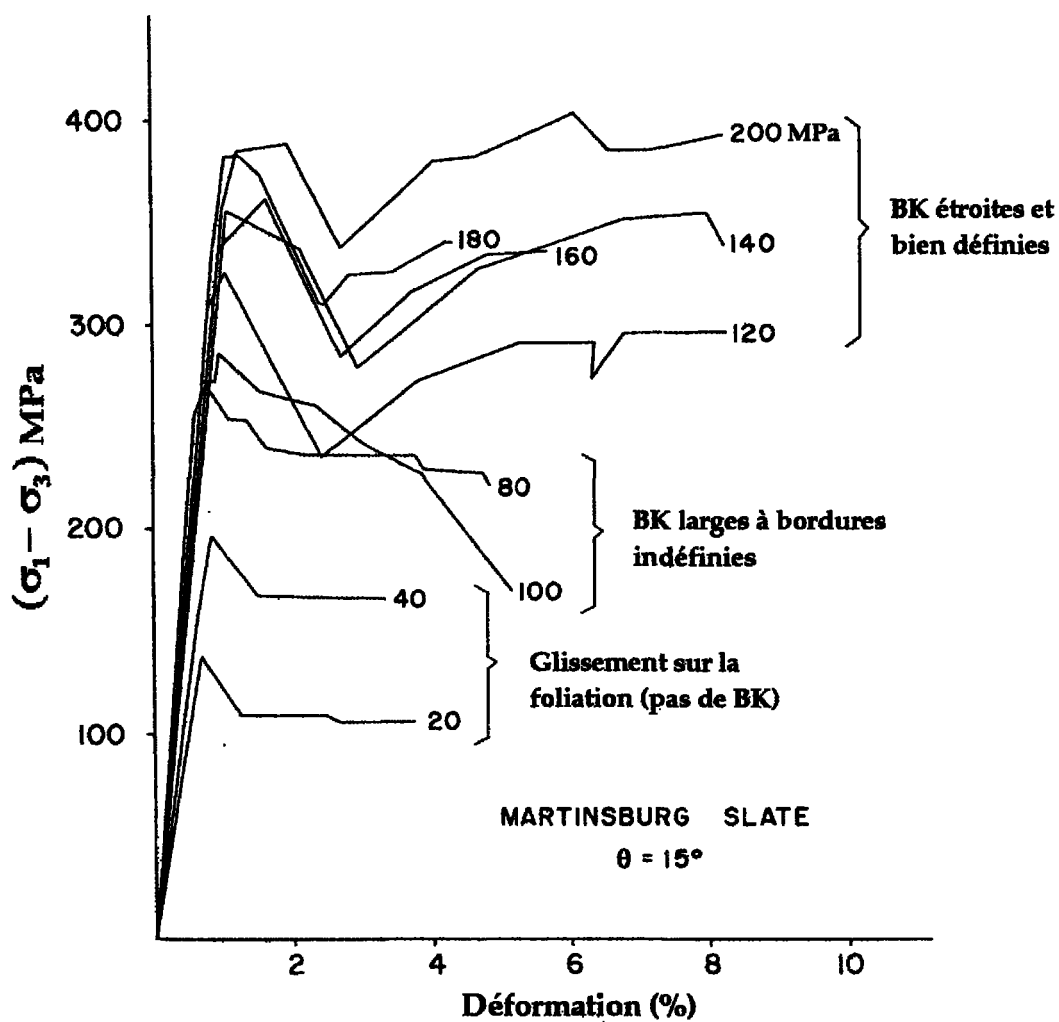


Figure 2.15 : Formation des BK selon le confinement. Adapté de Donath (1968).

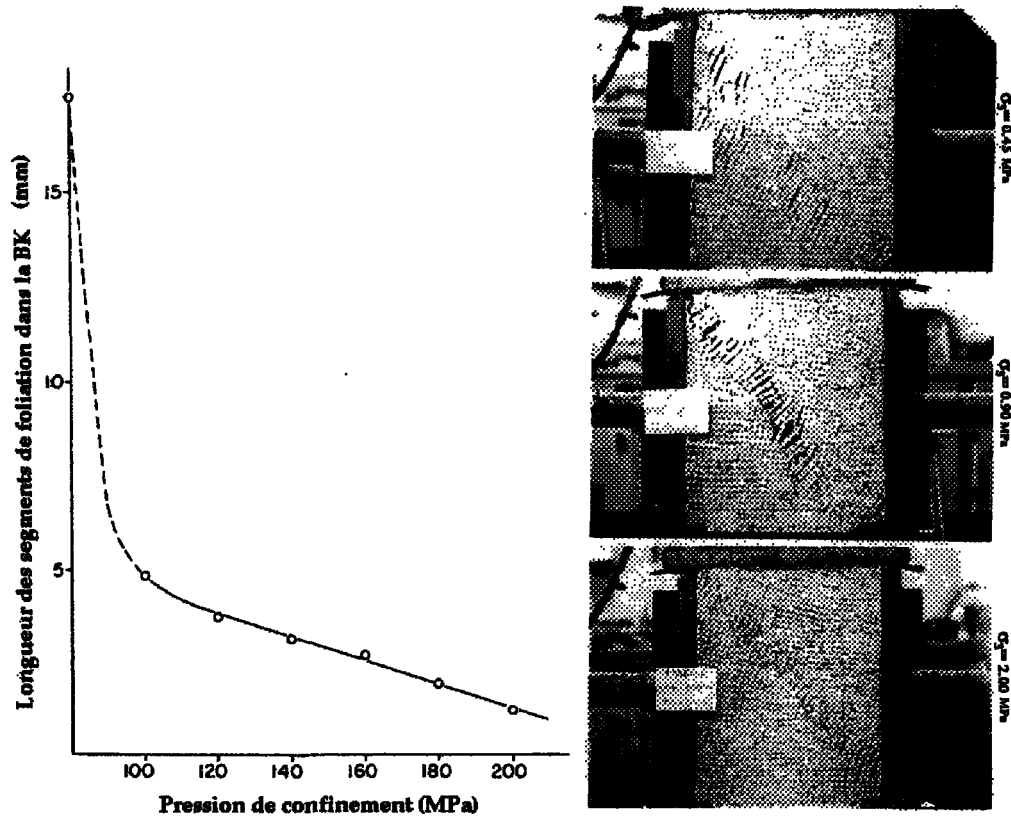


Figure 2.16 : Variation de la longueur des segments en rotation selon le confinement. Gauche : Résultats des essais triaxiaux sur des carottes d'ardoises (Donath, 1968). Droite : Résultats des essais biaxiaux sur un empilement de briques. Archambault (1972).

2.4.3.3 La résistance au cisaillement des contacts

La résistance effective au cisaillement « τ_0 » des contacts des discontinuités principales est composée de la cohésion « S_0 » et de l'angle de friction « ϕ » de ces derniers. Généralement, ils sont reliés ensemble par des critères de rupture empiriques. Par exemple le critère de Mohr-Coulomb les relie comme suit : $\tau_0 = S_0 + \sigma_n \cdot \tan \phi$. Une très grande cohésion de l'ordre de celle de la roche intacte, limiterait la formation de ZIK, puisque, l'effet des plans de faiblesse étant inhibé, le massif réagirait de façon quasi-isotrope. Par contre, l'effet de la

résistance en friction de glissement le long des plans de discontinuité est négligeable, car la rotation des segments les sépare les uns des autres. Seule la remise en contact des segments à la fin de la rotation mobilise cette portion de la résistance en cisaillement. Il a toutefois été observé que l'absence de résistance au cisaillement mène au glissement le long des plans de faiblesse dans le cas des masses fracturées (Rizopoulos et Boehler, 1992).

2.4.3.4 La fréquence de fracturation

La fréquence d'occurrence des discontinuités (ou l'épaisseur des bandes) a un effet sur la longueur des segments, tel que rapporté par les observations de Honea et Johnson (1976) et Rizopoulos et Boehler (1992). Ainsi, une augmentation de l'épaisseur des bandes mène à l'allongement des segments en rotation, jusqu'à une limite définie par l'envergure de l'échantillon testé ou de la masse foliée considérée.

2.4.3.5 Autres paramètres

- La présence d'une famille de joints orthogonaux réduit le moment de flexion induit qui résiste au moment actif provenant des forces appliquées. Ce phénomène a un effet sur la longueur des segments en rotation et sur la résistance générale de la masse fracturée (Archambault et Ladanyi, 1993).
- La présence d'eau pouvant avoir un effet mécanique (pression interstitielle) ou chimique (cimentation, dissolution) sur la résistance des contacts.

2.5 Modèles théoriques

2.5.1 Le modèle flexural

Honea et Johnson (1976) ont présenté une analyse de la formation des bandes de kink. Ils ont isolé une couche représentative d'un corps folié uniforme pour en examiner les profils de gauchissement élastique pouvant être produits sous diverses conditions de contraintes (figure 2.17). Ce modèle stipule que les BK sont initiées par un gauchissement de la foliation combinée à une transition fragile-ductile instable des contacts. Une déflexion initiale (perturbation locale) est essentielle pour initier le gauchissement des BK. Le modèle peut prédire la charge critique « P_{kink} » nécessaire pour initier les BK et la longueur des segments à l'intérieur de la BK « $2x_0$ » :

$$P_{kink} = \frac{\pi^2 \cdot E \cdot I}{(1 - \nu^2) \cdot x_0} \quad (2.1)$$

$$2x_0 = \sqrt[3]{\frac{E \cdot b^2 \cdot \pi^2 \cdot \nu^0}{3 \cdot (1 - \nu^2) \cdot \tau_0}} \quad (2.2)$$

P_{kink} : Charge critique pour initier la forme du kink

x_0 : Demi-largeur de la bande de kink

E : Module d'élasticité de la roche

$I = \frac{(z \cdot b^3)}{12}$: Moment d'inertie des segments d'épaisseur « z »

ν : Coefficient de Poisson

ν^0 : Déflexion initiale de la BK

τ_0 : Résistance effective au cisaillement des contacts

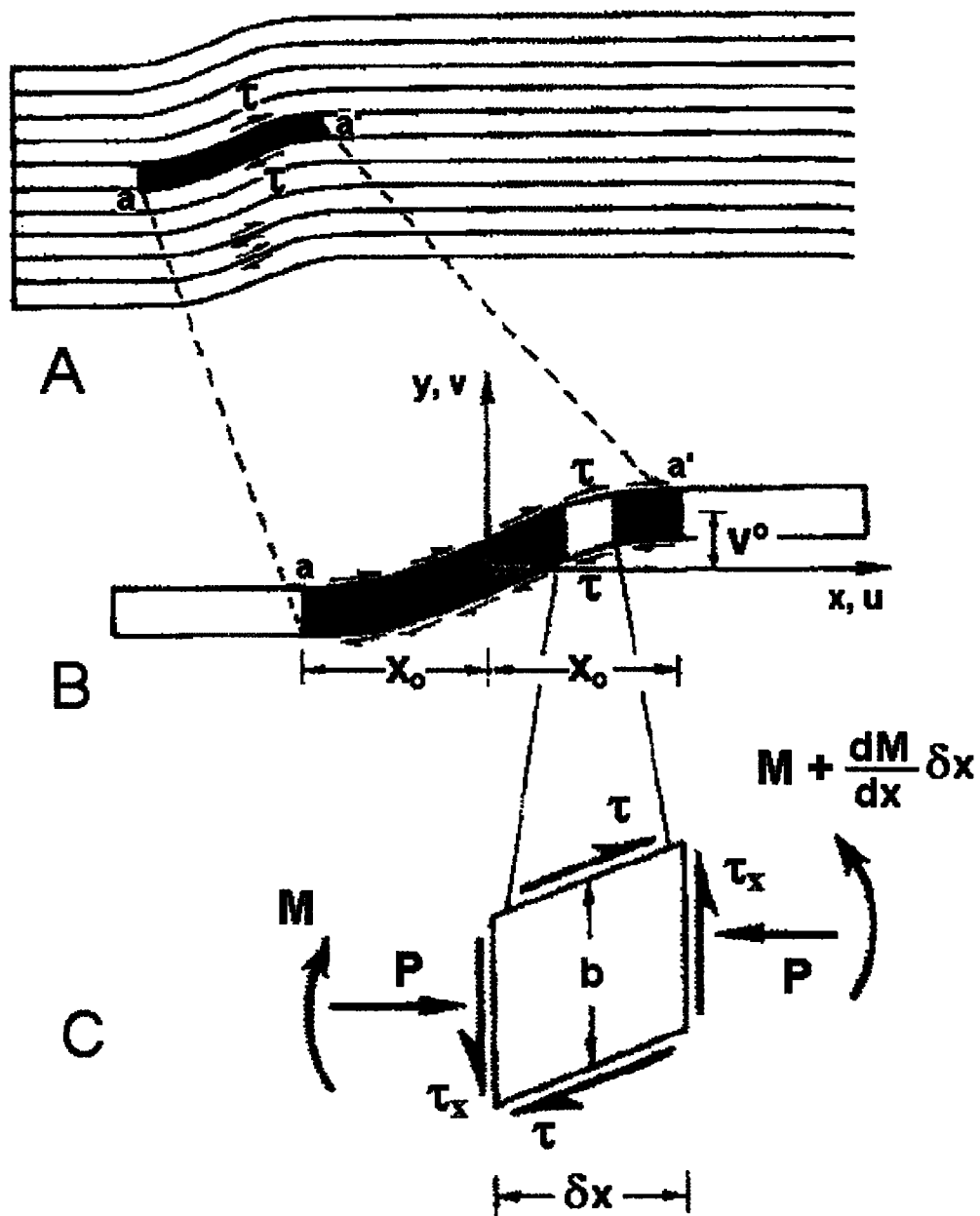


Figure 2.17 : Équilibre d'un élément infinitésimal d'un corps multicouches déformé par une bande de kink. a) Corps multicouches. b) Déformation en bande de kink isolée pour une couche unique. c) Élément infinitésimal dans la bande de kink. (Honea et Johnson, 1976)

2.5.2 Le modèle en pseudo-énergie

Hunt *et al.* (2000) ont appliqué le critère d'instabilité de Maxwell à un modèle composé d'un empilement de couches élastiques (rigidité = « k ») d'épaisseur constante « t » soumis à une charge axiale « P » et sous confinement « q ». Les contacts réagissent en friction selon le critère de Mohr-Coulomb (figure 2.18). Suite à un déplacement suffisant des frontières axiales, le système entre dans un état métastable pour lequel des perturbations infimes déclencheront une réponse non-linéaire.

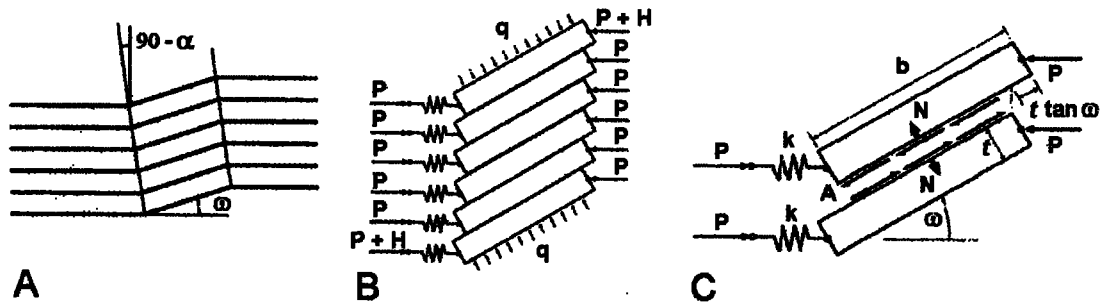


Figure 2.18 : Modèle multicouche étudié selon les principes de pseudo-énergie a) Modèle général. b) et c): Zone en rotation du modèle étudié. (Hunt *et al.*, 2000)

Le gauchissement est déclenché lorsque l'énergie élastique accumulée lors de la pré-compression devient suffisante pour surmonter le travail interne effectué contre la friction (figure 2.19). Lorsque cet état est atteint, le système devient métastable et tend vers un état global (et non local) d'énergie minimale. À cette position, la moindre petite perturbation fait passer l'équilibre de la courbe supérieure à la courbe inférieure et le kink est initié.

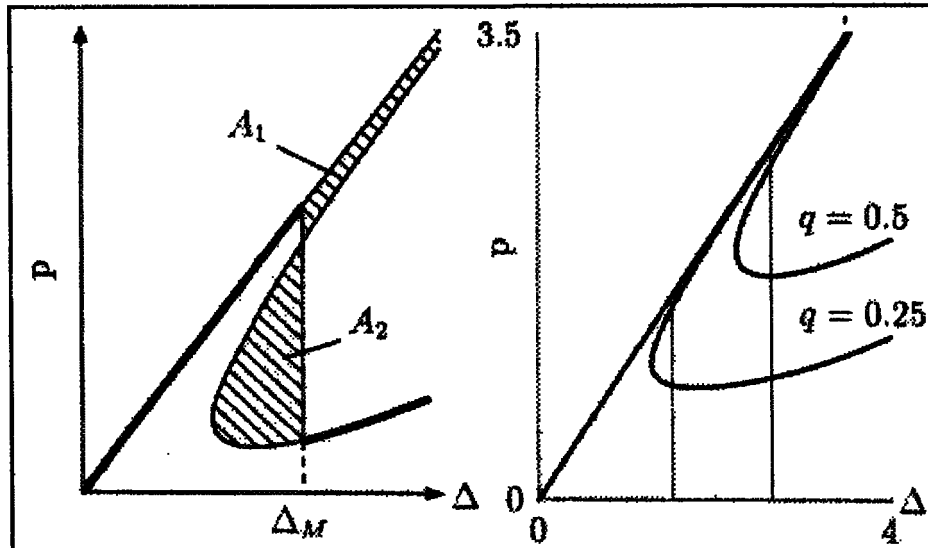


Figure 2.19 : Solutions à l'équilibre pour un état donné : graphe « Relation contrainte axiale (P) vs. déplacement axial (Δ) » (A_1 = travail effectué contre la friction; A_2 = Énergie élastique disponible provenant de la pré-compression) (Hunt *et al.*, 2000).

2.5.3 La théorie généralisée des milieux continus de Cosserat

De Figueiredo *et al.* (2004) utilisent la théorie généralisée des milieux continus de Cosserat pour solutionner les déformations de type « en domino » (figure 2.20). Le modèle généralisé de Cosserat et Cosserat (1909) se distingue de la théorie classique des milieux continus par une généralisation des déplacements. Ainsi, en plus du vecteur de déplacements « $\vec{u}_i = f(\vec{x}_i) = f(x_1, x_2) = u_1\vec{e}_1 + u_2\vec{e}_2$ » chaque élément infinitésimal possède un degré de liberté de plus, soit une micro-rotation indépendante « ω_i^c » (figure 2.21). D'une façon générale, le développement de la théorie généralisée des milieux continus de Cosserat permet de traiter les cas de déformation où d'importantes rotations indépendantes se produisent et sont responsables de la rupture du milieu. La déformation de type

« en domino » peut être associée à l'évolution des zones de cisaillement et des bandes de kink.

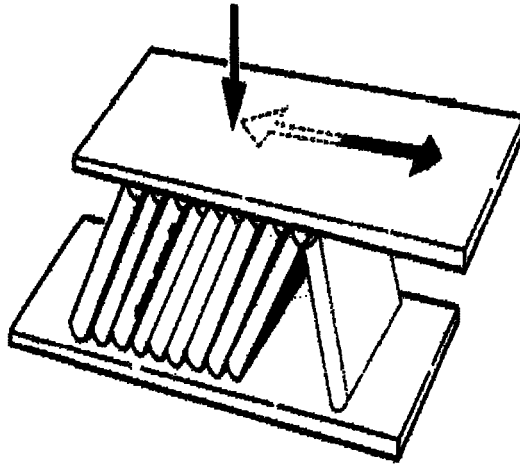


Figure 2.20 : Déformation de type « en domino » (Mandl, 1987).

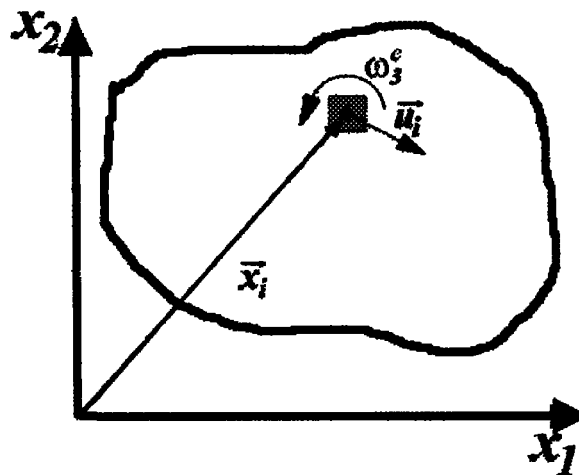


Figure 2.21 : Degrés de liberté de mouvement d'une particule dans un milieu continu généralisé de Cosserat. (de Figueiredo *et al.*, 2004)

Durand *et al.* (2006) ont reproduit numériquement les essais biaxiaux d'Archambault (1972). Des analyses limites du système ont été effectuées à l'aide d'un algorithme utilisant la théorie généralisée de Cosserat. Les résistances calculées ont été comparées aux résultats expérimentaux des essais biaxiaux. Une bonne correspondance des résistances est observée lorsqu'une composante de déformation rotationnelle est présente (figure 2.22).

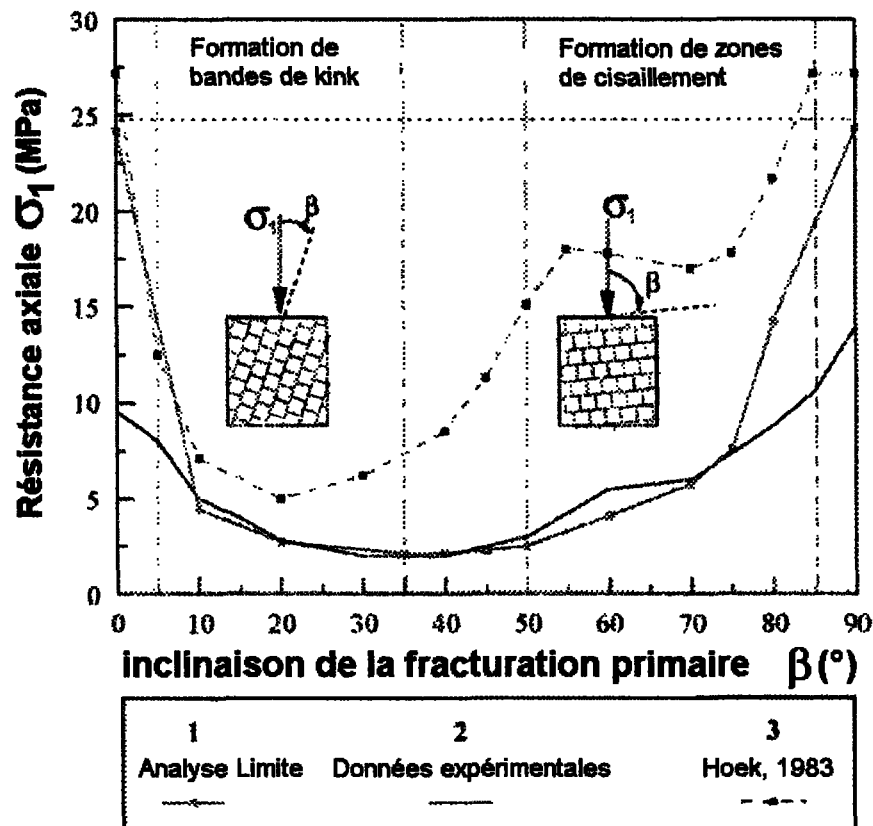


Figure 2.22 : Comparaison des résistances d'un modèle rocheux discontinu selon diverses approches : essais biaxiaux, analyse limite et loi empirique de Hoek (Adapté de Durand *et al.*, 2006).

2.5.4 La théorie de Rowe sur les relations contrainte-dilatance

Rowe (1962) a calculé théoriquement et mesuré expérimentalement la résistance et la déformation d'un empilement non cohésif de tiges uniformes soumis à un système de contraintes déviatoriques (figure 2.23). Ce modèle a été traité comme un système bidimensionnel. Rowe en vient à la conclusion que la dilatance et la résistance d'un assemblage de particules individuelles en contact dépendent de l'angle de friction entre les surfaces des particules et de l'angle géométrique typique de l'assemblage :

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \left(1 + \frac{d\dot{V}}{V \cdot \dot{\epsilon}_1} \right) \cdot \frac{\tan(\phi_\mu + \beta)}{\tan \beta} \quad (2.3)$$

$$\frac{d\dot{V}}{V} : \text{Taux de dilatance}$$

$\dot{\epsilon}_1$: Taux de déformation axial

ϕ_μ : Angle de friction véritable entre les surfaces minérales

β : Direction du déplacement général

$L_{1,2}$: Charge par tige dans la direction 1 ou 2.

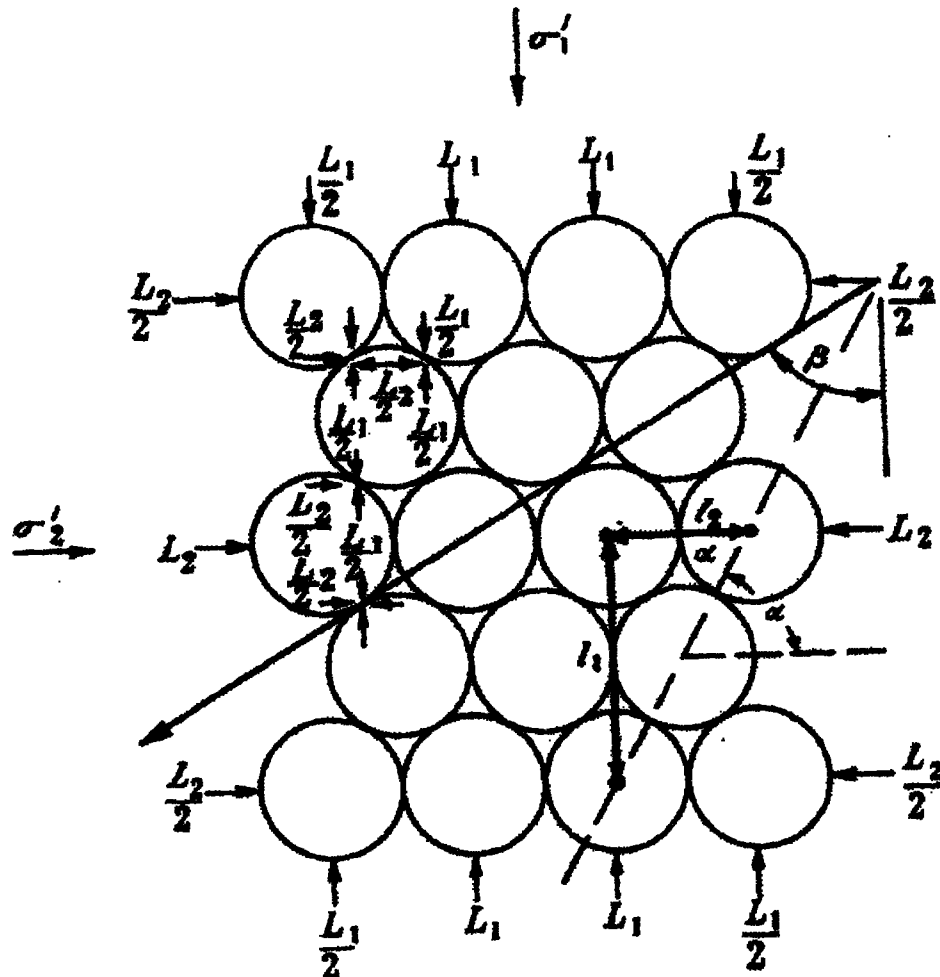


Figure 2.23 : Simplification bidimensionnelle d'un système composé d'un empilement de tiges uniformes. (Rowe, 1962)

À partir de cette étude, Rowe *et al.* (1964) proposent un modèle basé sur l'équilibre énergétique pour déterminer la résistance en cisaillement d'un assemblage de particules. Pour des conditions de cisaillement direct, la résistance totale au cisaillement entre les grains (figure 2.24) peut être divisée en trois composantes :

$$S = S_1 + S_2 + S_3 \quad (2.4)$$

$S_1 = N \cdot \dot{\nu}$: Force provenant du travail externe en dilatation contre la force externe N ;

$S_2 = N \cdot \dot{\nu} \cdot \tan \phi_f$: Force provenant du travail additionnel interne en friction causé par la dilatance;

$S_3 = N \cdot \tan \phi_\mu$: Force provenant du travail interne en friction s'il n'y a pas de dilatance;

$\dot{\nu} = \tan i$: Taux de dilatance à la rupture;

ϕ_f : Moyenne statistique de l'angle de friction lors du glissement le long d'irrégularités de diverses orientations;

ϕ_μ : Angle de friction véritable entre les surfaces minérales;

i : Inclinaison du plan de glissement.

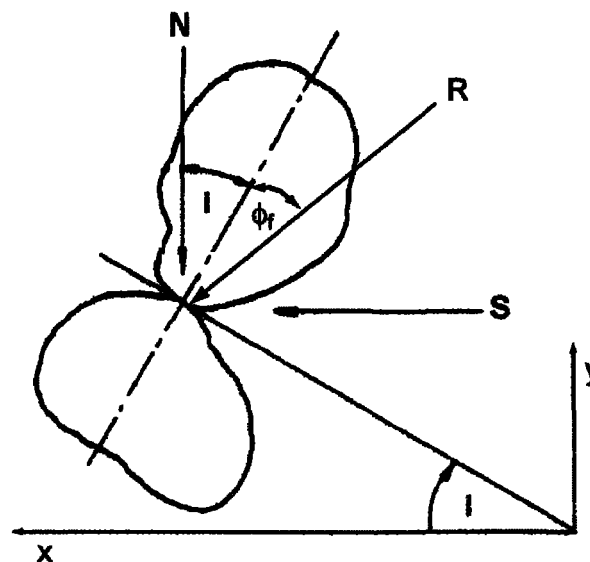


Figure 2.24 : Résistance au cisaillement entre les grains en contact. (Adapté de Rowe *et al.*, 1964)

2.5.5 Le modèle LADAR

Le critère de rupture proposé par Ladanyi et Archambault (1969, 1972) permet d'évaluer la résistance au cisaillement au pic d'un plan de cisaillement régulièrement indenté. Ce critère est une généralisation du modèle contrainte-dilatance de Rowe. Le modèle LADAR y ajoute une quatrième composante « S_4 » qui tient compte du cisaillement des aspérités (figure 2.25) :

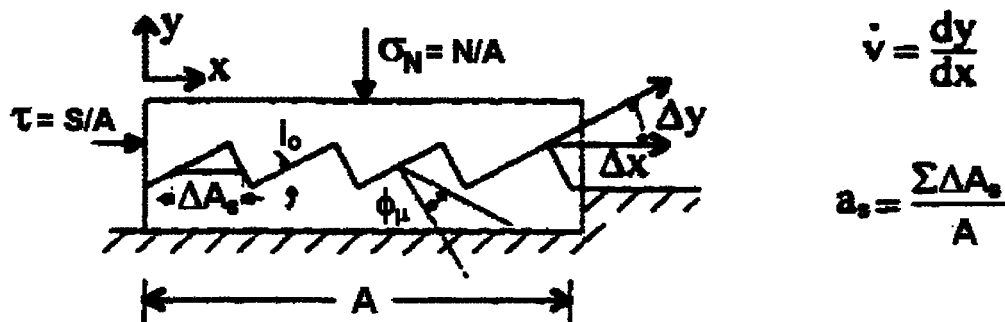


Figure 2.25 : Cisaillement le long d'un plan régulièrement indenté.

$$S = (1 - a_s) \cdot S_{Rowe} + a_s \cdot S_4 \quad (2.5)$$

$\sum \Delta A_s$: Somme des projections des plans de cisaillement à travers les indentations;

a_s : Proportion de l'aire projetée dont les indentations sont cisailées;

i_0 : Inclinaison initiale des indentations régulières;

S_{Rowe} : Force responsable du travail nécessaire pour chevaucher les aspérités (modèle de Rowe);

S_4 : Force responsable du travail nécessaire pour briser toutes les indentations à leur base.

Une fois développé, le critère de rupture devient :

$$\tau_p = \frac{\sigma_N \cdot (1 - a_s) \cdot (\dot{\nu} - \tan \phi_\mu) + a_s \cdot S_R}{1 - (1 - a_s) \cdot \dot{\nu} \cdot \tan \phi_\mu} \quad (2.6)$$

τ_p : Résistance au cisaillement au pic;

σ_N : Contrainte normale appliquée sur le système;

σ_T : Contrainte de transition fragile-ductile

$\dot{\nu}$: Taux de dilatance au pic;

a_s : Proportion de l'aire projetée dont les indentations sont cisailées;

ϕ_μ : Angle de friction des surfaces inclinées;

S_R : Résistance au cisaillement de la roche intacte

Les paramètres « a_s » et « $\dot{\nu}$ » sont dépendants de la contrainte normale appliquée « σ_N ». Plus la contrainte normale est élevée, plus il devient difficile de chevaucher les aspérités, alors plus la proportion d'aspérités cisailées est grande et moins le taux de dilatance est grand. À la limite, lorsque la contrainte normale atteint la pression de transition « σ_T », soit la pression pour laquelle les discontinuités n'ont plus d'influence sur le système (Mogi, 1966), toutes les aspérités sont cisailées. Ladanyi et Archambault (1969) ont exprimé empiriquement les variations de ces paramètres. Il en ressort que, pour $0 \leq \sigma_N < \sigma_T$ (figure 2.26):

$$a_s \approx 1 - \left(1 - \frac{\sigma_N}{\sigma_T}\right)^{K_1} \quad (2.7)$$

$$\dot{\nu} \approx \left(1 - \frac{\sigma_N}{\sigma_T}\right)^{K_2} \cdot \tan i_o \quad (2.8)$$

K_1 et K_2 : constantes empiriques;

i_o : inclinaison initiale des indentations.

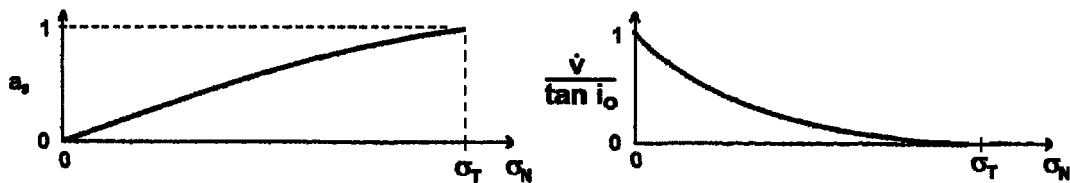


Figure 2.26 : Variation des paramètres « a_s » et « $\dot{\nu}$ » lorsque $K_1 = 1.5$ et $K_2 = 4$. (Adapté de Ladanyi et Archambault, 1969).

Ladanyi et Archambault (1969) ont ensuite adapté ce modèle aux zones d'instabilité en kink. Puisque la dilatance se produisant dans les ZIK est différente de celle se produisant lors du cisaillement le long d'un plan indenté, ils ont redéfini les constantes « K_1 » et « K_2 » à partir d'essais de cisaillement direct sur des empilements de briques (figure 2.27) :



Figure 2.27 : Essais de cisaillement direct sur un empilement de blocs à 5 rangs. (Adapté de Archambault, 1972)

$$K_1 = \left(\frac{2}{n_R} \right)^3 \cdot \tan j_o \quad (2.9)$$

$$K_2 \approx 5 \quad (2.10)$$

$2 \leq n_R \leq 5$: Nombre de rangs de blocs

Ils ont aussi proposé de réduire l'angle de frottement « ϕ_μ » à environ 30° pour tenir compte des résultats observés.

2.6 Conclusion

Puisque chaque étude expérimentale est basée sur un matériel et des conditions de chargement particulier, il est très difficile de comparer les diverses études entre elles et d'effectuer une synthèse des observations concernant les conditions de formation des ZIK. De plus, plusieurs paramètres d'influence n'ont pas été testés systématiquement, ainsi d'importantes lacunes existent dans les

connaissances permettant d'estimer quels paramètres sont les plus critiques et favorables au développement des ZIK. Pour mieux cibler le développement de ZIK, il devient essentiel de créer un bassin d'information substantiel à partir d'observations d'essais physiques ou numériques systématiques.

Les modèles analytiques permettent d'exprimer mathématiquement les phénomènes et processus naturels. Ils proposent une solution globale au système étudié. À partir de ces solutions, il devient possible de déterminer des critères de rupture et d'améliorer les modèles numériques.

Parmi les modèles existants, celui utilisant la théorie généralisée de Cosserat est celui qui semble le mieux adapté aux instabilités en kink. Cependant, lorsque les bandes de kink se développent en milieux anisotropes discontinus, les équations de compatibilité de St-Venant ne sont pas valables le long des plans de fracture. Ces dernières assurent une compatibilité des déplacements de deux éléments adjacents. Cette réalité demande d'effectuer une simplification du système réel avant de le traiter à l'aide des équations des milieux continus. Ensuite, cette approche tient compte implicitement de la dilatance, il est donc difficile d'isoler son effet sur les résistances et les déformations globales.

Les modèles basés sur les instabilités élastiques (le modèle flexural et le modèle en pseudo-énergie) permettent uniquement de déterminer et d'expliquer les conditions critiques menant à l'initiation des bandes de kink (les causes). De plus, les deux modèles sont développés sous l'hypothèse que la déformation

s'effectue à volume constant, donc ils ne tiennent pas compte de l'effet de la dilatance sur la résistance des massifs rocheux. Finalement, d'autres particularités rendent ces modèles inadéquats pour le développement d'un critère de rupture des masses rocheuses discontinues :

- 1) Certains paramètres du modèle flexural, soit la demi-longueur et la déflexion initiale de la bande de kink, sont très difficiles à déterminer et impossibles à mesurer et aucune relation contrainte - déformation - dilatance n'est décrite ou formulée.
- 2) Le modèle en pseudo-énergie considère seulement les éléments suivants : les charges externes (axiale, confinement), l'accumulation d'énergie élastique dans les couches (rigidité des couches) et la friction entre les couches. Les autres facteurs ne sont pas considérés (pression interstitielle, plissement et formation des charnières, fréquence de fracturation...).

Le modèle LADAR permet de déterminer la résistance au pic des massifs rocheux fracturés lorsqu'un plan de rupture à indentation régulière s'y développe. Il est basé sur la quantification de la dilatance qui se produit lors du chevauchement et du cisaillement des indentations, ce qui constitue la cause fondamentale de la résistance au cisaillement. Par contre, l'adaptation de ce modèle aux ZIK ne définit pas adéquatement la dilatance et la friction se produisant dans les ZIK. Bien que la théorie sous-jacente à ce modèle soit rigoureusement prouvée énergétiquement

(Rowe *et al.*, 1964), le développement pour les ZIK est très limité, incomplet et teinté d'un empirisme discutable. De plus, la définition de la proportion d'aire projetée en cisaillement s'applique difficilement, car la rupture des colonnes en rotation se produit par développement de fissures en tension. Des définitions plus rigoureuses de la dilatance et de la friction se produisant dans les ZIK est essentielle.

Le modèle de Rowe explicite le rôle de la dilatance lors de la détermination de la résistance au cisaillement du système et il a déjà été modifié avec succès pour y inclure une composante de cisaillement des indentations. Considérant que la dilatance a un effet direct et majeur sur le développement des BK dans les massifs rocheux fracturés et qu'il soit possible d'empêcher la déformation rotationnelle en restreignant la dilatance (Archambault et Ladanyi, 1993), l'adaptation du modèle de Rowe sera privilégiée pour la présente étude.

CHAPITRE 3

MODÈLES NUMÉRIQUES

3.1 Généralités

Les conditions de formation des ZIK sont partiellement connues, car plusieurs études expérimentales (Donath, 1968; Archambault, 1972; Rizopoulos et Boehler, 1992; Archambault et Ladanyi, 1993) ont permis de cibler l'effet de quelques paramètres critiques sur le développement de ce type de rupture. Cependant, tel que rapporté au chapitre 2, il est très difficile de comparer les diverses études entre elles et d'effectuer une synthèse des observations concernant les conditions de formation des ZIK, car les matériaux utilisés et les conditions frontières appliquées sont très différents d'une étude à l'autre. Pour mieux cibler le développement de ZIK, il devient essentiel de créer une base de données substantielle à partir d'observations d'essais systématiques. Cependant, les essais physiques demandent beaucoup de temps de préparation, que ce soit pour la fabrication et l'ajustement du montage ou encore pour la mise en place des échantillons. De plus, il est difficile, parfois impossible, d'avoir un contrôle réel sur certains paramètres (résistance en friction des plans de fracture par exemple). Certaines des lacunes de ces modèles peuvent être contournées par l'utilisation d'un modèle numérique afin de simuler le comportement mécanique des massifs

rocheux fracturés soumis à un chargement biaxial. Ainsi, la conception et l'utilisation d'un modèle numérique donnent une plus grande latitude quant à la géométrie du modèle utilisée, aux conditions frontières appliquées et aux paramètres testés.

Le présent chapitre traite donc de la conception et de l'utilisation d'un modèle numérique développé pour étudier la formation des ZIK dans les massifs rocheux fracturés. D'abord, une justification du logiciel utilisé est présentée, ensuite le modèle numérique développé est détaillé et validé. Finalement, les résultats des essais numériques sont expliqués en lien avec les conditions de formation des ZIK et leur résistance au cisaillement

3.2 Modélisations numériques

Divers types de modélisation numérique sont utilisées développés en mécanique des roches, entre autre les méthodes en milieux continus (éléments finis, éléments frontières et différences finies) et les méthodes en milieux discontinus (éléments discrets).

3.2.1 Méthodes en milieux continus

Les méthodes d'analyse des milieux continus impliquent le découpage du domaine d'étude par une maille d'éléments interconnectés entre eux par des noeuds communs. Un système d'équations basé sur la mécanique des milieux continus est utilisé pour résoudre les déplacements des noeuds de la maille. Bien que des développements aient été faits pour traiter les discontinuités

en les modélisant comme des éléments finis particuliers (Goodman 1976), de nombreuses limitations sont reliées à l'utilisation des méthodes en milieux continus pour simuler un milieu discontinu (Jing et Hudson, 2002) :

- 1) Modélisation uniquement de faibles déplacements le long des discontinuités;
- 2) Impossibilité de modéliser des rotations importantes de blocs;
- 3) Impossibilité de dissocier les divers éléments entre eux.

Ces méthodes ne conviennent donc pas à l'étude des kinks dans les massifs rocheux fortement fracturés.

3.2.2 Méthode des éléments discrets

Selon Cundall et Hart (1992), le nom « méthode des éléments discrets » convient à un programme de modélisation seulement s'il permet :

- 1) Les déplacements finis et les rotations de corps discrets, incluant le détachement complet d'un élément du système;
- 2) La reconnaissance de nouveaux contacts durant le cycle de calcul.

La méthode des éléments discrets suppose, comme hypothèse de base, que le comportement mécanique des milieux modélisés est principalement contrôlé par les discontinuités. Dans sa forme la plus générale, la méthode des éléments discrets permet d'analyser un ensemble de corps déformables, continus ou discontinus qui interagissent les uns avec les autres, et ce même pour

d'importants déplacements ou rotations. Bien que plusieurs variations de cette méthode existent en mécanique des roches (Itasca, 2000), la plus appropriée est la méthode des éléments distincts qui utilise un processus de calcul explicite basé sur des cycles temporels pour résoudre directement les équations de déplacement. Les corps peuvent être rigides ou déformables et les contacts sont déformables. Le logiciel *UDEC (Universal Distinct Element Code)* fait partie de ce type de programme (Cundall, 1980). Cette méthode permet de simuler les diverses conditions du modèle prévu, soit un empilement dense de blocs déformables pouvant subir d'importantes déformations et rotations.

3.3 Le modèle biaxial

Le modèle numérique utilisé pour simuler la formation de zones d'instabilité en kink dans les masses rocheuses fracturées est illustré à la figure 3.1. La géométrie proposée et les propriétés physiques des joints et des blocs sont similaires à celles du modèle physique utilisé par Archambault (1972). Toutefois, quelques petites différences ont été apportées à la géométrie dans le but d'élargir les possibilités du modèle et le rendre plus représentatif d'un système naturel.

Le modèle représente une coupe transversale (7.5 m x 10 m) d'une masse rocheuse idéalisée, découpée par deux familles de joints plats et rugueux. La première famille est composée des joints « primaires » qui sont continus. La seconde famille est composée des joints « secondaires » qui sont discontinus et qui se terminent sur les joints primaires. Les familles de joints sont orthogonales

l'une par rapport à l'autre. L'orientation du réseau de fractures est défini par l'angle « θ » entre l'axe vertical du modèle (ou la direction d'application de la contrainte principale majeure) et la trace des joints primaires dans le plan normal aux deux familles de joints. Cet angle est aussi nommé : « orientation de la fracturation primaire ».

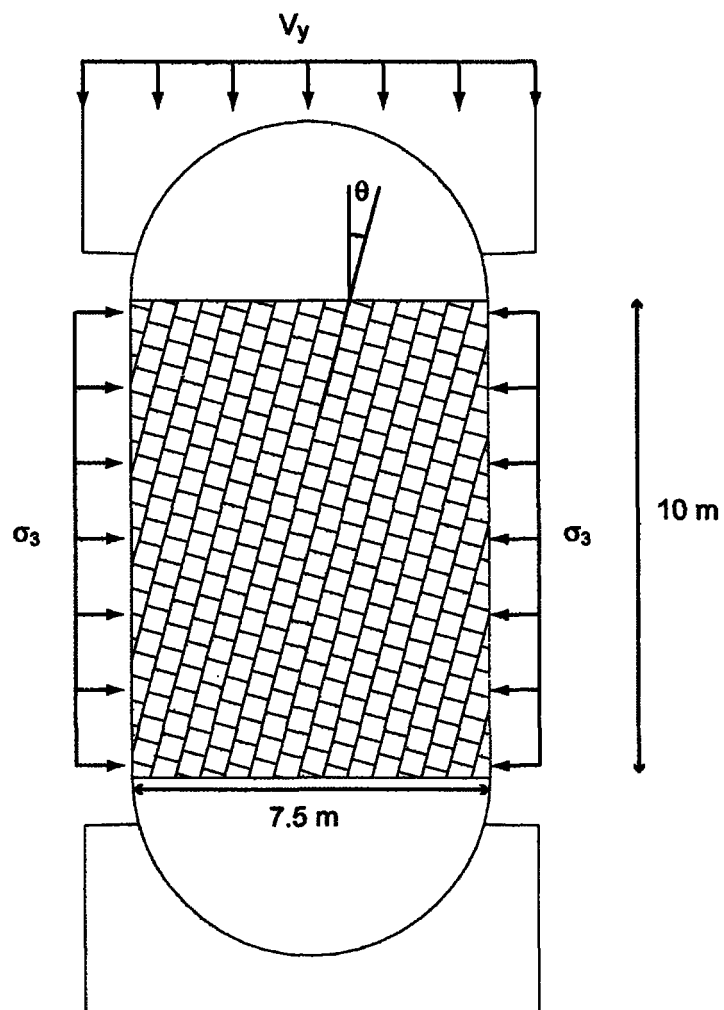


Figure 3.1 : Géométrie du modèle numérique

Aux extrémités du haut et du bas, le modèle est limité par deux plateaux de chargement en acier. L'utilisation de plateaux de chargement permet d'incorporer une résistance passive par friction aux frontières supérieure et inférieure du modèle. Il représente aussi un contraste de compétence entre deux unités du système. Le comportement mécanique des plaques de chargement est purement élastique sans possibilité de rupture. Cette hypothèse est valide, car la limite de plasticité de l'acier est de beaucoup supérieure à la résistance mécanique du modèle rocheux. Le plateau inférieur est fixé, il ne peut donc pas se déplacer d'aucune façon. Les degrés de liberté de déplacement du plateau supérieur permettent de combiner des déplacements verticaux, horizontaux et en rotation au besoin. L'utilisation de plaques de chargement latérales a été omise. La contrainte latérale est directement appliquée aux limites gauche et droite du modèle, ce qui permet une meilleure répartition de cette dernière tout au long de l'essai, donc est plus représentatif des conditions naturelles. Les propriétés physiques assignées aux blocs, aux joints et aux plateaux de chargement sont détaillées au tableau 3.1.

Tableau 3.1. Propriétés des blocs et des joints utilisés pour les simulations numériques biaxiales.

Type	Blocs ^a	Plateaux ^b	Joints
Masse volumique (ρ) (kg m^{-3})	Roche	Acier	Roche
Friction (ϕ) (°)	2700	7800	30.0
Module de compressibilité (K) (GPa)	39.0		
Module de rigidité (G) (GPa)	5.61	166.7	
Cohésion (S_0) (MPa)	4.94	76.9	
Résistance à la compression uniaxiale (C_0) (MPa)	5.92		0.0
Résistance à la tension (T_0) (MPa)	24.8		
Module de rigidité normale (K_n) (GPa m^{-1})	2.8		5.6 ^c
Module de rigidité tangentielle (K_s) (GPa m^{-1})			0.5 ^c

^a. Archambault (1972) ^b. Bazergui *et al.* (1993) ^c. Déterminé en laboratoire, voir annexe 1.

La détermination du comportement contrainte-déformation-dilatance du modèle numérique est effectuée par le suivi des déplacements des noeuds de la maille numérique et des contraintes associées aux zones déformables. L'extraction de ces données est faite à l'aide du module de programmation « FISH » (annexe 2 et annexe 3). Puisque les zones d'instabilité en kink sont un phénomène de localisation de la déformation, la détermination de la dilatance est effectuée sur un volume restreint, centré sur l'instabilité en kink. Cette façon de procéder permet d'éliminer les effets de bordure indésirables.

Le chargement du modèle s'effectue en deux étapes :

- 1) Le confinement : le plateau supérieur est immobilisé et une contrainte de confinement « σ_3 » est appliquée directement sur les parois du modèle. La simulation est lancée et se poursuit jusqu'à ce qu'un état près de l'équilibre soit atteint.
- 2) Le chargement : le plateau supérieur est déplacé à vitesse constante « V_y » vers le bas. La simulation est arrêtée lorsqu'une zone d'instabilité en kink est bien définie ou que la superposition des blocs devienne irréaliste. Dans le cas où il ne se développe pas de zone d'instabilité en kink, la simulation est arrêtée après le point de rupture du modèle.

Les simulations numériques ont été effectuées en deux séries. Tout d'abord, les conditions frontières et les paramètres internes ont été testés dans le but de déterminer les conditions de développement des ZIK en fonction de la dilatance.

Le tableau 3.2 énumère les paramètres et les valeurs testées lors des simulations préliminaires.

Tableau 3.2. Paramètres testés lors des essais préliminaires.

<u>Paramètres</u>	<u>Valeurs</u>
Taux de déformation axiale « $\dot{\epsilon}_y$ » (% min ⁻¹)	0.06 à 6.0
Degré de liberté des frontières axiales	déplacement axial et déplacement latéral et/ou rotation
Friction de surface des frontières axiales	Avec ou sans friction
Confinement du système « σ_3 » (MPa)	0.5 à 10.0
Orientation de la fracturation « θ » (°)	0 à 45
Fréquence de fracturation « f » (m ⁻¹)	0.5 à 5.0
Friction de surface des joints primaires « ϕ_p » (°)	0 à 50
Friction de surface des joints secondaires « ϕ_s » (°)	0 à 50

Les variations de paramètres ont été effectuées à partir d'un modèle de base dont les propriétés sont les suivantes :

- Confinement du système : $\sigma_3 = 0.5$ MPa
- Orientation de la fracturation : $\theta = 15^\circ$
- Fréquence de fracturation : $f = 2$ m⁻¹
- Friction de surface des joints primaires : $\phi_p = 30^\circ$
- Friction de surface des joints secondaires : $\phi_s = 30^\circ$

Ensuite, à partir des simulations préliminaires, un modèle de base a été défini pour effectuer des essais systématiques avec les combinaisons de paramètres menant à la formation des ZIK. Cette deuxième série de simulations avait pour but de déterminer empiriquement la relation résistance-dilatance des ZIK. Le tableau 3.3 énumère les paramètres et les valeurs testées lors des simulations systématiques.

Tableau 3.3. Paramètres testés lors des essais systématiques.

<u>Paramètres</u>	<u>Valeurs</u>
Orientation de la fracturation « θ » (°)	5, 15, 25, 30*
Fréquence de fracturation « f » (m ⁻¹)	2, 3, 4
Friction de surface des joints « ϕ » (°)	20, 30, 40
Confinement du système « σ_3 » (MPa)	0.5, 2.0, 3.5, 5.0

*Seulement 4 essais ont été effectués pour cette orientation.

3.4 Validation du modèle numérique

La validation du modèle numérique permet de s'assurer que les résultats obtenus suite aux simulations numériques peuvent être considérés comme étant réalistes. Deux éléments ont été utilisés pour valider les résultats des essais numériques. Tout d'abord, une localisation de la déformation rotationnelle devait permettre de définir une ZIK. Ensuite, le comportement mécanique des modèles pour lesquels des ZIK se sont développées devait être similaire au comportement mécanique observé et proposé par Archambault et Ladanyi (1993) (figure 2.13; §2.4.1).

En premier lieu, en référence à la figure 3.2 qui illustre les étapes de déformation du modèle numérique, il est possible d'établir que la déformation ultime du modèle se produit par la rotation des blocs à l'intérieur d'une zone tabulaire restreinte du modèle, ainsi est créée une ZIK.

En second lieu, le comportement mécanique observé des ZIK dans les simulations numériques est similaire à celui observé dans les essais physiques pour les étapes de mobilisation et d'évolution des ZIK. Il est à noter que les limitations du logiciel ont fait en sorte que les étapes de la remise en contact et du blocage n'ont pas pu être simulées. Les simulations numériques ont permis de raffiner la compréhension du comportement mécanique des étapes de mobilisation et d'évolution des ZIK y associant les notions de localisation des déformations et de rotation des blocs (figures 3.2 et 3.3) :

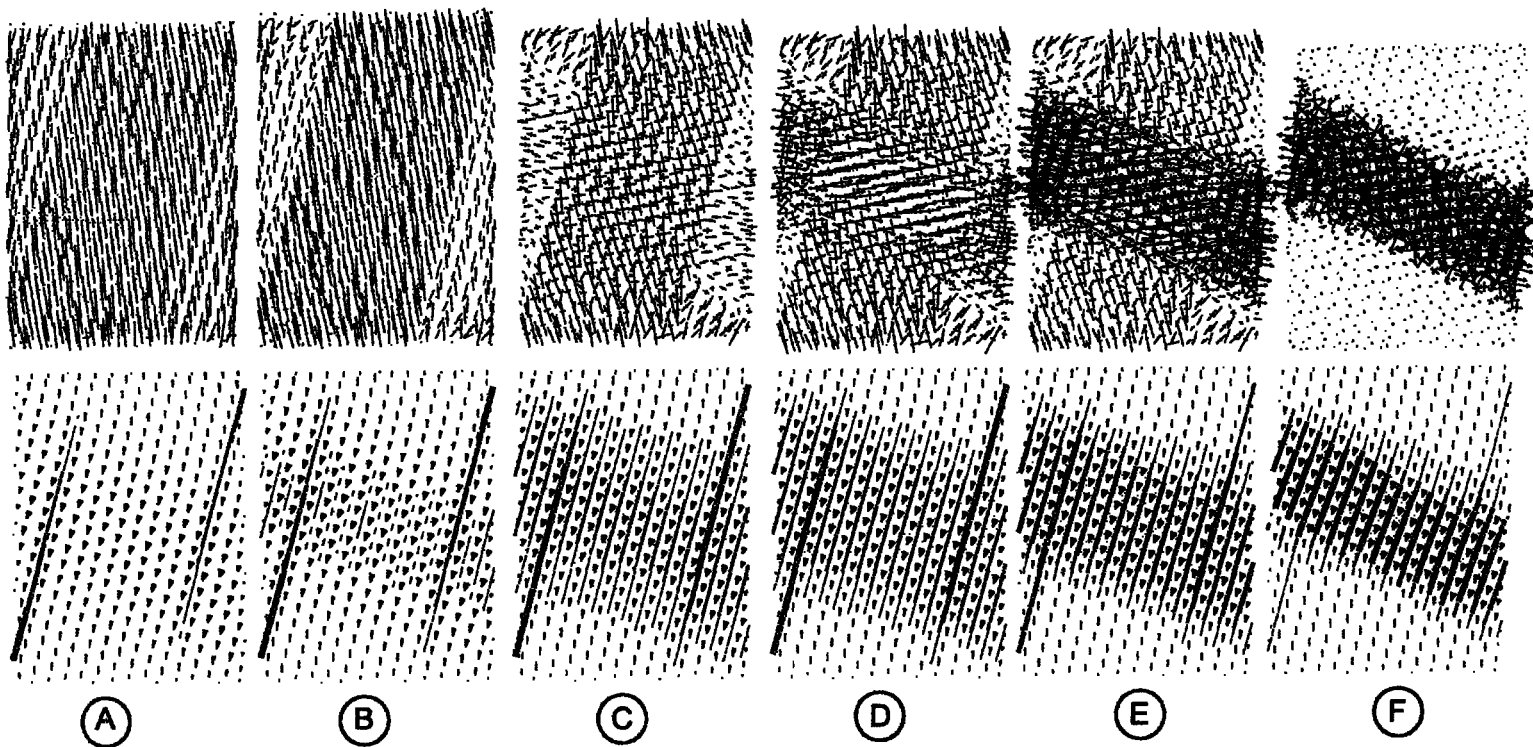


Figure 3.2: Étapes de formation des ZIK et localisation de la déformation. Haut: Tenseurs de déformation fine.
 Bas: Rotations relatives des blocs (triangles) et glissements le long des joints (lignes).

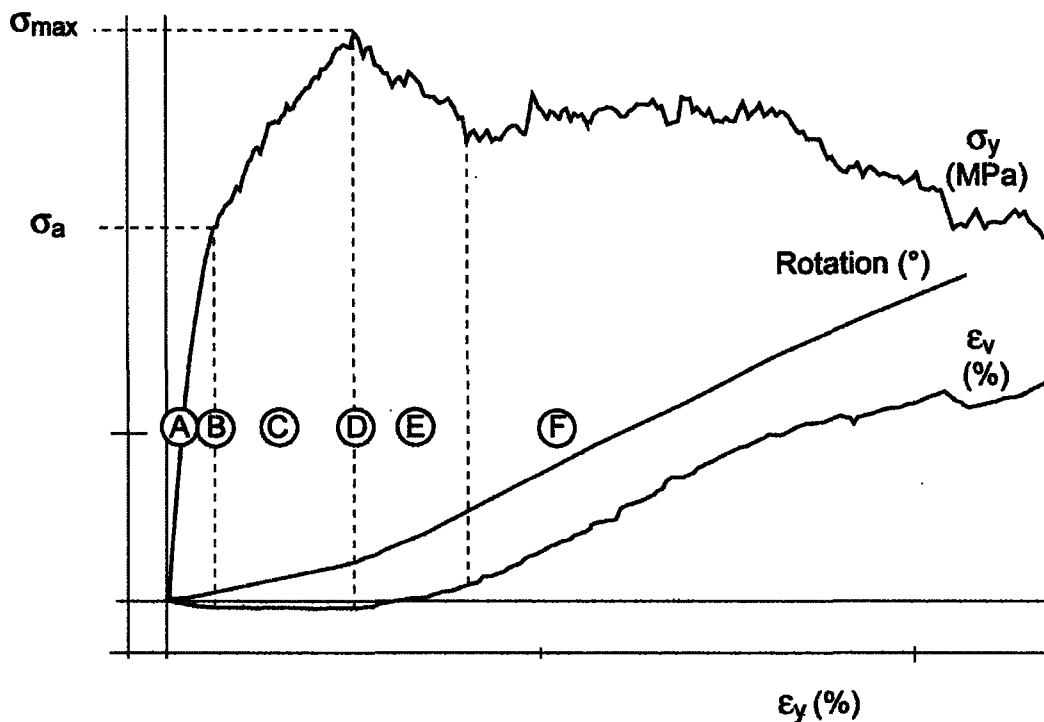


Figure 3.3 : Étapes de la formation des ZIK. Courbes contrainte-déformation-dilatance. La description des étapes est définie dans le texte.

A) Fermeture des joints et mobilisation élastique. Cette étape est caractérisée par une augmentation rapide et linéaire de la contrainte axiale et une contractance générale du système. La déformation est généralisée dans l'ensemble du modèle et est plus ou moins parallèle à l'orientation des contraintes majeures externes. Déjà à cette étape, des rotations mineures se produisent à l'intérieur d'une bande de déformation très large et mal définie. Le taux de rotation des blocs, initialement nul, s'accroît peu à peu;

- B) **Résistance axiale.** Cette limite correspond à la contrainte que peut supporter le modèle avant que des glissements le long des joints primaires ne se produisent. À partir de cette limite, les déformations latérales sont égales aux déformations axiales et le taux de dilatance devient nul. De plus, le taux de rotation cesse d'augmenter.
- C) **Mobilisation de la dilatance.** Cette étape est caractérisée par une augmentation non linéaire de la contrainte axiale à volume quasi-constant. Bien qu'une contraction axiale se produise encore, une extension latérale de plus en plus importante se développe préférentiellement au centre du modèle. La géométrie de la ZIK (épaisseur et inclinaison) se définit lors de cette étape. Les rotations des blocs se poursuivent à un taux constant, mais demeurent mineures. Un glissement le long des joints primaires accompagne la rotation des blocs.
- D) **Résistance au pic.** Cette limite correspond à la résistance maximale du système « σ_{\max} ». Le taux de dilatation devient positif et la dilatation latérale à l'intérieur de la ZIK prédomine sur la contraction axiale. À partir de ce moment, le taux de variation de la rotation des blocs augmente rapidement.
- E) **Initiation de la ZIK.** Cette étape correspond à des rotations et du glissement instables menant à une chute de contrainte axiale. Le taux

de dilatation augmente rapidement et le taux de variation de la rotation des blocs se stabilise.

F) Développement de la ZIK. Cette étape correspond à des déformations rotationnelles localisées qui se produisent à contrainte constante. La dilatance et le taux de variation de rotation des blocs sont positifs, maximaux et constants. Toute la déformation se produit à l'intérieur de la ZIK.

3.5 Conditions de développement des ZIK en fonction de la dilatance

3.5.1 Taux de déformation

Le taux de déformation a un impact important sur le comportement mécanique d'une masse rocheuse sous contrainte. Lorsque le taux de déformation est suffisamment lent, les éléments les moins résistants du massif rocheux atteignent leur limite critique de résistance en premier. La rupture ou la déformation s'y initie et se propage par la suite dans le reste du massif à une vitesse donnée. Dans ce cas, il se produit une localisation de la déformation et la résistance du massif rocheux est associée à celle des éléments les moins résistants. Dans le cas contraire, lorsque le taux de déformation du massif rocheux est plus rapide que le taux de propagation de la rupture ou de la déformation, l'ensemble des éléments du massif atteignent leur limite de résistance. La rupture ou la déformation s'initie en plusieurs endroits répartis dans le massif rocheux. Dans ce cas, il n'y a pas de localisation de la déformation et la résistance du massif rocheux est associée à celle des éléments les plus résistants. La figure 3.4

illustre l'effet du taux de déformation sur la localisation de la déformation et, par le fait même, la formation des ZIK. Clairement, les taux de déformation élevés sollicitent l'ensemble des blocs qui atteignent la rupture avant qu'une ZIK n'ait le temps de se développer. Par contre, lorsque le taux de déformation est suffisamment lent, une ZIK se développe sans qu'aucun bloc n'atteigne la rupture. L'étude des courbes contrainte-déformation et dilataance-déformation permet de mieux comprendre ce phénomène.

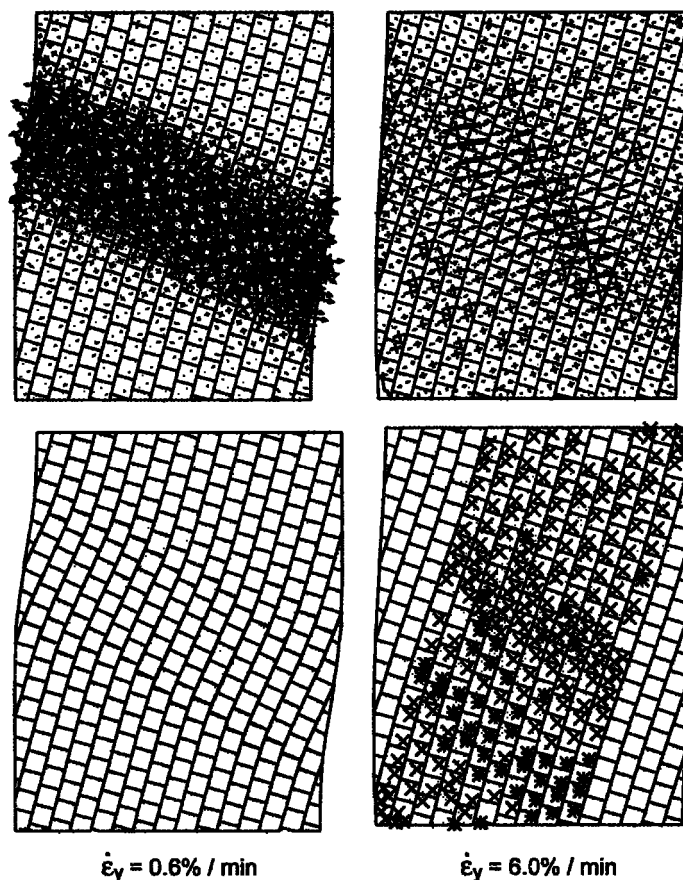


Figure 3.4 : Effet du taux de déformation sur la localisation de la déformation. Haut : Tenseurs de déformation finie. Bas : Zones à la rupture (*) ou en post-rupture (x).

Des taux de déformations de 0.06 %/min à 6.0 %/min ont été simulés et les courbes contrainte-déformation et dilataance-déformation montrent qu'une différence de comportement mécanique existe entre les faibles taux de déformation (0.06 %/min à 0.9 %/min) et les taux de déformations plus élevés (1.5 %/min à 6.0 %/min) (figure 3.5). Tout d'abord, lors des simulations avec les faibles taux de déformation, la contrainte axiale augmente rapidement initialement jusqu'à un pic pour ensuite diminuer subitement et finalement se stabiliser à un palier ou bien décroître lentement. En parallèle, le modèle se contracte rapidement pour ensuite se dilater. Le taux de dilatation, d'abord négatif lors de la contraction, augmente jusqu'à une valeur constante positive. Le taux de dilataance post-rupture est indépendant du taux de déformation du système. D'un autre côté, lorsque le taux de déformation est élevé, le comportement mécanique du modèle change. Initialement, la contrainte axiale augmente rapidement jusqu'à un seuil limite, car il n'y a plus de pic de contrainte bien défini, puis un durcissement du système est observé, suivi d'un ramollissement. Bien que la contraction initiale du modèle soit plus importante, elle se produit sur un intervalle plus long de déformation axiale. Le taux de dilatation, initialement négatif, augmente jusqu'à une valeur constante positive. Cependant, dans ces cas, le taux de dilatation post-rupture est inversement proportionnel au taux de déformation. Ensuite, puisque le développement de ZIK sans rupture interne significative a été observé seulement pour les faibles taux de déformation, il est possible d'analyser l'importance de la dilataance sur le comportement mécanique des ZIK.

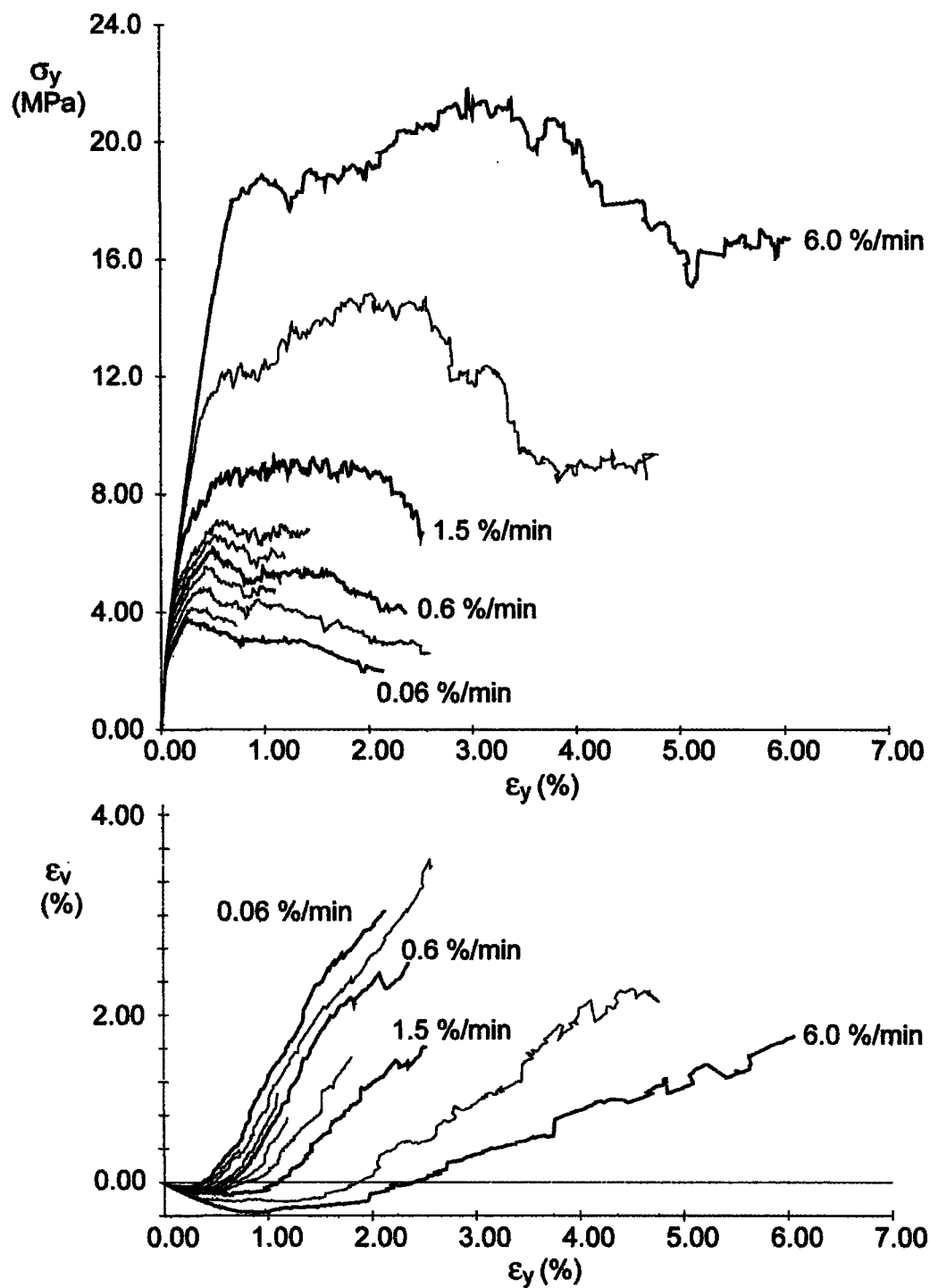


Figure 3.5 : Influence du taux de déformation sur les relations contrainte-déformation et dilatacion-déformation

Pour une même quantité de déformation axiale, la dilatation du système est d'autant plus grande que le taux de déformation est lent. Ainsi, lorsque le taux de déformation est lent, le volume du système a amplement le temps de s'ajuster au fur et à mesure de la progression de la déformation. Parallèlement, la résistance du système est d'autant plus petite que le taux de déformation est petit. Ainsi, lorsque le système a la possibilité de se dilater, sa résistance est faible et une ZIK se développe. Au contraire, lorsque le système n'a pas la possibilité de se dilater, sa résistance devient très grande et des ruptures internes de matériel intact se produisent avant que qu'une ZIK ne se développe. Ceci conforte les allégations de Archambault et Ladanyi (1993) qui proposaient que la limitation de la dilatance aurait pour effet d'empêcher le développement des ZIK.

3.5.2 Friction aux frontières

Des simulations numériques faisant varier l'angle de friction de surface des frontières supérieures et/ou inférieures du modèle (plans de contact avec les plateaux de chargement) ont permis de déterminer que la friction aux frontières axiales détermine le type de ZIK qui se développe (figure 3.6). Lorsqu'aucune friction n'existe sur les frontières axiales, une ZIK normale se développe dans l'ensemble du modèle. Dans ce cas, la position et l'orientation des plans de kink sont définies par la géométrie du modèle. En fait les plans de kink correspondent aux limites horizontales inférieure et supérieure du modèle (figure 3.6a). Lorsque la friction existe sur une seule des frontières (frontière inférieure dans ce cas-ci), la déformation du modèle s'effectue par le basculement de colonnes (toppling;

figure 3.6b). Finalement, le développement de ZIK inverses est observé lorsqu'il existe une friction sur les deux frontières axiales du modèle (figure 3.6c).

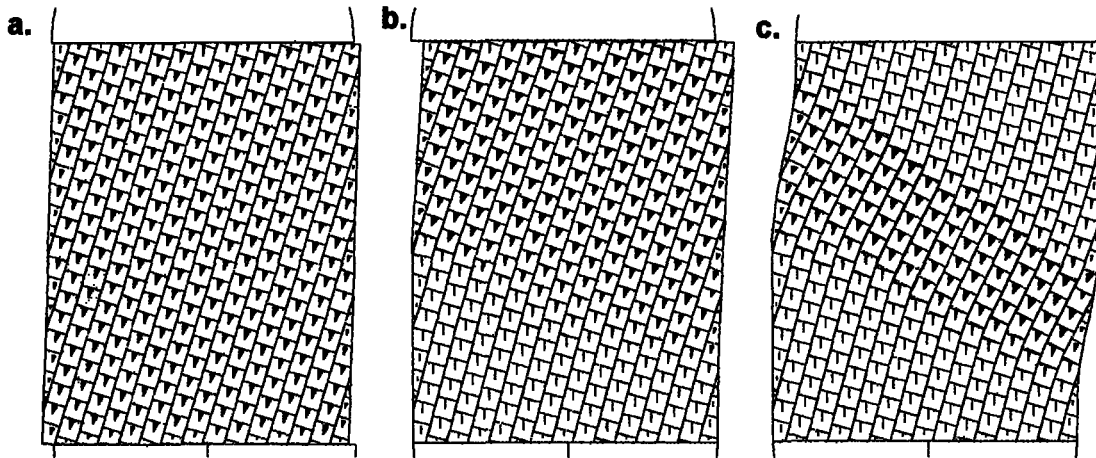


Figure 3.6 : Développement de divers types de ZIK selon les conditions de friction aux frontières axiales. a) ZIK normale. b) Basculement. c) ZIK inverse. Les triangles représentent la rotation relative des blocs.

3.5.3 Degrés de liberté de déplacement des frontières axiales

Les degrés de liberté de déplacement des plateaux de chargement sont une combinaison comptant des déplacements verticaux et latéraux et/ou des rotations. Pour toutes les simulations, le déplacement axial du plateau de chargement est fixé à vitesse constante (0,6 %/min) pour forcer la déformation du système. Six combinaisons de degré de liberté de déplacement ont été testées (figure 3.7; les petits triangles représentent la rotation relative des blocs) :

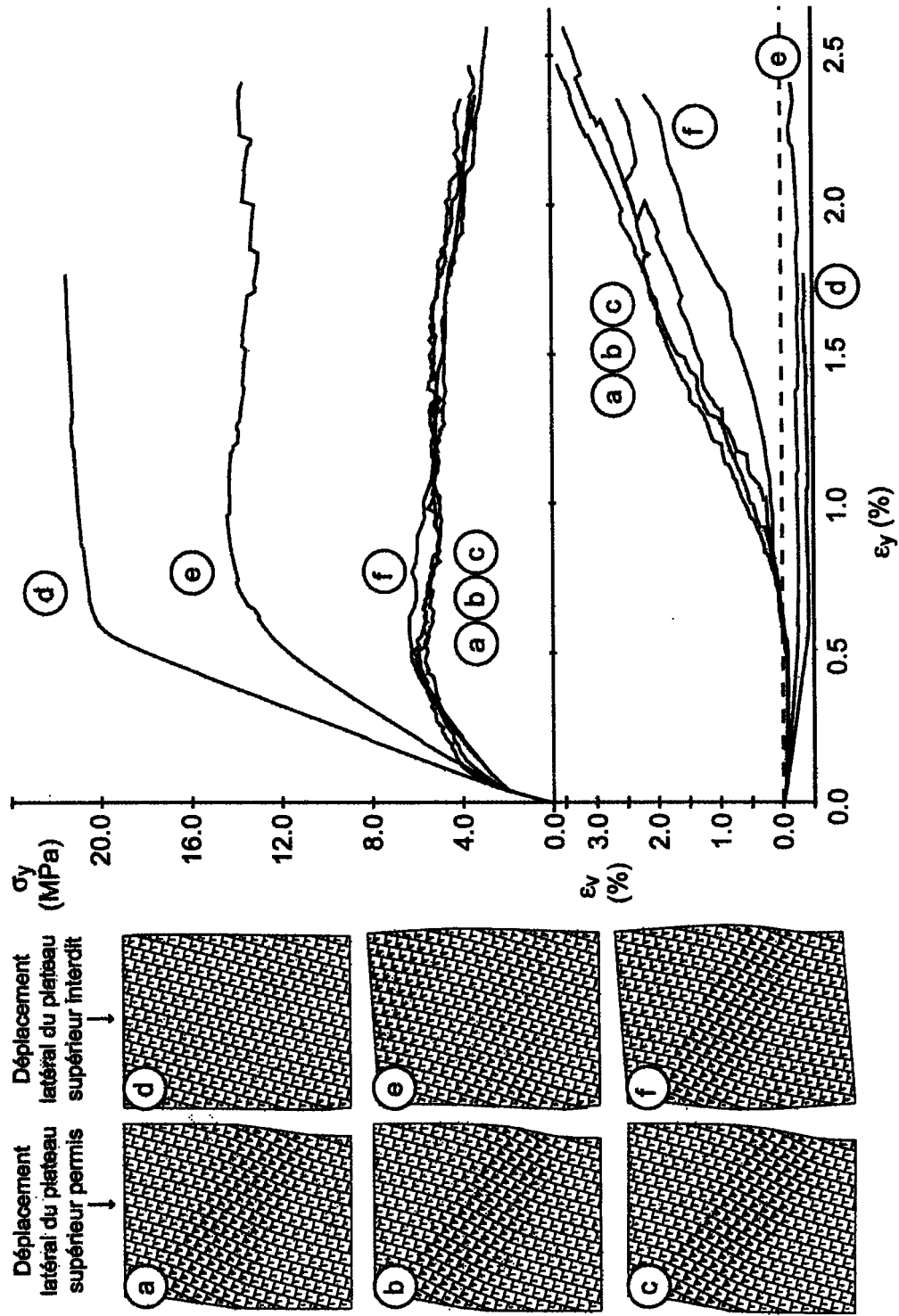


Figure 3.7: Effet du degré de liberté de déplacement des frontières axiales sur le développement des ZIK.

- a) Déplacement latéral permis et rotation interdite;
- b) Déplacement latéral et rotation supérieure permis;
- c) Déplacement latéral et rotations inférieure et supérieure permis;
- d) Déplacement latéral et rotations interdits;
- e) Déplacement latéral interdit et rotation supérieure permise;
- f) Déplacement latéral interdit et rotations supérieure et inférieure permises.

Le développement des ZIK se produit uniquement lorsque le degré de liberté des plateaux de chargement permet à la dilatance de se produire (cas a, b, c et f). Lorsque les ZIK se développent, bien que le comportement mécanique du massif rocheux soit très similaire comme en témoignent les courbes contrainte-déformation et déformation-dilatance à la figure 3.7, une différence importante est observée dans le cas f comparativement aux cas a, b et c. Pour les cas a, b, et c, la dilatance est accommodée presque exclusivement par le déplacement latéral du plateau de chargement supérieur. Malgré la possibilité des plateaux de subir des rotations (cas b et c comparativement au cas a), aucune différence notable n'est observée dans la géométrie finale du modèle (les frontières axiales sont demeurées horizontales et parallèles entre elles, la ZIK est inclinée du même angle et est de même épaisseur), la résistance maximale varie d'environ 8% et une faible diminution de la résistance axiale est observée pour le cas c. C'est donc dire que, lorsque le déplacement latéral du plateau de la frontière axiale supérieure est permis, la rotation des frontières a peu ou pas d'incidence additionnelle sur le

développement des ZIK. D'un autre côté, le cas f est le seul cas pour lequel une ZIK se développe lorsque le déplacement latéral du plateau de chargement supérieur est interdit. Dans ce cas, la dilatance est accommodée par la rotation symétrique des deux frontières du modèle, ce qui induit une rotation des colonnes à l'extérieur de la ZIK dans un sens inverse à la rotation des colonnes à l'intérieur de la ZIK. La déformation du modèle se rapproche plus d'un plissement généralisé. Finalement, lorsque le degré de déplacement des plateaux de chargement est insuffisant pour accommoder la dilatance, aucune ZIK ne se développe dans le modèle et la résistance de ce dernier est de beaucoup augmentée (cas d et e).

3.5.4 Confinement

Des simulations numériques ont été effectuées sous différents niveaux de confinement variant de 0.5 MPa à 10.0 MPa. Le but visé était de déterminer les limites de formation des ZIK associées au confinement.

Tout d'abord, les résultats montrent que des ZIK se sont développées pour tous les niveaux de confinement testés (figure 3.8). Cependant, il est intéressant de noter que les simulations effectuées sous un niveau de confinement plus élevé montrent que des blocs atteignent leur seuil de rupture aux abords des plans de kink (figure 3.8). Lorsque ce phénomène survient de façon locale et isolée, son impact sur le comportement mécanique du modèle est négligeable. Lorsque la concentration de blocs ayant atteint le seuil de rupture est importante, la validité du modèle numérique doit être mise en question, car le logiciel ne permet pas la

création de nouvelles ruptures et devient non représentatif de la réalité. Par ce fait, les simulations effectuées sous un confinement supérieur ou égal à 5.0 MPa sont jugées non valides.

Ensuite, l'apparition de ces zones de rupture est associée à la difficulté grandissante de permettre la dilatance sous des niveaux de confinement de plus en plus élevés tel qu'illustré à la figure 3.9. Plus le niveau de confinement est élevé, plus la mobilisation élastique est importante et plus la mobilisation de la dilatance est difficile, ainsi une plus grande quantité d'énergie est accumulée dans le système, ce qui permet l'atteinte du seuil de rupture pour certains blocs situés aux endroits où la concentration des contraintes se produit (aux charnières des ZIK). Pour les niveaux de confinement testés, ces ruptures surviennent principalement durant l'étape de mobilisation de la dilatance, donc la résistance accrue du modèle provient certainement en partie du fait que la dilatance ne puisse pas se manifester avant que la rupture des blocs ne survienne.

Finalement, l'effet du confinement est strictement relié à la difficulté de permettre la dilatance, car il n'a aucun impact sur la géométrie de la ZIK produite (figure 3.8) et sur le taux de dilatance associé à la déformation par développement d'une ZIK (pentes de la portion positive des courbes de variation de volume à la figure 3.9). Par ces mêmes observations, il devient possible d'associer le taux de dilatance de la déformation des modèles à la géométrie des ZIK qui s'y développent.

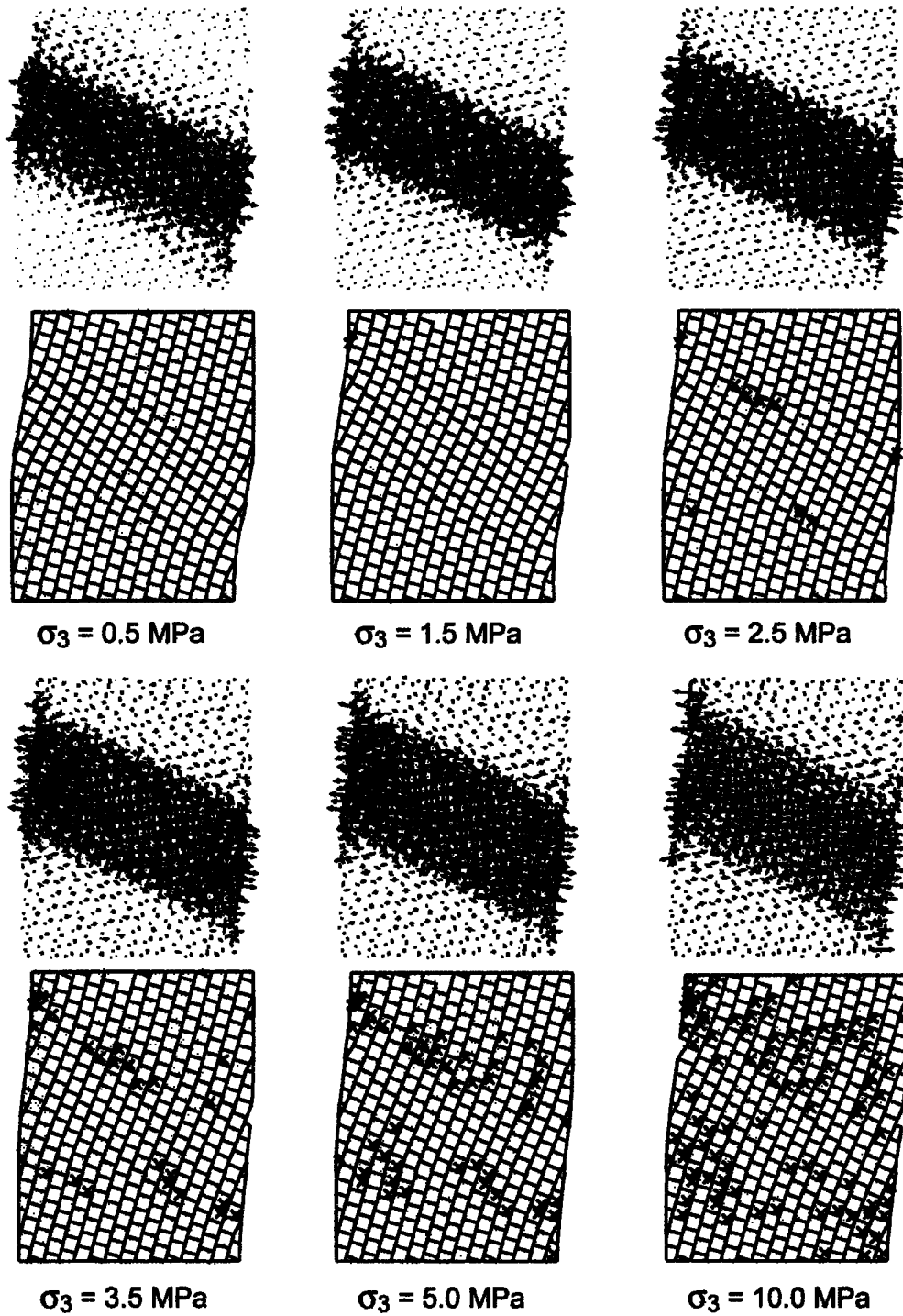


Figure 3.8 : Déformation du modèle numérique en fonction du confinement. Rangée supérieure : tenseurs de déformation finie. Rangée inférieure : zones à la rupture (X).

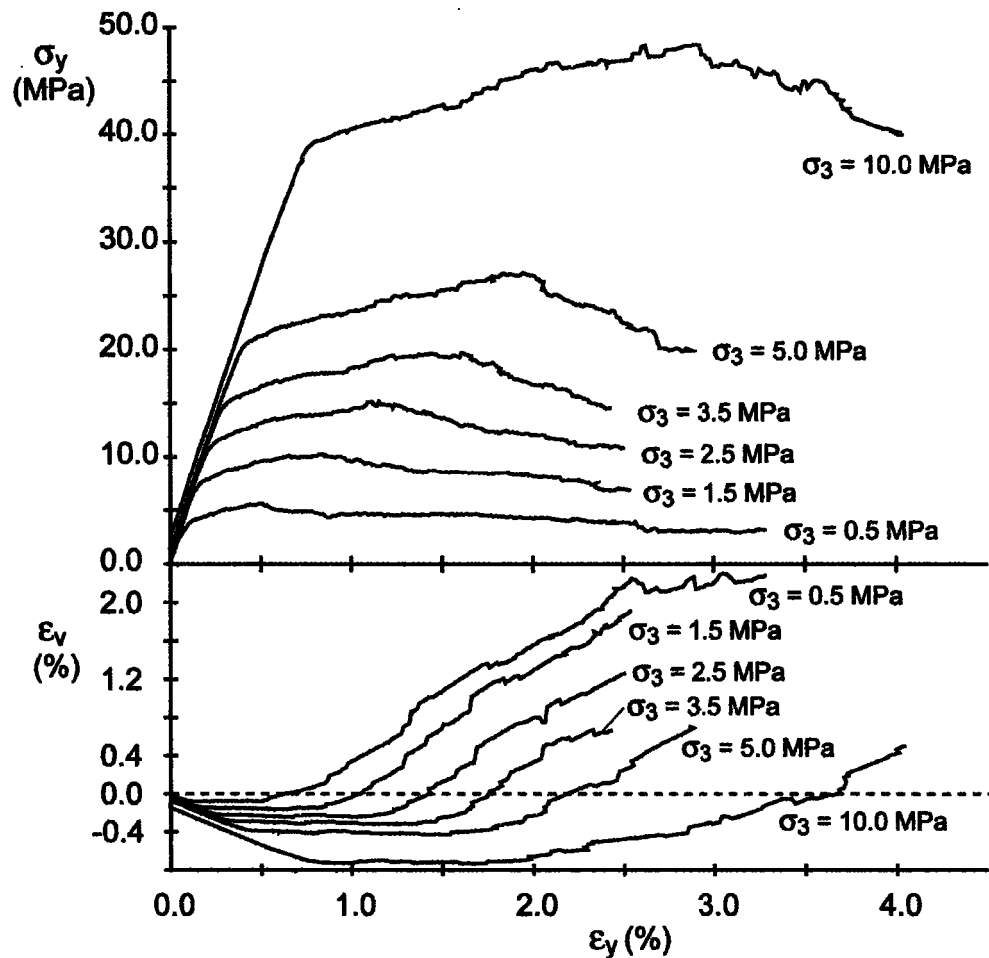


Figure 3.9 : Comportement mécanique des ZIK en fonction du confinement

3.5.5 Orientation de la fracturation

Des simulations numériques ont été effectuées avec différentes orientations de la fracturation pour cibler l'intervalle d'orientations pour lequel les ZIK se développent. L'observation des résultats montre que des ZIK se sont développées pour les orientations de fracturation de 5° à 25° (figure 3.10). Exception faite de l'orientation de fracturation à 5° où des ruptures internes se sont produites aux limites de la ZIK (là où des concentrations de contraintes sont créées par la

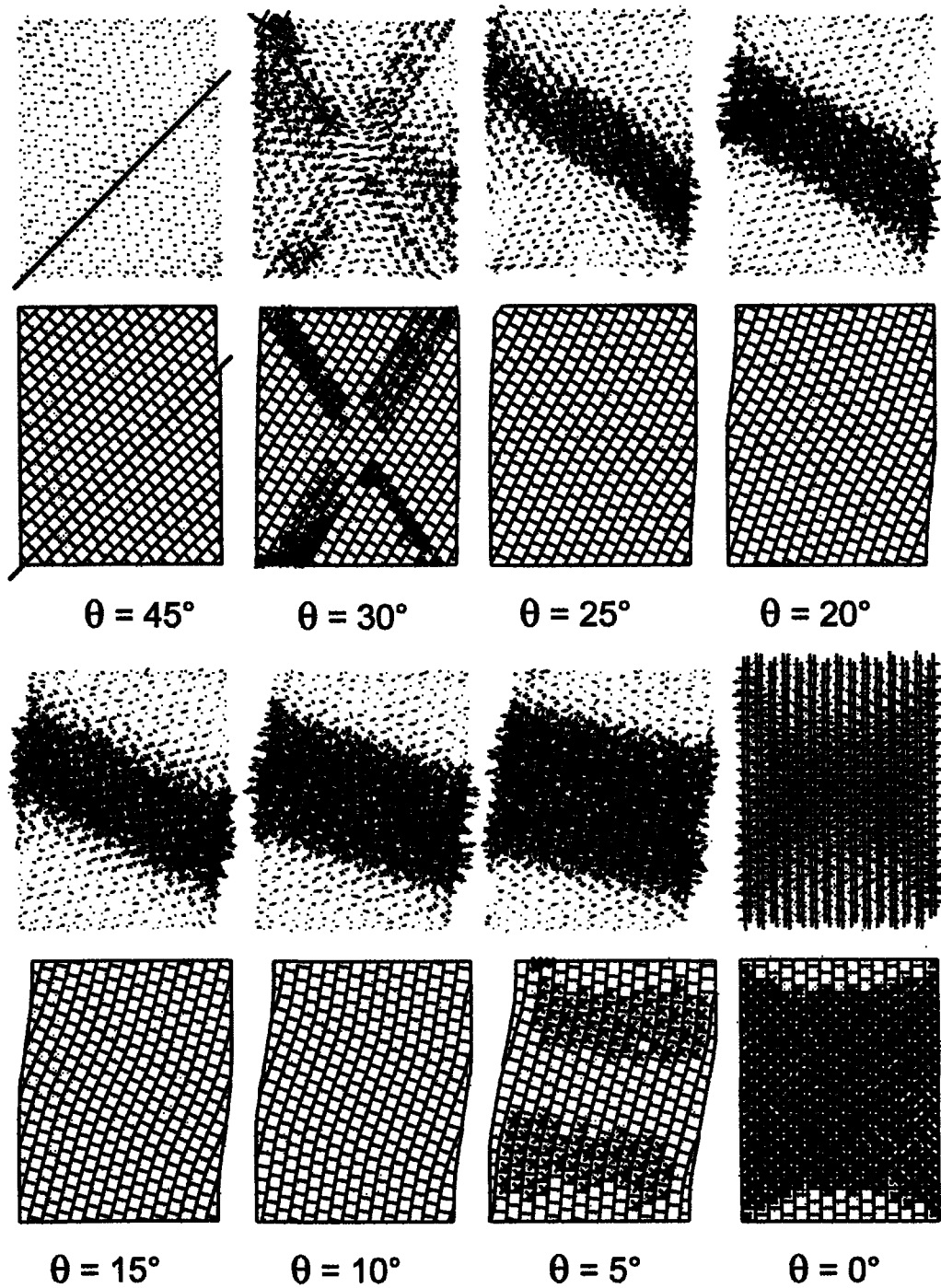


Figure 3.10: Déformation du modèle numérique en fonction de l'orientation de la fracturation. Ligne supérieure : Tenseurs de déformation finie. Ligne inférieure : Zones à la rupture.

rotation des colonnes), les ZIK se sont développées sans produire de ruptures internes des blocs. Les modèles simulés avec les autres orientations de la fracturation se sont déformés de diverses façons :

1. La déformation du modèle pour lequel l'orientation de la fracturation est de 0° s'est produite par rupture à travers les blocs sans localisation des déformations (figure 3.10). C'est la seule orientation testée pour laquelle le tenseur de déformation finie est demeuré enligné au tenseur de contraintes externes. La résistance axiale de ce modèle est représentative de la résistance des blocs et aucune dilatance significative ne s'est produite (figure 3.11).
2. La déformation du modèle pour lequel l'orientation de la fracturation est de 30° a débuté par la définition d'une ZIK suivie du développement de deux plans de rupture conjugués. Il est cependant important de noter que le plan de rupture enligné avec la fracturation primaire s'est développé en premier, il n'est donc pas évident que, dans un cas réel, le second plan se serait développé. Cette anomalie provient de l'incapacité du logiciel UDEC de créer des fractures à l'intérieur des blocs préexistants. L'hypothèse qu'il y ait eu une définition d'une ZIK provient de trois observations. D'abord, il y a surimposition de deux types de localisation des déformations (figure 3.10), la première, très inclinée, est associée au développement des plans de rupture. La seconde, peu inclinée et centrée dans le modèle, montre une géométrie similaire aux

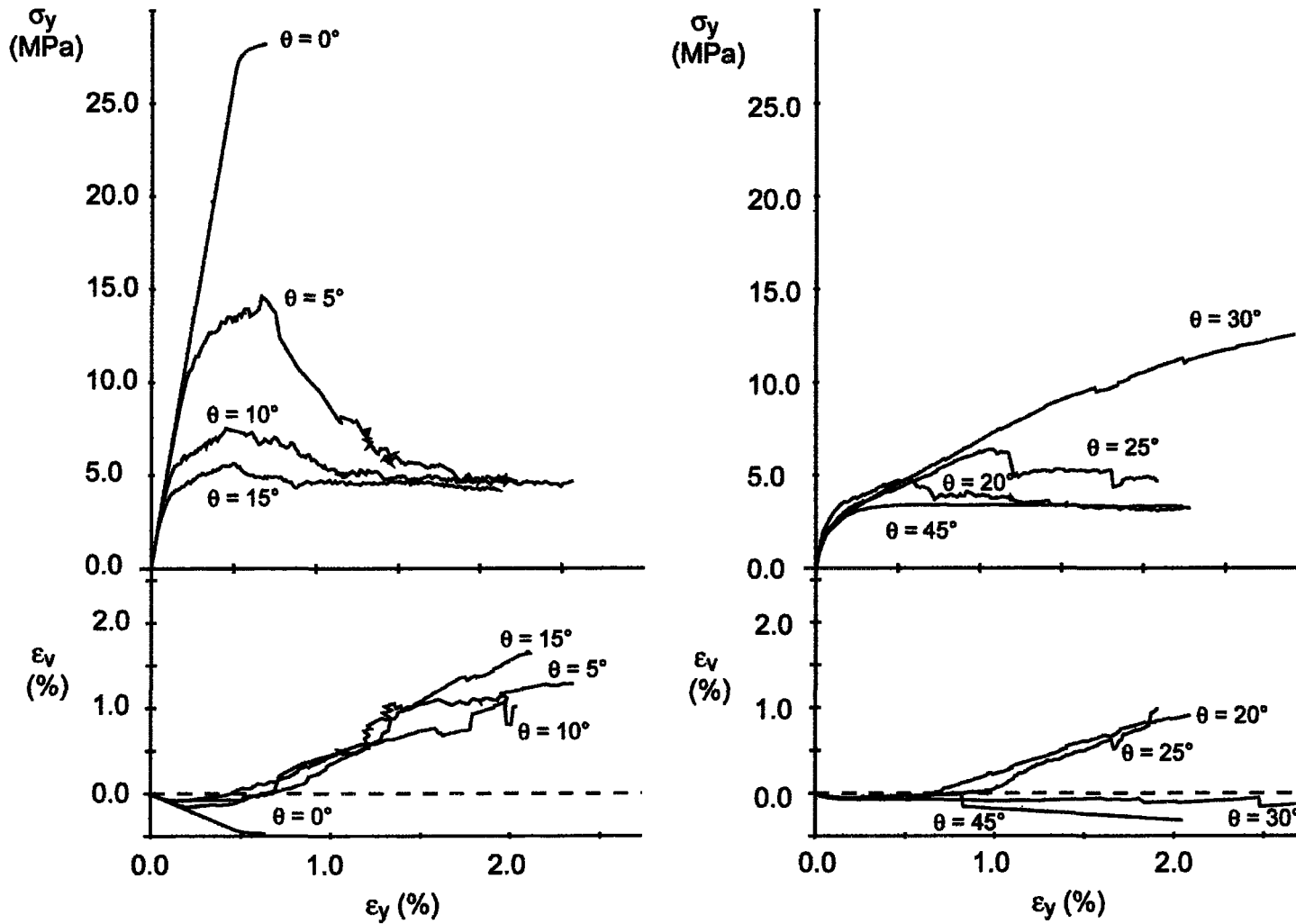


Figure 3.11: Comportement mécanique des ZIK en fonction de l'orientation de la fracturation

localisations dues au développement des ZIK. Ensuite, la portion centrale du modèle qui n'est pas affectée par les plans de rupture est enlignée avec la localisation de contrainte similaire à celles des ZIK. Puis, le comportement mécanique initial du modèle est similaire à celui pour lequel l'orientation de la fracturation est de 25° (figure 3.11). Cependant la dilatance n'a jamais pu se produire, empêchant l'initiation de la ZIK et la résistance axiale a continué à augmenter jusqu'à l'atteinte du seuil de rupture des blocs.

3. La déformation du modèle pour lequel l'orientation de la fracturation est de 45° s'est produite par glissement le long d'un joint primaire. La déformation s'est concrétisée par le déplacement de la portion supérieure du modèle latéralement vers la gauche, contrairement à ce qui est observé lorsqu'une ZIK se développe (figure 3.10). C'est dans ce cas que la résistance du modèle est la plus petite (figure 3.11). Il est intéressant de noter qu'aucun joint primaire ne touche à la fois aux deux plateaux de chargement, ce qui explique le mode de rupture observé puisque les colonnes de roches ne sont pas soumises à un important moment. Selon les dimensions du modèle (7.5 m x 10.0 m), l'orientation limite permettant à la fracturation primaire d'être en contact avec les deux plateaux de chargement est de 37° . Ainsi, la rupture par glissement sur un plan lors des essais numériques est prédite pour des orientations de la fracturation entre 37° et 45° .

Clairement, il n'a pas été possible d'obtenir des ZIK pour les orientations de fracturation supérieures à 25° telles qu'observées dans les essais physiques (jusqu'à 45°, Archambault, 1972). Cette divergence des résultats provient des légères différences entre les modèles numérique et physique :

- 1) Le modèle physique a des frontières latérales rigides sur lesquelles une résistance au glissement par friction se développe. La rigidité des frontières applique un confinement mal réparti sur la surface au fur et à mesure que le modèle se déforme. En comparaison, durant les simulations numériques, le confinement est directement appliqué sur le modèle, les frontières latérales sont donc souples et exemptes de friction.
- 2) Le déplacement latéral du plateau supérieur de chargement du modèle physique était limité et aucune rotation n'était permise. La déformation du modèle tentait de déplacer le plateau supérieur latéralement, mais le vérin hydraulique qui appliquait le déplacement axial n'avait pas la latitude de se déplacer latéralement. Une résistance au déplacement latéral était donc développée.
- 3) La fréquence de fracturation utilisée dans les simulations numériques préliminaires ($f = 2 \text{ m}^{-1}$) est différente de celle utilisée lors des essais physiques ($f \approx 4.5 \text{ m}^{-1}$). La dilatance supplémentaire créée par les simulations numériques peut limiter l'intervalle de développement des ZIK.

- 4) Les joints du modèle physique montraient des irrégularités dues aux imperfections des briques et de leur empilement. L'orientation de la fracturation des modèles physiques possédait une variabilité importante, contrairement à celle des simulations numériques.

Enfin, lorsque les ZIK se développent, leur inclinaison et leur épaisseur varient en fonction de l'orientation de la fracturation. Plus la fracturation primaire se parallélise avec l'orientation d'application de la contrainte principale majeure, moins l'inclinaison de la ZIK est grande et plus son épaisseur est importante (figure 3.10). Bien que moins prononcé, ce phénomène s'est aussi produit lors des essais physiques (figure 3.12). Bien que le comportement mécanique de ces modèles soit typique d'un développement d'une ZIK (figure 3.11), il n'est pas possible d'établir de relation claire entre la variation de géométrie des ZIK et la variation du taux de dilatance. La seule conclusion pouvant être émise est que le développement des ZIK est invariablement accompagné d'une importante dilatance du modèle.

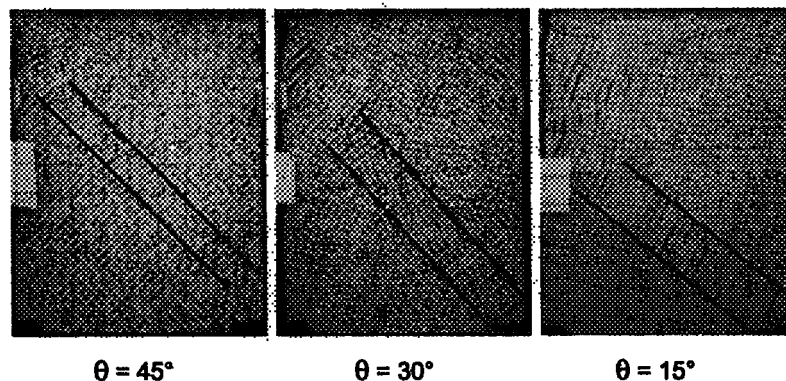


Figure 3.12 : Variation de la géométrie des ZIK selon l'orientation de la fracturation dans les modèles physiques (Adapté de Archambault, 1972).

3.5.6 Friction de surface des joints

Les simulations numériques ont permis de tester l'effet de la friction de surface des joints sur le développement des ZIK. Les simulations ont permis de déterminer les effets spécifiques des joints primaires et des joints secondaires indépendamment les uns des autres sur la déformation du modèle numérique. Lors des diverses simulations, la friction de surface d'un type de joint a été fixée à 30°, tandis que celle de l'autre type de joints a varié de 0° à 50°.

Tout d'abord, lors des simulations sur la variation de la friction de surface des joints primaires, des ZIK se sont développées pour l'ensemble des essais effectués, mais selon des géométries différentes (figure 3.13). Plus la friction de surface des joints primaires est élevée, plus la ZIK est inclinée et moins elle est épaisse. Cette variation de géométrie a un effet sur le comportement mécanique du modèle. Ainsi, plus la ZIK est mince et inclinée, plus le taux de dilatance du modèle est élevé et, par le fait même, la résistance maximale du modèle est aussi plus élevée (figure 3.13). Il est intéressant de noter que les simulations pour lesquels la friction de surface des joints primaires est de 40° et 50° montrent des géométries de ZIK, des taux de dilatance et des résistances maximales presque identiques, mais des résistances axiales différentes. Il en ressort que la friction de surface des joints primaires joue un rôle important dans l'étape de mobilisation d'énergie élastique et, par le biais de la détermination de la géométrie de la ZIK, aussi dans l'étape de la mobilisation de la dilatance.

Ensuite, lors des simulations sur la variation de la friction de surface des joints secondaires, des ZIK se sont développées pour l'ensemble des simulations effectuées, excepté un seul, celui pour lequel la friction de surface des joints secondaire est nulle (figure 3.14). Toutes les ZIK qui se sont développées montrent la même inclinaison et la même épaisseur. Parallèlement, les courbes de variation de volume et de contrainte axiale sont identiques. Ainsi, aucun effet notable sur le développement des ZIK ne provient de la variation de la friction de surface des joints secondaires. Lorsque la friction de surface était nulle sur les joints secondaires, aucune ZIK ne s'est formée, la déformation s'est plutôt produite par glissement le long d'un plan imbriqué formé par les joints secondaires. Il en ressort donc qu'un minimum de friction le long des joints secondaires est essentielle au développement des ZIK.

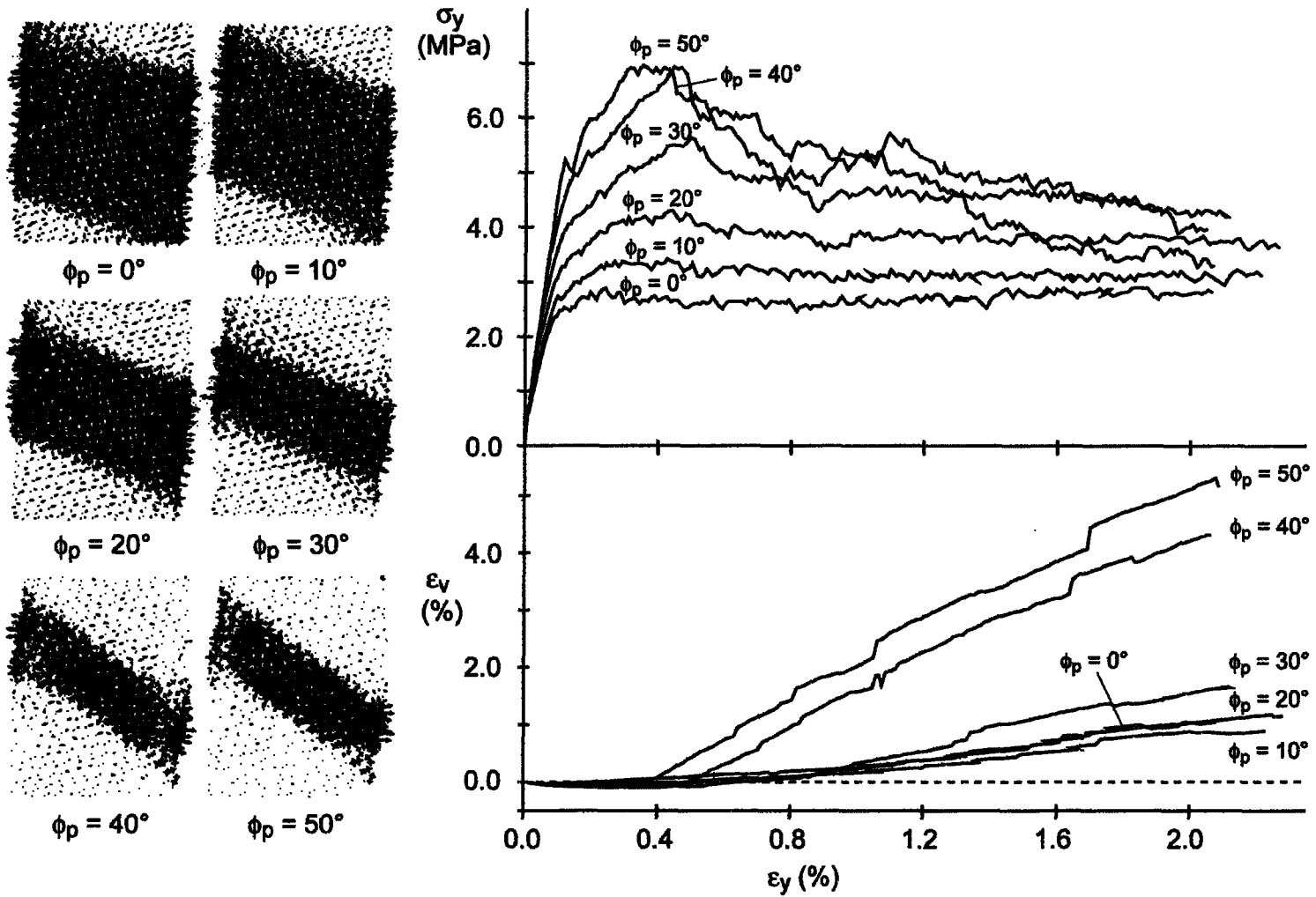


Figure 3.13: Effet de la friction de surface des joints primaires sur le développement des ZIK

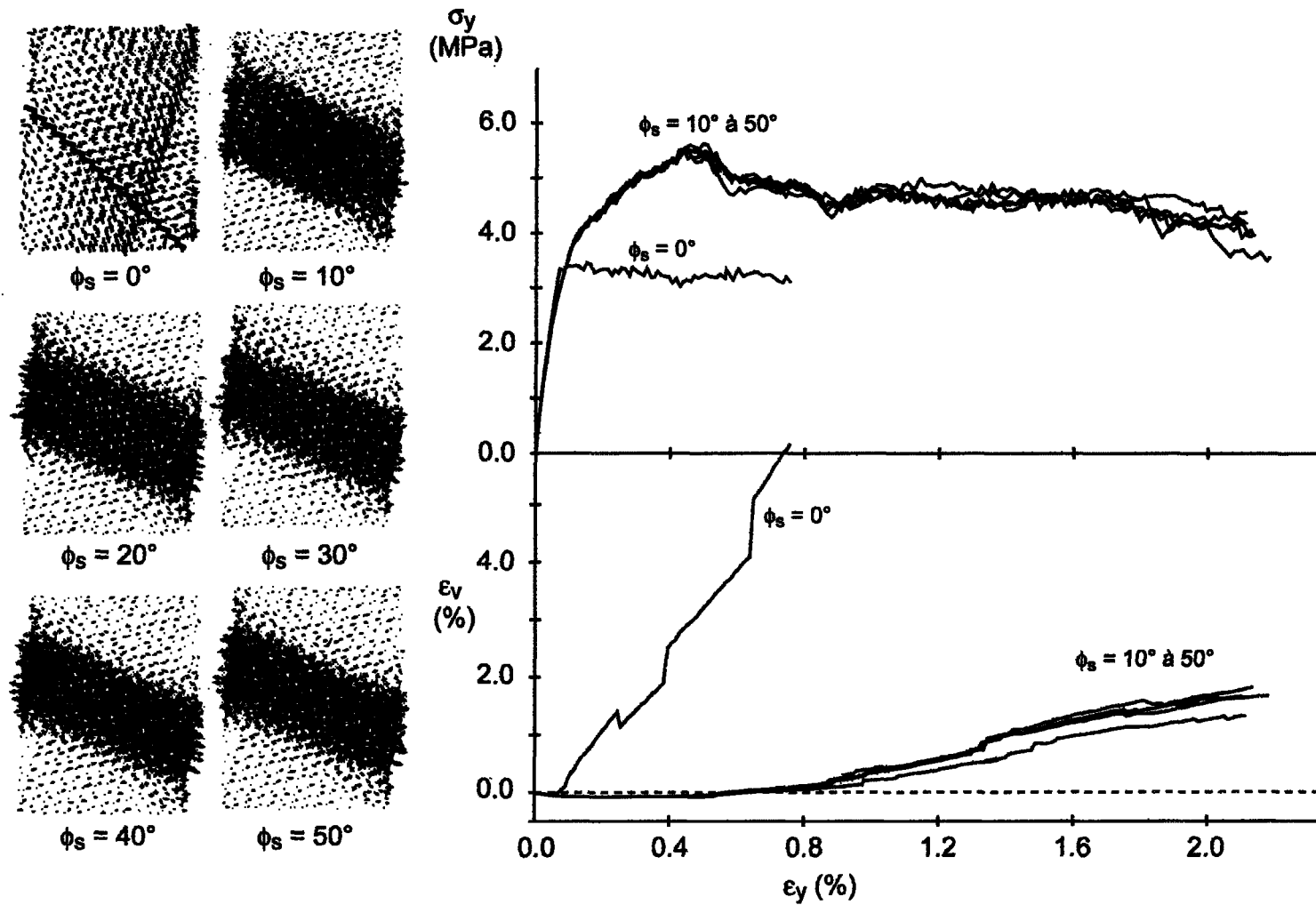


Figure 3.14: Effet de la friction de surface des joints secondaires sur le développement des ZIK

3.5.7 Fréquence de fracturation

La fréquence de fracturation est un paramètre directement associé aux dimensions du modèle, car, mis à part un hypothétique effet d'échelle, aucune différence géométrique n'existe lorsque la taille du modèle est ajustée proportionnellement à la fréquence de fracturation. Des simulations numériques ont été effectuées avec différentes fréquences de fracturation pour déterminer la limite pour laquelle les blocs deviennent trop gros par rapport au modèle pour permettre à la dilatance de se produire. Les fréquences de fracturation de 0.5 à 5.0 m⁻¹ ont été testées. Tout d'abord, le seul modèle pour lequel il n'est pas possible d'établir avec certitude que sa déformation et sa résistance ne relève que du développement d'une ZIK est celui dont la fréquence de fracturation est de 0.5 m⁻¹ (figures 3.15 et 3.16). L'observation des tenseurs de déformation finie montre que d'importantes zones de ruptures internes se sont produites lors de l'étape de la mobilisation de la dilatance (avant le pic de résistance axiale). Dans ce cas, la géométrie d'une ZIK s'est définie, mais la résistance offerte par la dilatance était telle que le niveau de contraintes a augmenté jusqu'à la rupture localisée de certaines portions de bloc (figure 3.15). L'incapacité du logiciel *UDEC* de créer de nouvelles fractures ne permet pas de simuler adéquatement la déformation combinée ZIK - rupture interne, ainsi ces résultats ne peuvent être utilisés qu'à titre indicatif. Ensuite, toutes les autres configurations de modèle ont mené au développement de ZIK d'orientation et d'épaisseur légèrement variables (figure 3.15) :

- 1) L'orientation des ZIK pour l'ensemble des fréquences de fracturation simulées est de $\theta_{PK} \approx 67^\circ$ (θ_{PK} : réf. figure 2.7, §2.3.1), excepté pour le modèle dont la fréquence de fracturation est de 5.0 m^{-1} où la ZIK s'est développée selon une orientation de $\theta_{PK} \approx 63^\circ$ par rapport à la contrainte axiale.
- 2) L'épaisseur des ZIK diminue légèrement lorsque la fréquence de fracturation augmente de 1.0 m^{-1} à 3.0 m^{-1} . Ce phénomène provient de la possibilité de définir plus finement des plans de kink lorsque la fréquence de fracturation augmente. Cependant, l'augmentation d'épaisseur lorsque la fréquence de fracturation passe de 4.0 m^{-1} à 5.0 m^{-1} est difficilement explicable à partir des données disponibles.

Il est encore une fois possible de relier le taux de dilatance et la résistance du modèle. Ainsi, pour les fréquences de fracturation de 1.0 m^{-1} à 4.0 m^{-1} , la résistance axiale et la résistance maximale diminuent avec l'augmentation de la fréquence de fracturation et cette diminution de résistance est associée à une diminution du taux de dilatance (figure 3.16). Puisque l'orientation et l'épaisseur des ZIK varient peu d'un modèle à l'autre, la variation du taux de dilatance est reliée à la variation du ratio d'élongation « b/h » (b, h : réf. figure 2.7, §2.3.1) des colonnes en rotation dans la ZIK. D'une façon générale, plus la fréquence de fracturation est grande, plus le ratio d'élongation des colonnes est petit (figure 3.15, colonnes noires) et plus le taux de dilatance est petit.

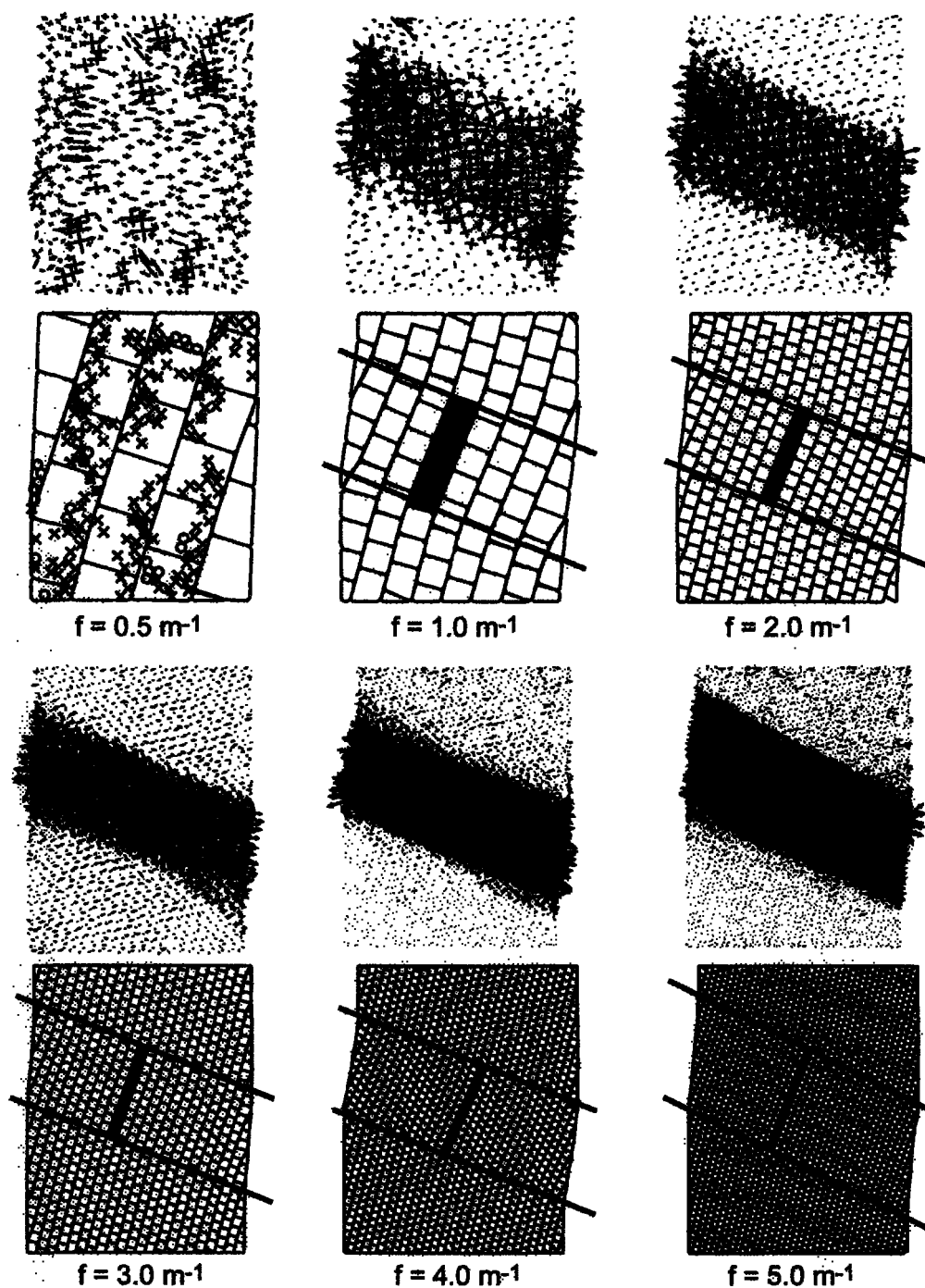


Figure 3.15 : Déformation du modèle numérique en fonction de la fréquence de fracturation.
Rangée supérieure : Tenseurs de déformation finie. Rangée inférieure : Zones à la rupture.

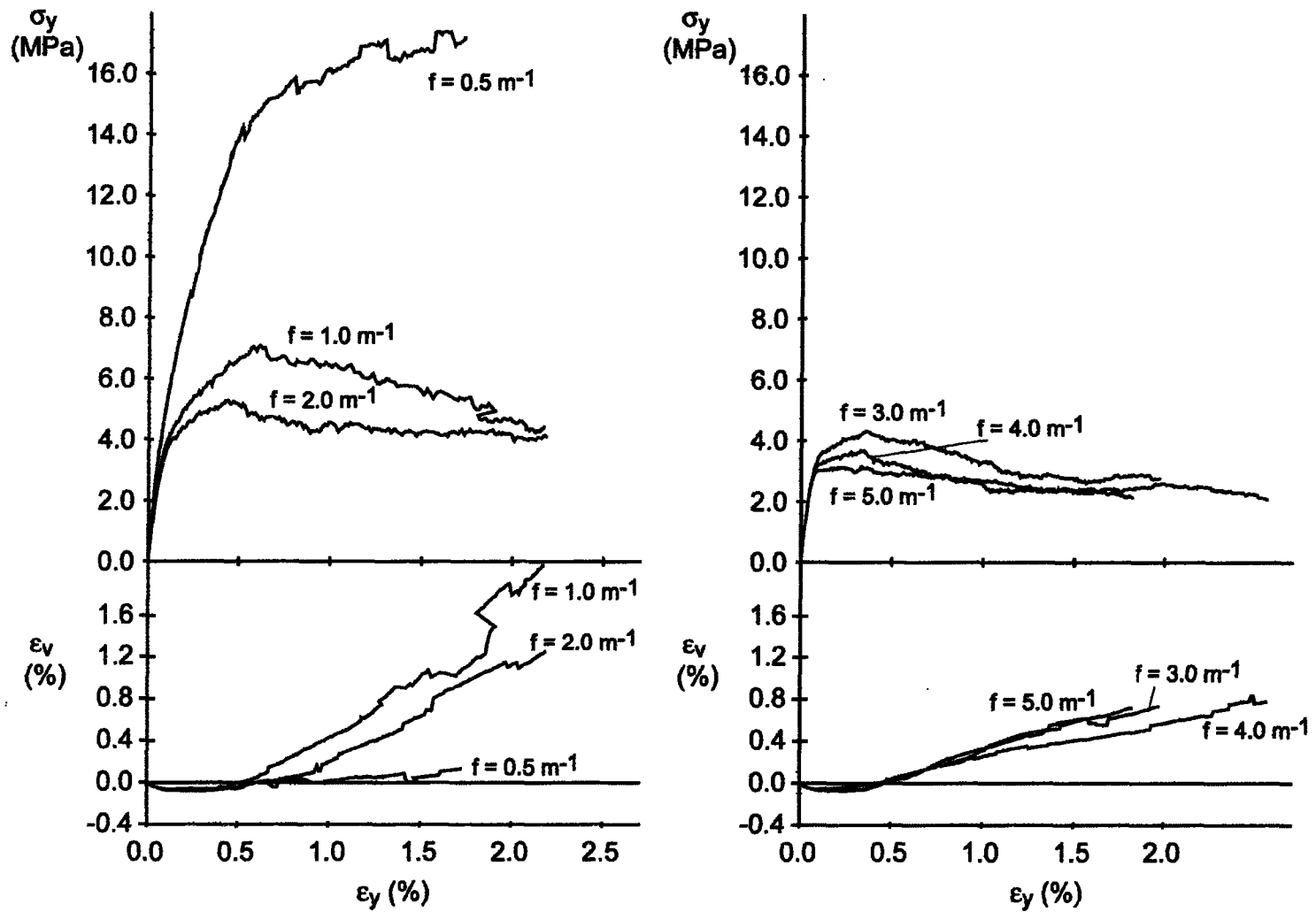


Figure 3.16: Comportement mécanique des ZIK en fonction de la fréquence de fracturation

3.6 Résistance mécanique du modèle

Lorsque les conditions favorables au développement des ZIK sont réunies, il est essentiel de déterminer la résistance du massif rocheux et ainsi évaluer les charges qu'il peut supporter. La résistance mécanique d'un modèle biaxial qui se déforme par le développement d'une ZIK correspond à la résistance au cisaillement de cette dernière. En référence à la figure 3.17, les contraintes appliquées le long des plans de kink (PK) sont :

$$\sigma_n = \sigma_1 \cdot \cos^2(90^\circ - \theta_{PK}) + \sigma_3 \cdot \sin^2(90^\circ - \theta_{PK}) \quad (3.1)$$

$$\tau = \frac{(\sigma_1 - \sigma_3)}{2} \cdot \sin(2 \cdot (90^\circ - \theta_{PK})) \quad (3.2)$$

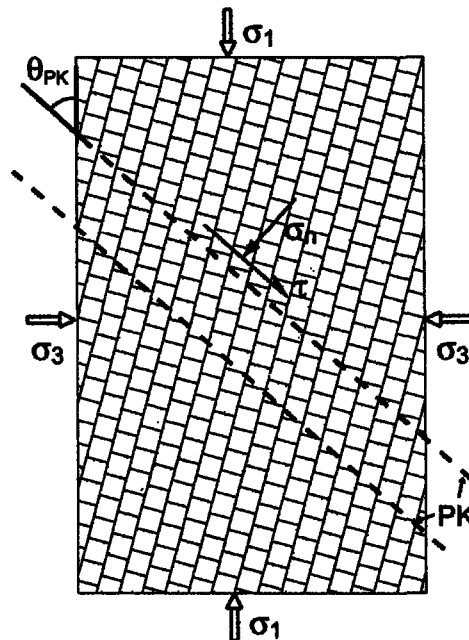


Figure 3.17 : Décomposition des contraintes externes en contraintes normale et tangentielle à la zone d'instabilité en kink.

L'augmentation des contraintes appliquées peut s'effectuer jusqu'à la limite de résistance de la ZIK. À ce moment, la ZIK est initiée et la masse rocheuse se déforme de façon considérable. Il devient possible, à partir des résultats des simulations numériques systématiques, de calculer les résistances au cisaillement des ZIK qui se sont développées dans les modèles soumis à un chargement biaxial. La figure 3.18 montre des courbes-enveloppes de rupture pour des ZIK développées sous différentes conditions lorsque l'orientation de la fracturation est de 15°. Plusieurs informations pertinentes peuvent être tirées de ce graphique.

Premièrement, pour des paramètres similaires ($\phi = 40^\circ$; $f = 4 \text{ m}^{-1}$; $\theta = 15^\circ$), les résistances au cisaillement obtenues par simulations numériques correspondent à celles obtenues par essais physiques (Archambault, 1972), malgré les différences géométriques des ZIK (inclinaison et épaisseur). Encore une fois, la validité des simulations numériques est vérifiée pour les conditions testées.

Deuxièmement, il ressort clairement que la rupture par développement d'une ZIK offre une résistance au cisaillement bien inférieure à une rupture par glissement sur les joints secondaires illustrée par la ligne pointillée sur la figure 3.18. Cette résistance au glissement a été calculée à l'aide du modèle LADAR (Ladanyi et Archambault, 1969) en considérant un angle de friction de surface de 20° pour les joints secondaires. Cette observation confirme que les critères de

rupture basés sur la résistance au glissement sont inadéquats pour évaluer la résistance au cisaillement des déformations rotationnelles.

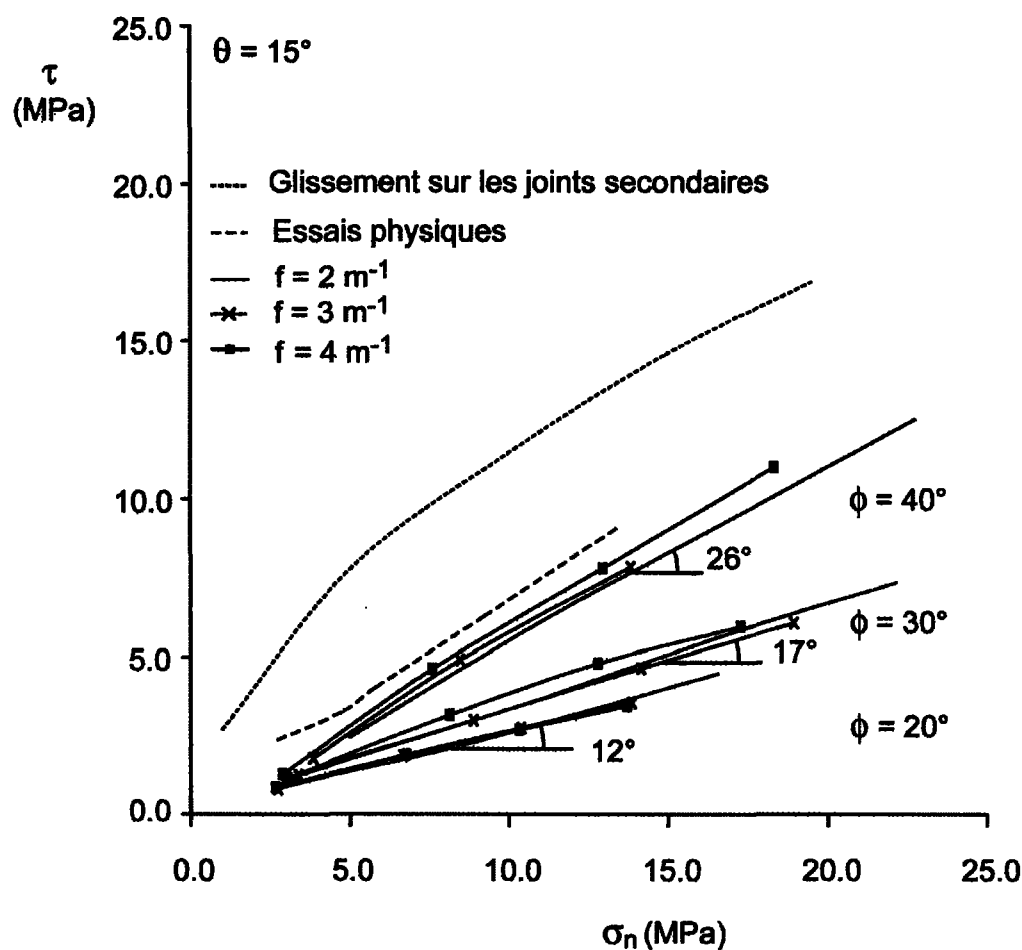


Figure 3.18 : Courbes-enveloppes de rupture des ZIK.

Troisièmement, les pentes des courbes-enveloppes de rupture, qui correspondent au coefficient de résistance à la déformation, ne sont pas représentatives des frictions de surface des joints primaires. Elles y sont cependant directement proportionnelles. Considérant que l'augmentation de la

friction de surface des joints primaires mène à une augmentation significative du taux de dilatance par le biais de la détermination de la géométrie de la ZIK (augmentation de l'inclinaison des ZIK et diminution de leur épaisseur), il est proposé que les pentes des courbes-enveloppes de rupture correspondent à une résistance en rotation caractérisée par la dilatance du système.

Finalement, la linéarité des relations de résistance au cisaillement vs. contrainte normale appliquée permet de définir un critère de rupture analogue au critère de rupture de Mohr-Coulomb. Cependant, l'angle de friction défini par Mohr-Coulomb est remplacé par un « angle de dilatance rotationnelle » symboliquement représenté par « ψ ». Ainsi, le critère de rupture pour les ZIK déterminé empiriquement est (figure 3.19) :

$$\tau_{ZIK} = \sigma_n \cdot \tan \psi \quad (3.3)$$

τ_{ZIK} : Résistance au cisaillement de la ZIK;

ψ : Angle de dilatance

$\tan \psi$: Facteur de résistance en rotation.

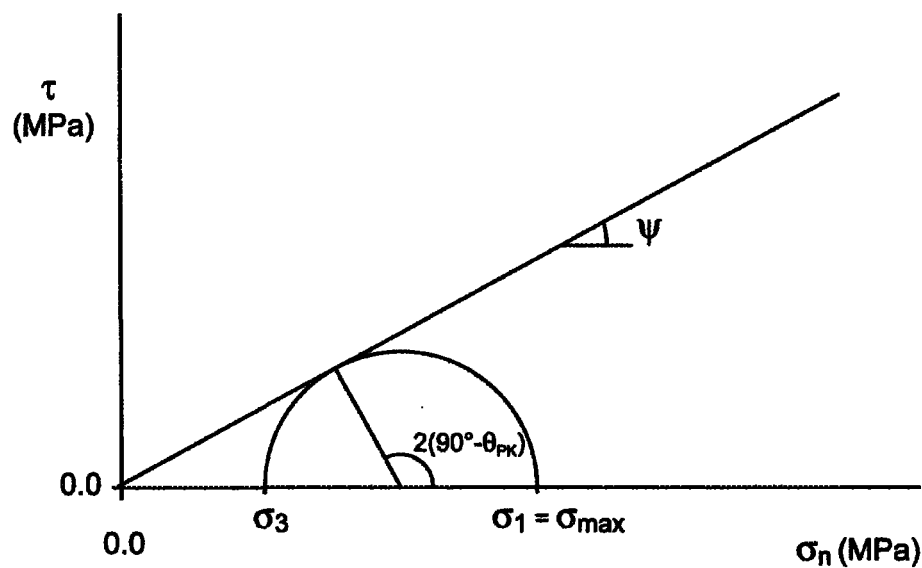


Figure 3.19 : Courbe-enveloppe de rupture schématisée illustrant le critère de rupture empirique.

3.7 Conclusion

La conception, à l'aide du code UDEC, d'un modèle numérique représentatif des essais biaxiaux antérieurement effectués en laboratoire a permis de créer une base de données substantielle concernant les conditions de développement et la résistance au cisaillement des zones d'instabilité en kink. Ces informations fondamentales ont mené à une meilleure compréhension de la mécanique de formation des ZIK.

Tout d'abord, à partir de la comparaison des observations sur la géométrie des ZIK et de leur comportement mécanique (courbes contrainte-déformation et dilatance-déformation), il est confirmé que l'effet de la dilatance est primordial au

développement des ZIK. Ainsi, ces dernières se développent uniquement lorsque les conditions de simulation permettent à la dilatance de se produire, dans le cas contraire d'autres types de déformation et de rupture se produisent.

Ensuite, ces mêmes observations ont permis d'associer la géométrie des ZIK au taux de dilatance et à la résistance axiale du modèle biaxial. Ainsi, plus la ZIK est inclinée et/ou mince, plus le taux de dilatance et la résistance axiale sont élevés. Donc le taux de dilatance, défini par la géométrie de la ZIK, représente effectivement l'élément de résistance fondamental de ce type de déformation.

Finalement, la définition d'un critère de rupture empirique du type Mohr-Coulomb a été possible grâce à l'introduction de la notion « d'angle de dilatance rotationnelle » comme coefficient de résistance à la rotation. Ce critère de rupture est représentatif des résistances en cisaillement des ZIK qui se sont développées lors des diverses simulations numériques, cependant l'angle de dilatance rotationnelle, tel que présenté, demeure un paramètre très empirique et variable. L'établissement d'une relation entre la géométrie de la ZIK et l'angle de dilatance rotationnelle permettrait de transformer ce paramètre empirique en un paramètre géométrique fondamental des ZIK.

CHAPITRE 4

MODÈLE ANALYTIQUE EN CISAILLEMENT DIRECT

4.1 Généralités

Lors de la conception d'ouvrages en massifs rocheux, les ingénieurs utilisent généralement des critères de stabilité basés sur la résistance au cisaillement. Les divers ouvrages du génie minier ou du génie civil (talus rocheux, tunnels, piliers de mine, fondations de barrage, ...) perturbent le champ de contraintes et sollicitent le massif rocheux fracturé. Sous divers types de sollicitation, la résistance au cisaillement est donc mobilisée, directement ou indirectement. Cette mobilisation s'effectue par le biais de divers comportements : développement d'un plan de rupture ou d'une zone de cisaillement, glissement sur une fracture, développement d'une zone d'instabilité en kink. Lorsque la rupture se produit par le développement d'une zone d'instabilité en kink, la dilatance est un facteur contrôlant la mobilisation de la résistance au cisaillement (Archambault et Ladanyi, 1993). Pour cette raison, l'adaptation du modèle contrainte-dilatance de Rowe (Rowe, 1962; Rowe *et al.*, 1964) à une déformation rotationnelle est proposée.

4.2 Le modèle contrainte-dilatance de Rowe

Rowe (1962) a montré que la résistance d'un assemblage de particules provient de la friction interparticulaire « ϕ_μ », du taux de dilatance et d'une composante découlant du réarrangement entre les particules (figure 4.1). Peu importe la densité de l'assemblage, la friction interparticulaire demeure constante.

Lorsque l'assemblage de particules se densifie, la composante provenant du réarrangement des particules devient négligeable et la composante découlant du taux de dilatance prend de plus en plus d'importance. D'un point de vue énergétique, le travail effectué pendant l'application d'une charge sur une masse granulaire peut être divisé en quatre composantes (Rowe, 1962; Rowe *et al.*, 1964) :

1. Le travail interne dissipé en friction lorsque le volume demeure constant. Cette composante inclut les effets combinés de la friction interparticulaire et du réarrangement des particules.
2. Le travail interne dissipé en friction causé par le changement d'orientation des contraintes effectives par rapport aux plans de glissement obliques résultant de la dilatance.
3. Le travail externe effectué rendant possible la variation de volume.
4. L'énergie élastique récupérable emmagasinée dans le système.

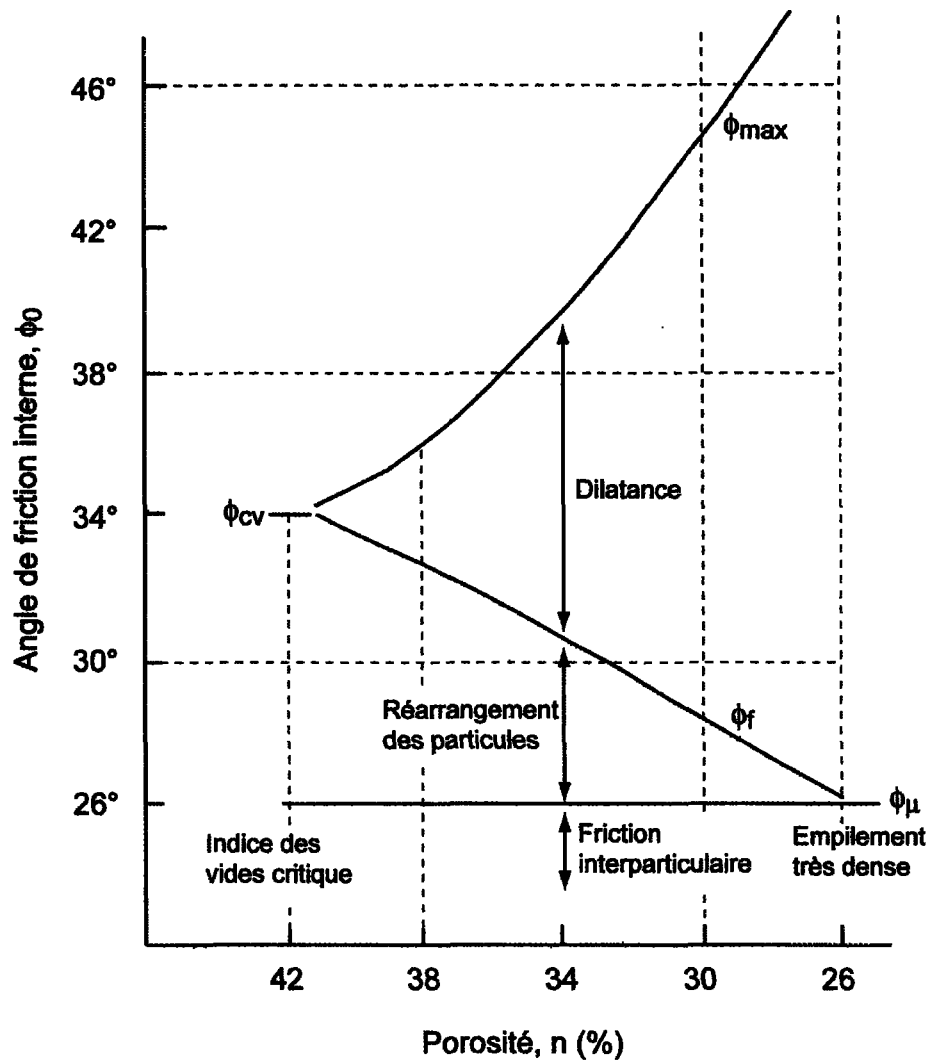


Figure 4.1 : Composantes de l'angle de friction (Adapté de Rowe, 1971).

Dans le cas particulier du cisaillement direct d'une masse particulaire uniforme et dense, l'organisation spatiale des particules crée un plan de rupture régulièrement indenté (figure 4.2) et le taux de dilatance est défini comme étant le rapport entre les accroissements de déplacement normal (dy) et tangentiel (dx).

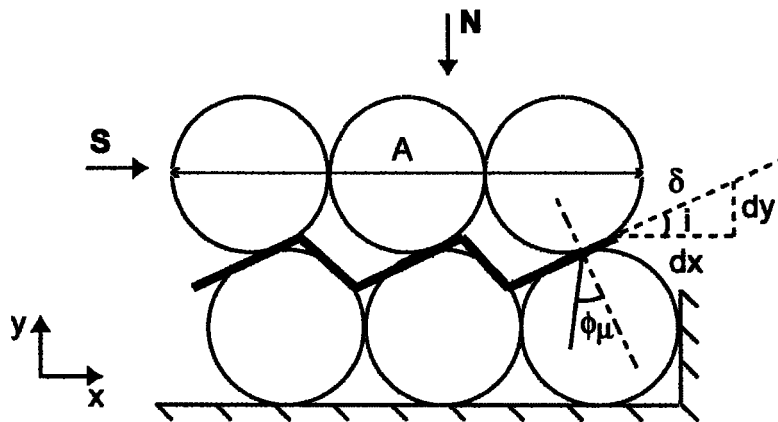


Figure 4.2 : Cisaillement le long d'un plan indenté dans un matériel granulaire dense

S'il n'y a pas de rupture de grains, la résistance au cisaillement peut être considérée comme étant la somme de trois composantes :

$$S = S_1 + S_2 + S_3 \quad (4.1)$$

où « S_1 » est la composante provenant du travail externe effectué en dilatance contre la force normale externe.

$$S_1 = N \cdot \frac{dy}{dx} = N \cdot \tan i \quad (4.2)$$

$\tan i$: *taux de dilatance à la rupture.*

« S_2 » est la composante provenant du travail interne en friction additionnel causé par la dilatance.

$$S_2 = S \cdot \tan i \cdot \tan \phi_\mu \quad (4.3)$$

« S_3 » est la composante provenant du travail interne en friction qui se produit sans dilatance :

$$S_3 = N \cdot \tan \phi_\mu \quad (4.4)$$

En substituant les équations (4.2), (4.3) et (4.4) dans (4.1), l'équation générale de glissement sur un plan incliné proposé par Newland et Allely (1957) est obtenue :

$$S = N \cdot \tan(\phi_\mu + i) \quad (4.5)$$

En divisant par la projection de l'aire totale du plan de cisaillement « A » (figure 4.2) :

$$\tau_p = \frac{S}{A} = \sigma_n \cdot \tan(\phi_\mu + i) \quad (4.6)$$

4.3 Géométrie simplifiée du système considéré

Les zones d'instabilité en kink dans les massifs rocheux peuvent être formées à partir de l'intersection de deux familles de joints orthogonaux, l'une continue (joints primaires) et l'autre discontinue (joints secondaires). Par exemple un réseau à paraclases et diaclases (Roy *et al.*, 2003) dans les formations sédimentaires. L'étude d'une coupe normale aux deux familles de joints permet de définir les éléments géométriques suivants (figure 4.3a) :

1. Les composantes normale « W_N » et tangentielle « W_S » du poids des colonnes par rapport au plan de kink proviennent du fait que la ZIK est orientée de façon arbitraire dans l'espace.
2. L'orientation des joints secondaires « i » par rapport au plan de kink correspond aussi à l'angle aigu que font les joints primaires avec la direction d'application de la contrainte normale externe. Cet angle représente donc l'inclinaison des colonnes de roches.
3. L'élanement des colonnes de roche est défini par le ratio base « b » sur hauteur « h ». L'élanement est aussi défini angulairement de la façon suivante : $\varphi = \tan^{-1}\left(\frac{b}{h}\right)$.
4. L'inclinaison de la diagonale « r » de la colonne de roche est

$$\psi = i + \varphi$$

En référence à la géométrie proposée, lorsque la rotation des colonnes est initiée, la diagonale reliant les deux points de contact est utilisée comme bras de levier pour générer la dilatance (figure 4.3b).

La convention utilisée pour référencer l'angle de dilatance est illustrée à la figure 4.3c. Due à la symétrie du système selon le plan horizontal, l'angle de dilatance peut prendre des valeurs situées entre $-90^\circ \leq \psi \leq 90^\circ$. Selon la convention, l'angle $\psi = 0^\circ$ représente une diagonale parallèle à la direction d'application de la contrainte normale externe. Les angles de dilatance positifs ($\psi > 0^\circ$) sont ceux pour lesquels la direction de la plongée de la diagonale est de même sens que la direction d'application de la contrainte de cisaillement externe. Les angles de dilatance négatifs ($\psi < 0^\circ$) sont ceux pour lesquels la direction de la plongée de la diagonale est de sens opposé à la direction d'application de la contrainte de cisaillement externe.

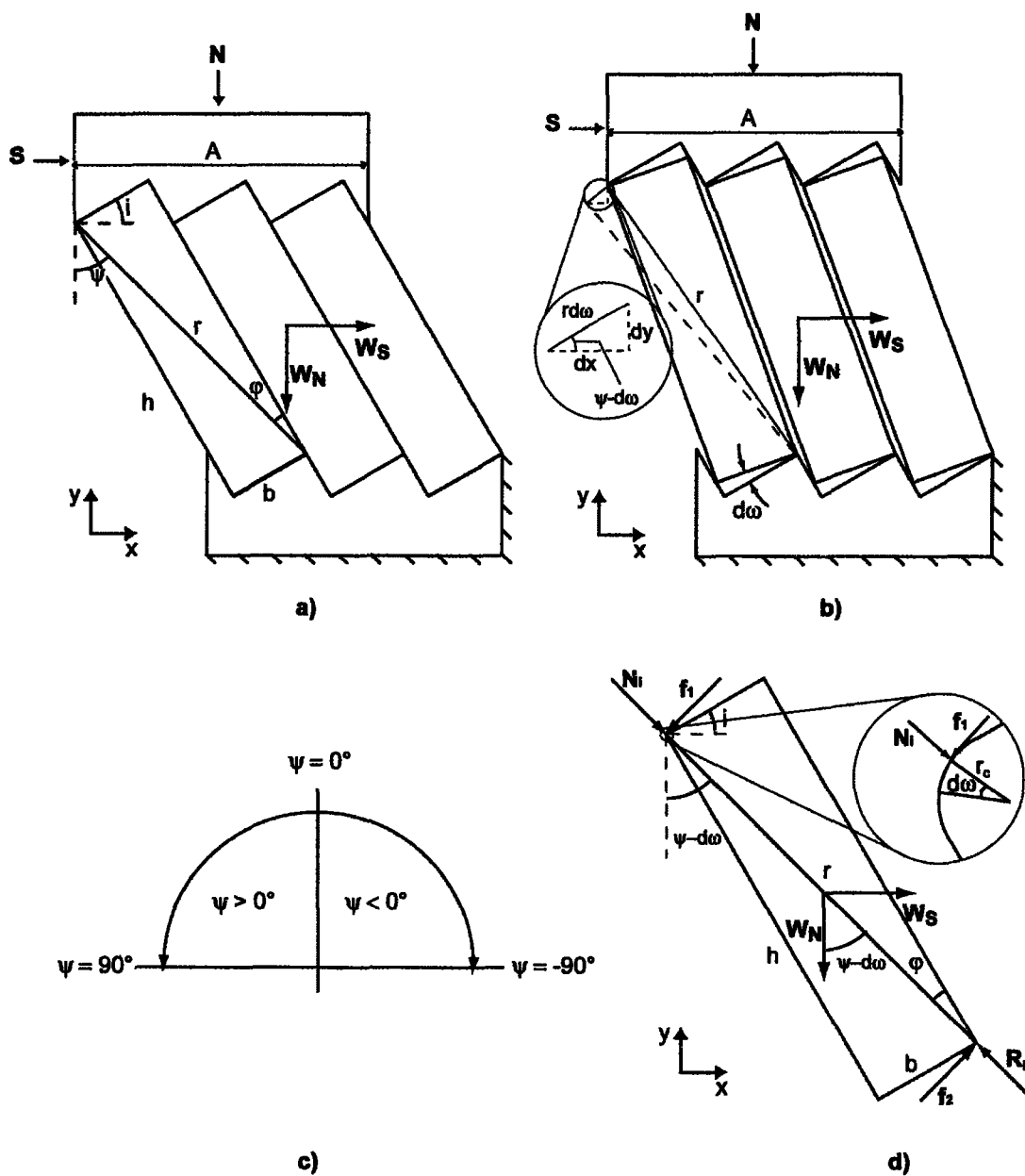


Figure 4.3 : Géométrie du système considéré. a) État initial. b) Initiation de la rotation. c) Convention pour l'angle de dilataance. d) Isolation d'une colonne en rotation.

4.4 Formulation du modèle

L'analyse conduisant au développement du modèle analytique est basée sur des considérations énergétiques. Cette approche, qui suit la ligne de pensée de Rowe *et al.* (1964), permet d'explicitier le rôle de la dilatance dans la détermination de la résistance au cisaillement des instabilités en zone de kink.

Le développement du modèle s'effectue à partir des hypothèses suivantes :

1. La résistance au cisaillement des zones d'instabilité en kink provient principalement du travail effectué par la dilatance contre la force normale externe
2. La dissipation interne de l'énergie se produit par friction de roulement aux coins des colonnes en rotation;
3. La résistance au glissement le long du plan imbriqué formé par les joints secondaires empêche le glissement du pivot de rotation le long de ces derniers;
4. La contrainte normale appliquée au système est telle qu'il ne se produit aucune rupture à travers les colonnes en rotation;
5. Lors de la rotation des colonnes, la résistance en cisaillement causée par la friction le long des joints primaires est négligeable.

En référence à la figure 4.3b, le travail externe « W_E » associé à une rotation infinitésimale « $d\omega$ » est donné par la relation suivante:

$$W_E = S \cdot dx + W_s \cdot \frac{dx}{2} - N \cdot dy - W_N \cdot \frac{dy}{2} \quad (4.7)$$

Considérant que la rotation « $d\omega$ » est infinitésimale, l'arc de cercle « $r \cdot d\omega$ » peut être approximé comme étant linéaire. Le réarrangement de l'équation par l'introduction des relations géométriques entre dx , dy et $d\omega$ donne :

$$W_E = \left(S + \frac{W_s}{2} \right) \cdot (r \cdot d\omega \cdot \cos(\psi - d\omega)) - \left(N + \frac{W_N}{2} \right) \cdot (r \cdot d\omega \cdot \sin(\psi - d\omega)) \quad (4.8)$$

Puisque $d\omega \ll \psi$, l'équation devient :

$$W_E = \left[\left(S + \frac{W_s}{2} \right) \cdot \cos \psi - \left(N + \frac{W_N}{2} \right) \cdot \sin \psi \right] \cdot r \cdot d\omega \quad (4.9)$$

En référence à la figure 4.3d, le travail interne « W_I » associé à la même rotation infinitésimale « $d\omega$ » est donné par la relation suivante :

$$W_I = (f_1 + f_2) \cdot r_C \cdot d\omega \quad (4.10)$$

En considérant « f_R », le coefficient de friction de roulement tel que défini par Caubet (1964), et les relations suivantes :

$$f_1 = f_R \cdot N_I \quad (4.11)$$

$$f_2 = f_R \cdot R_l = f_R \cdot (N_l + W_s \cdot \sin \psi + W_N \cdot \cos \psi) \quad (4.12)$$

$$N_l = S \cdot \sin \psi + N \cdot \cos \psi \quad (4.13)$$

L'équation (4.10) devient, après substitution :

$$W_l = \left[2 \cdot (S \cdot \sin \psi + N \cdot \cos \psi) + W_s \cdot \sin \psi + W_N \cdot \cos \psi \right] \cdot f_R \cdot r_C \cdot d\omega \quad (4.14)$$

Si tout le travail externe est dissipé en friction interne, alors :

$$W_E = W_l \quad (4.15)$$

En substituant l'éq. (4.9) et l'éq. (4.14) dans l'éq. (4.15) :

$$\left(S + \frac{W_s}{2} \right) = \left(N + \frac{W_N}{2} \right) \cdot \tan \psi + \left[\left(S + \frac{W_s}{2} \right) \cdot \tan \psi + \left(N + \frac{W_N}{2} \right) \right] \cdot 2 \cdot f_R \cdot \frac{r_C}{r} \quad (4.16)$$

En définissant un coefficient global de friction de roulement :

$$\tan \phi_R = 2 \cdot f_R \cdot \frac{r_C}{r} \quad (4.17)$$

L'équation (4.16) devient :

$$\left(S + \frac{W_s}{2} \right) = \left(N + \frac{W_N}{2} \right) \cdot \tan \psi + \left(S + \frac{W_s}{2} \right) \cdot \tan \psi \cdot \tan \phi_R + \left(N + \frac{W_N}{2} \right) \cdot \tan \phi_R \quad (4.18)$$

Ou encore :

$$\left(S + \frac{W_s}{2} \right) = S_1 + S_2 + S_3 \quad (4.19)$$

La résistance totale en cisaillement peut donc être considérée comme la somme de trois composantes, S_1 , S_2 et S_3 , tout comme le proposait Rowe *et al.* (1964) pour le cisaillement à travers une masse granulaire uniforme et dense. Les diverses composantes sont redéfinies à l'aide des paramètres de dilataance « $\tan \psi$ » et de friction « ϕ_R » propres aux instabilités en zone de kink :

$$S_1 = \left(N + \frac{W_N}{2} \right) \cdot \tan \psi = \left(N + \frac{W_N}{2} \right) \cdot \frac{dy}{dx} = \left(N + \frac{W_N}{2} \right) \cdot \dot{\nu} \quad (4.20)$$

$$S_2 = \left(S + \frac{W_s}{2} \right) \cdot \tan \psi \cdot \tan \phi_R = \left(S + \frac{W_s}{2} \right) \cdot \dot{\nu} \cdot \tan \phi_R \quad (4.21)$$

$$S_3 = \left(N + \frac{W_N}{2} \right) \cdot \tan \phi_R \quad (4.22)$$

En solutionnant l'équation (4.18) pour la résistance en cisaillement « S » :

$$\left(S + \frac{W_s}{2} \right) = \left(N + \frac{W_N}{2} \right) \cdot \tan(\phi_R + \psi) \quad (4.23)$$

En divisant par l'aire d'application des forces « A », le critère de rupture pour les instabilités en zone de kink est ainsi défini:

$$(\tau_{Sp} + \tau_{Wp}) = (\sigma_n + \sigma_w) \cdot \tan(\phi_R + \psi) \quad (4.24)$$

$$\tau_{Rp} = \sigma_N \cdot \tan(\phi_R + \psi) \quad (4.25)$$

$\tau_{Rp} = \tau_{Sp} + \tau_{Wp}$: Résistance au cisaillement au pic de la rupture rotationnelle divisée entre une composante externe « τ_{Sp} » et une composante interne « τ_{Wp} » provenant du poids des colonnes;

$\sigma_N = \sigma_n + \sigma_w$: Contrainte normale totale divisée entre une composante externe « σ_n » et une composante interne « σ_w » provenant du poids des colonnes;

ϕ_R : Angle de friction de roulement;

$\psi = i + \varphi$: Angle de dilatance rotationnelle composé de l'inclinaison des colonnes « i » et de l'angle d'élongation « φ » des colonnes.

4.5 Vérification expérimentale et numérique du modèle de rupture

La vérification du modèle de rupture a été effectuée par comparaison des résistances calculées avec celles obtenues suite à des essais physiques et des simulations numériques. Cette comparaison a permis de cibler les limites de validité du modèle en relation avec la géométrie de base et les hypothèses soumises.

4.5.1 Modèle physique

Les résultats des essais physiques ont été tirés de la littérature (Archambault, 1972). Ces résultats proviennent d'essais de cisaillement direct sur des empilements de briques de chaux et de sable comprimé (figure 4.4). Différentes configurations géométriques sous diverses contraintes normales ont été testées. Les inclinaisons « i » de 15°, 30° et 45° par rapport à la verticale et les ratios d'élançement « b/h » de 0.33, 0.25 et 0.20 ont permis de tester 9 géométries différentes sous des contraintes normales « σ_n » variant de 0.8 MPa à 17.4 MPa.

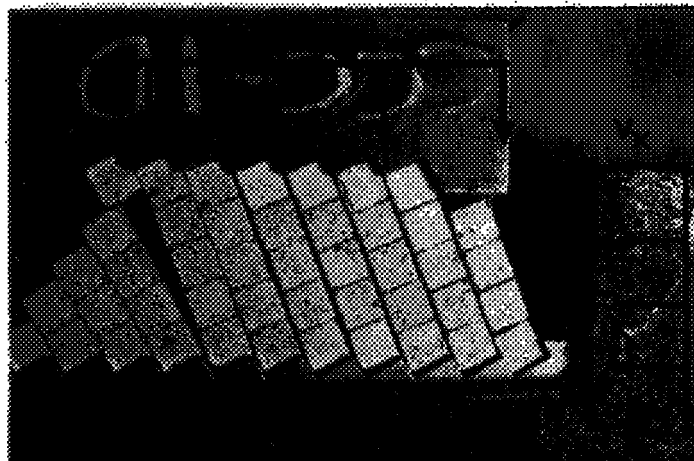


Figure 4.4 : Essais de cisaillement direct sur empilement de briques (Adapté de Archambault, 1972).

4.5.2 Modèle numérique

Le modèle numérique, construit avec le code de programmation UDEC, représente un empilement de colonnes de roches inclinées soumis à un cisaillement direct (figure 4.5). Il est supposé que les colonnes proviennent du découpage d'un massif rocheux par deux familles orthogonales de joints plats et rugueux. Les joints dits « primaires » sont continus et représentent les côtés longs des colonnes. Les joints dits « secondaires » sont discontinus et forment les côtés courts des colonnes. La géométrie du réseau de joints correspond à un système de fracturation à paraclases et diaclases (Roy *et al.*, 2003) dans les roches sédimentaires. Le matériel assigné aux colonnes possède les caractéristiques des briques utilisées dans les essais physiques (tableau 4.1). Ce matériel correspond à une roche de faible résistance mécanique. Les résistances au cisaillement des colonnes de roche et des joints sont déterminées à l'aide du critère de rupture de Mohr-Coulomb.

Tableau 4.1. Propriétés des blocs et des joints utilisés pour les simulations numériques en cisaillement direct

	<u>Blocs^a</u>	<u>Plateaux^b</u>	<u>Joints</u>
Type	Roche	Acier	Roche
Masse volumique (ρ) (kg m^{-3})	2700	7800	
Friction (ϕ) ($^{\circ}$)	39.0		30.0
Module de compressibilité (K) (GPa)	5.61	166.7	
Module de rigidité (G) (GPa)	4.94	76.9	
Cohésion (S_0) (MPa)	5.92		0.0
Résistance à la compression uniaxiale (C_0) (MPa)	24.8		
Résistance à la tension (T_0) (MPa)	2.8		
Module de rigidité normale (K_n) (GPa m^{-1})			5.6 ^c
Module de rigidité tangentielle (K_s) (GPa m^{-1})			0.5 ^c

^a Archambault (1972) ^b Bazergui *et al.* (1993) ^c Déterminé en laboratoire, voir annexe 1.

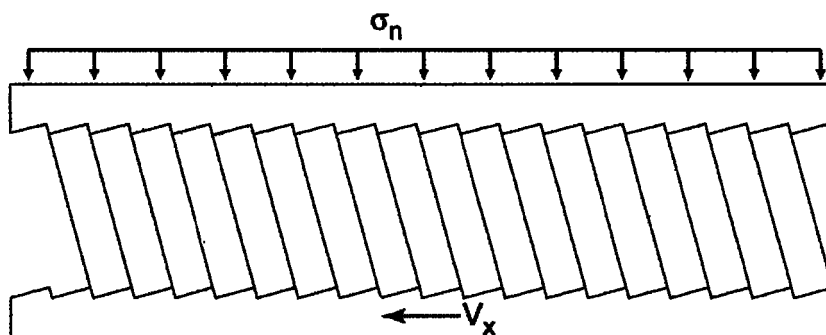


Figure 4.5 : Géométrie du modèle numérique utilisé pour les simulations de cisaillement direct.

Verticalement, le modèle est limité par deux plateaux de chargement en acier. L'utilisation de plateaux de chargement permet d'incorporer une résistance passive par friction aux frontières supérieure et inférieure du modèle. Le comportement mécanique des plateaux de chargement est purement élastique sans possibilité de rupture. Cette hypothèse est valide, car la limite de plasticité de l'acier est de beaucoup supérieure à la résistance mécanique du modèle rocheux. Les degrés de liberté de déplacement des plateaux de chargement sont limités, ce qui permet d'éliminer les effets indésirables tels les rotations de l'ensemble du modèle et la chute dans le vide du modèle. Lors du chargement, le plateau supérieur peut uniquement se déplacer verticalement et le plateau inférieur peut uniquement se déplacer latéralement.

La détermination du comportement contrainte-déformation-dilatance du modèle numérique est effectuée par le suivi des déplacements des noeuds de la maille numérique et des contraintes associées aux zones déformables. L'extraction

de ces données est faite à l'aide du module de programmation « FISH » inclus dans UDEC (annexe 2 et annexe 3).

Le chargement du modèle s'effectue en deux étapes :

- 1) Le confinement : le plateau inférieur est immobilisé et une contrainte normale « σ_n » est appliquée sur le plateau supérieur. La simulation se poursuit jusqu'à ce qu'un état près de l'équilibre soit atteint.
- 2) Le chargement : le plateau inférieur est déplacé à vitesse constante « V_x » vers la gauche. La simulation est arrêtée lorsque la résistance au cisaillement du modèle est dépassée ou que la superposition des blocs devient irréaliste.

4.5.3 Limitations géométriques du modèle

Le modèle analytique ne s'applique pas à toutes les géométries d'empilement de colonnes de roche soumis à un effort de cisaillement. Les limites géométriques du modèle analytique sont associées à la possibilité de faire pivoter les colonnes de roche à l'aide de la contrainte de cisaillement et ce, selon la configuration établie à la figure 4.3 et les hypothèses proposées (§4.4).

À partir de l'analyse cinématique des déplacements des colonnes de roche (annexe 4), il est possible de déterminer que les angles d'inclinaison des colonnes pour lesquels la rotation du système les éloigne les unes des autres varient dans l'intervalle $0^\circ < i < 90^\circ$. Par ce fait, la contrainte normale aux joints primaires

devient nulle et toute friction ayant pu être mobilisée sur ces joints est libérée. L'hypothèse 5 (§4.4) est donc vérifiée cinématiquement. Cette dernière est aussi vérifiée numériquement (UDEC), car aucune variation de résistance au cisaillement au pic ne se produit lorsque la résistance en friction des joints primaires (ϕ_p) est augmentée (figure 4.6). D'un autre côté, lorsque l'inclinaison des colonnes est comprise dans l'intervalle $-90^\circ < i \leq 0^\circ$, la rotation du système rapproche les colonnes les unes des autres, ce qui crée une contrainte normale aux joints primaires. Cette dernière mobilise la résistance au cisaillement des joints primaires et l'hypothèse 5 (§4.4) n'est plus respectée. Considérant la relation $\psi = i + \phi$, il est possible de déterminer que le modèle proposé est valide pour les angles de dilatance compris dans l'intervalle $\phi < \psi < 90^\circ + \phi$.

Ensuite, un angle non nul doit exister entre la diagonale des colonnes et la direction d'application de l'effort en cisaillement pour créer un moment moteur. Selon le modèle analytique proposé :

$$\lim_{\psi \rightarrow 90^\circ} (\tau_{Rp}) = \infty \quad (4.26)$$

Ainsi l'angle $\psi = 90^\circ$ devient la limite supérieure de validité. Donc il en ressort que le modèle analytique proposé ne s'applique que pour l'intervalle suivant : $\phi < \psi < 90^\circ$.

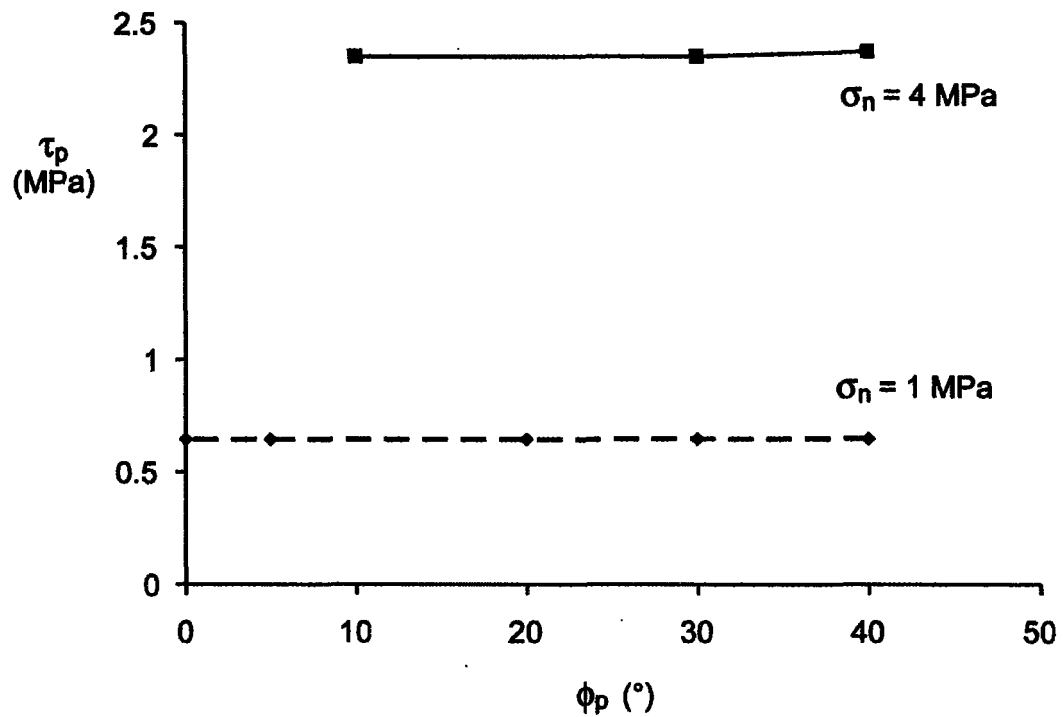


Figure 4.6 : Effet de la friction des joints primaires sur la résistance au cisaillement au pic des zones d'instabilités en kink pour deux contraintes normales données.

4.5.4 Rotation vs. glissement

Exception faite du flambage des colonnes de roche, la rupture d'un empilement de colonnes de roches inclinées soumis à un cisaillement direct peut prendre deux formes (figure 4.7) :

- 1) Rotation des colonnes de roches;
- 2) Glissement sur les joints secondaires.

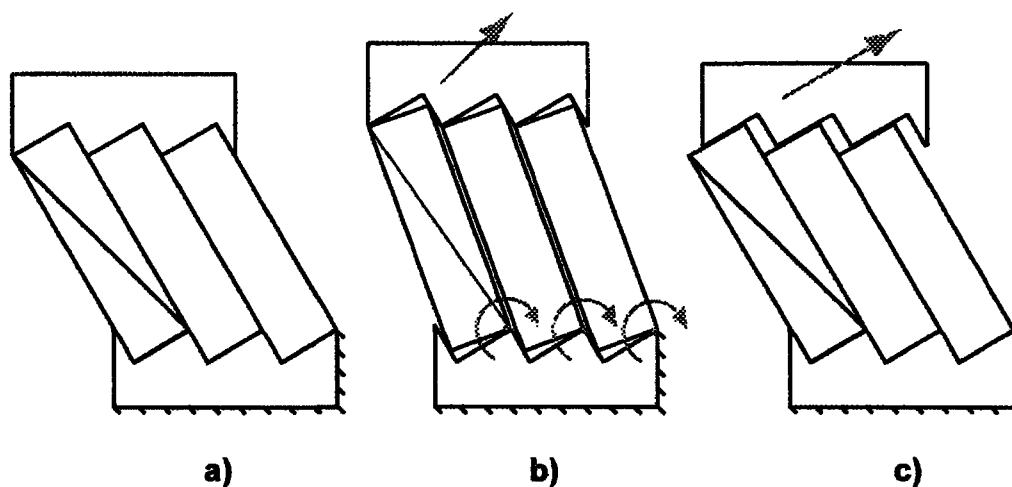


Figure 4.7 : Types de rupture possible. a) État initial. b) Rotation des colonnes. c) Glissement sur les joints secondaires.

Dans ces deux cas, la résistance au cisaillement au pic dépend de la dilatance et de la friction. En considérant que l'inclinaison des diagonales des colonnes prend une valeur entre $\varphi < \psi < 90^\circ$, la dilatance par rotation est toujours supérieure à la dilatance par glissement (sauf pour le cas limite où $\varphi = 0^\circ$) :

$$\tan \psi = \tan(i + \varphi) \geq \tan i \quad (4.27)$$

D'un autre côté, à l'exception du cas d'une surface parfaitement lisse et sans friction, la résistance en friction au glissement sur une surface donnée est toujours supérieure à la résistance en friction au roulement sur cette même surface :

$$\tan \phi_R \leq \tan \phi_\mu \quad (4.28)$$

Donc, pour une géométrie donnée, le paramètre critique qui contrôle le type de rupture est la résistance en friction au glissement sur les joints secondaires. Il est possible de définir l'angle de friction au glissement critique « ϕ_c » pour lequel la résistance au glissement est égale à la résistance à la rotation. En insérant la résistance au cisaillement au pic pour une rupture en rotation « τ_{Rp} » (Eq. 4.25) dans l'équation de la résistance au cisaillement au pic pour la rupture en glissement (Eq. 4.6) :

$$\tau_{Rp} = \tau_p = \sigma_n \cdot \tan(\phi_c + i) \quad (4.29)$$

En isolant la résistance en friction au glissement :

$$\tan \phi_c = \frac{\tau_{Rp} - \sigma_n \cdot \tan i}{\sigma_n + \tau_{Rp} \cdot \tan i} \quad (4.30)$$

ϕ_c : Angle de friction de glissement critique;

τ_{Rp} : Résistance au cisaillement au pic de la rupture rotationnelle;

σ_n : Contrainte normale externe;

i : Inclinaison des colonnes.

Cet angle de friction critique correspond à la limite entre la rupture par rotation et la rupture par glissement sur les joints secondaires. La vérification de cette relation a été effectuée à l'aide d'une série de simulations numériques pour

lesquelles diverses résistances en friction des joints secondaires « ϕ_s » ont été testées. Les résistances en cisaillement au pic des simulations numériques sont comparées avec celles calculées avec le modèle de Rowe et celles calculées avec le modèle analytique proposé. Puisque le modèle numérique possède une géométrie très régulière et que l'arrondi des coins des blocs est très faible, il est possible de supposer $\phi_R = 0$ comme première approximation (figure 4.8). Aucune résistance intermédiaire entre le glissement et la rotation n'est observée, ainsi le comportement le moins résistant entre le glissement et la rotation contrôle la déformation du système. Donc, la résistance au glissement le long du plan imbriqué formé par les joints secondaires empêche le glissement de l'axe de rotation le long de ces derniers (hypothèse 3, §4.4). Ensuite, lorsqu'il y a rotation, le calcul de la résistance au cisaillement mène à une sous-estimation de 6% de la résistance au cisaillement au pic. Ainsi, par calcul à rebours, il est possible de déterminer que l'angle de friction de roulement est $\phi_R = 1,5^\circ$ pour cette configuration. Il était donc justifié de négliger la friction de roulement en première approximation.

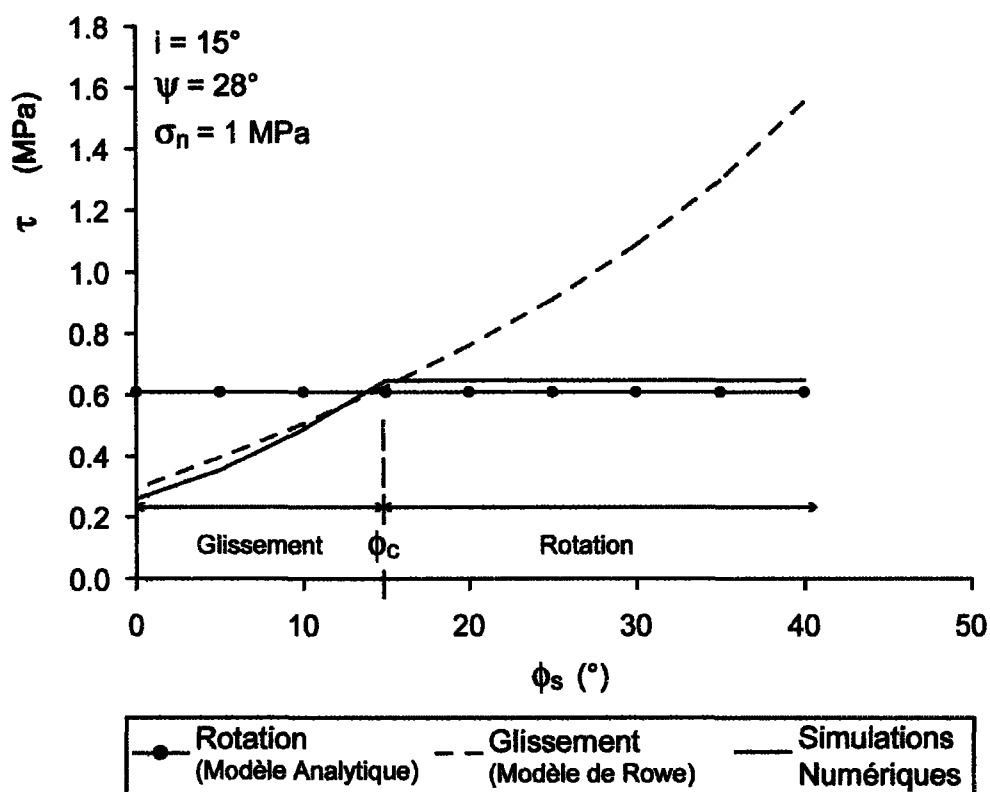


Figure 4.8 : Comparaison des résistances au cisaillement calculées avec celles obtenues par simulations numériques.

À l'aide du cas particulier pour lequel, lors de la détermination de la résistance au cisaillement par déformation rotationnelle, la contrainte interne « σ_w » peut être négligée par rapport à la contrainte externe « σ_n », il est possible de démontrer que l'angle critique est indépendant du pendage des joints secondaires. Dans ce cas, la résistance au cisaillement au pic du modèle est :

$$\tau_{Rp} = \sigma_n \cdot \tan(\phi_R + \psi) \quad (4.18)$$

Pour le cas critique où $\tau_{Rp} = \tau_p$:

$$\sigma_n \cdot \tan(\phi_R + \psi) = \sigma_n \cdot \tan(\phi_c + i) \quad (4.31)$$

$$\phi_R + \psi = \phi_c + i \quad (4.32)$$

En sachant que $\psi = i + \varphi$:

$$\phi_R + (i + \varphi) = \phi_c + i \quad (4.33)$$

Clairement, l'angle de friction critique des joints secondaires est indépendant du pendage de ces derniers :

$$\phi_c = \phi_R + \varphi \quad (4.34)$$

4.5.5 Résistance en cisaillement direct

Le modèle analytique proposé établi que la résistance en cisaillement au pic des zones d'instabilité en kink provient de l'effet de la dilatance contre la contrainte normale externe et de l'effet de la dissipation interne d'énergie par friction de roulement. Ainsi, les paramètres critiques contrôlant la résistance en cisaillement au pic sont :

- 1) L'angle de friction de roulement (ϕ_R);
- 2) La contrainte normale (σ_n);
- 3) L'angle de dilatance (ψ).

Tout d'abord, l'angle de friction de roulement est un paramètre complexe qui dépend de la géométrie, de l'arrondi, de la déformation et de l'intégrité physique des coins des colonnes. Comme il a été montré à la section 4.5.4, il est possible de négliger l'effet de l'angle de friction de roulement sur la détermination de la résistance au pic pour les systèmes étudiés.

Ensuite il est confirmé que la contrainte normale joue un rôle primordial quant à la détermination de la résistance en cisaillement des zones d'instabilité en kink. Les valeurs de résistance au cisaillement au pic et la linéarité de la relation $\tau - \sigma_N$ prédites par le modèle analytique proposé correspondent bien aux résultats obtenus des essais physiques et des simulations numériques pour les faibles niveaux de contrainte normale (figure 4.9). Cependant, à partir d'un niveau de contrainte normale critique, les résultats des essais physiques divergent. Les résistances au pic déterminées physiquement sont nettement inférieures à celles calculées par le modèle analytique. Cette divergence provient principalement de la perte de linéarité de la relation $\tau - \sigma_N$ observée dans les essais physiques. Il est à noter que le niveau critique de contrainte normale pour lequel le modèle demeure valide, représenté par le point de divergence entre les courbes analytiques et expérimentales, survient lorsque la valeur de résistance au cisaillement de la zone d'instabilité en kink correspond à la cohésion du matériel testé. Il en résulte une perte d'intégrité du système qui se manifeste par la fracturation des colonnes de

roche au lieu de la rotation de ces dernières (figure 4.10) et c'est ce qui cause la perte de linéarité de la relation $\tau - \sigma_N$.

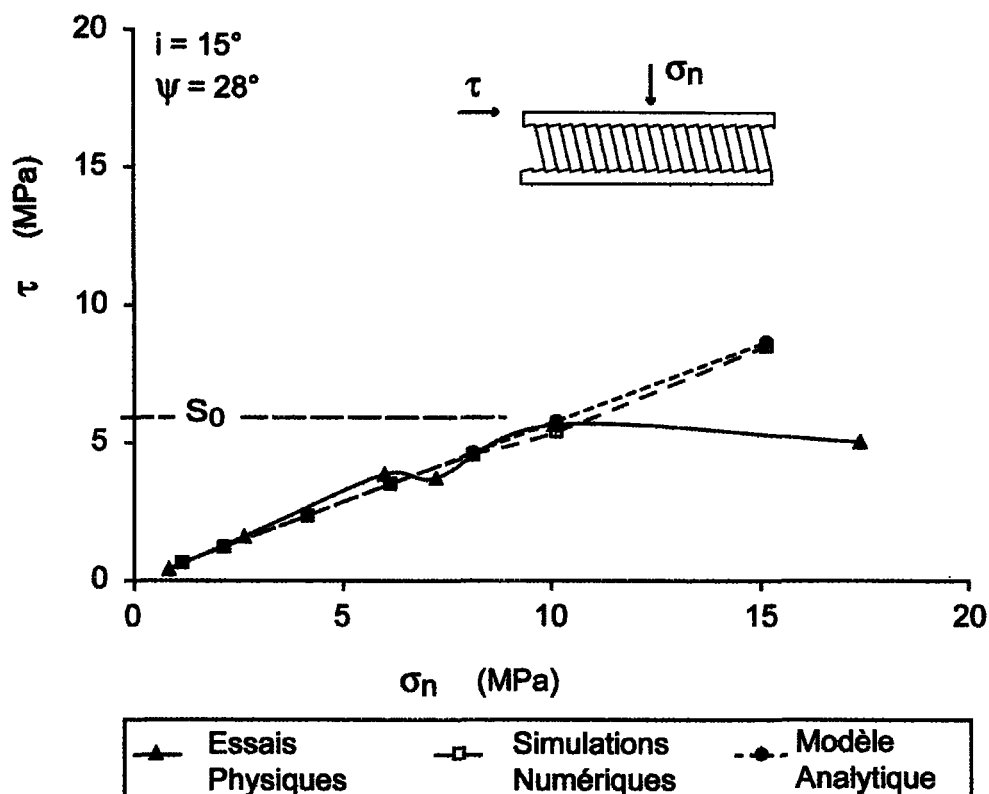


Figure 4.9 : Comparaison des résultats de résistance au cisaillement provenant d'essais physiques (Archambault, 1972), de simulations numériques et de calculs analytiques.



Figure 4.10 : Rupture des colonnes en rotation. (Archambault, 1972).

Finalement l'inclinaison et l'élanement des colonnes de roche ont un impact direct sur la résistance au cisaillement du système parce qu'ils définissent l'angle de dilatance. Plus l'inclinaison des colonnes est importante ($\uparrow i$) et plus les colonnes sont trapues ($\uparrow \varphi$), plus l'angle de dilatance est grand et plus la résistance au cisaillement du système augmente. Le modèle analytique développé propose que l'augmentation de la résistance au cisaillement du système soit fonction de la tangente de l'augmentation de la dilatance, ce qui correspond aux résultats des essais physiques et des simulations numériques pour de faibles niveaux de contrainte normale (figure 4.11). La sous-estimation de la résistance au cisaillement au pic du modèle analytique provient du fait que la dissipation interne d'énergie a été omise du calcul. Il est à noter que les résultats des essais physiques montrent une grande variabilité, ceci est dû à l'impossibilité de créer un système parfait en laboratoire. Il existe toujours une certaine hétérogénéité du

matériel testé, les contraintes normales appliquées ne sont pas précisément 1 MPa et 2 MPa pour l'ensemble des données utilisées, l'empilement des briques n'est pas parfait, etc. D'un autre côté, lorsque les niveaux de confinement sont plus élevés, la correspondance des résultats demeure valide à condition que la résistance au cisaillement au pic demeure inférieure à la cohésion du matériel (figure 4.12).

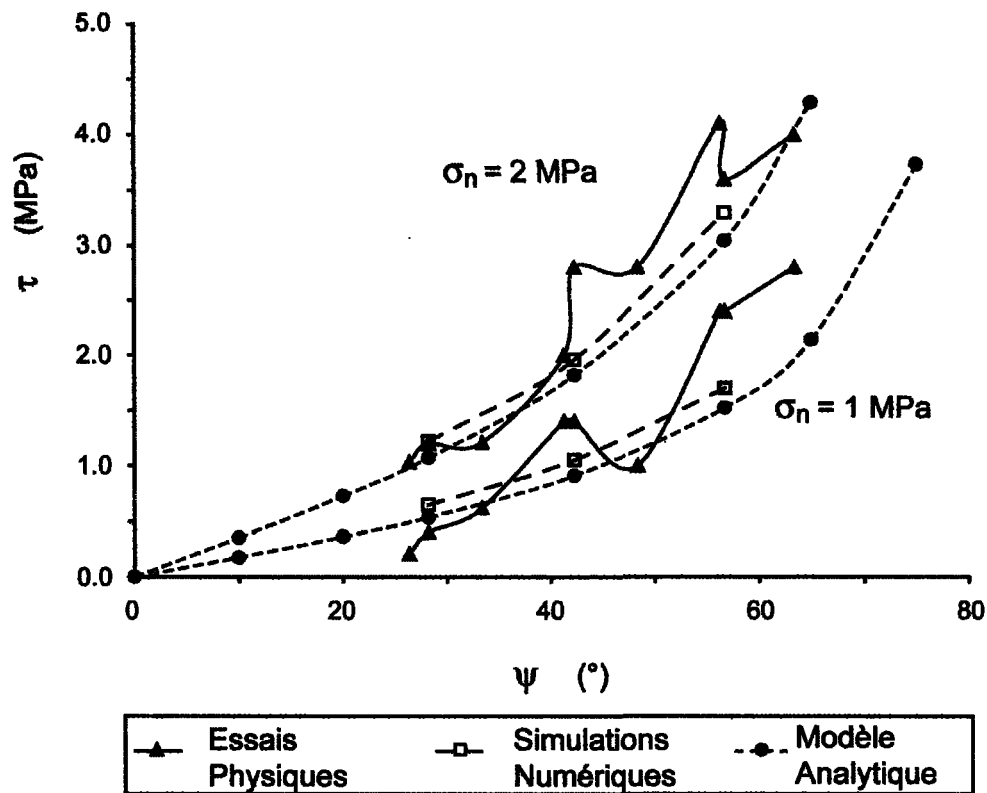


Figure 4.11 : Effet de la dilatance sur la résistance au cisaillement au pic pour de faibles contraintes normales. (Essais physiques : Archambault, 1972).

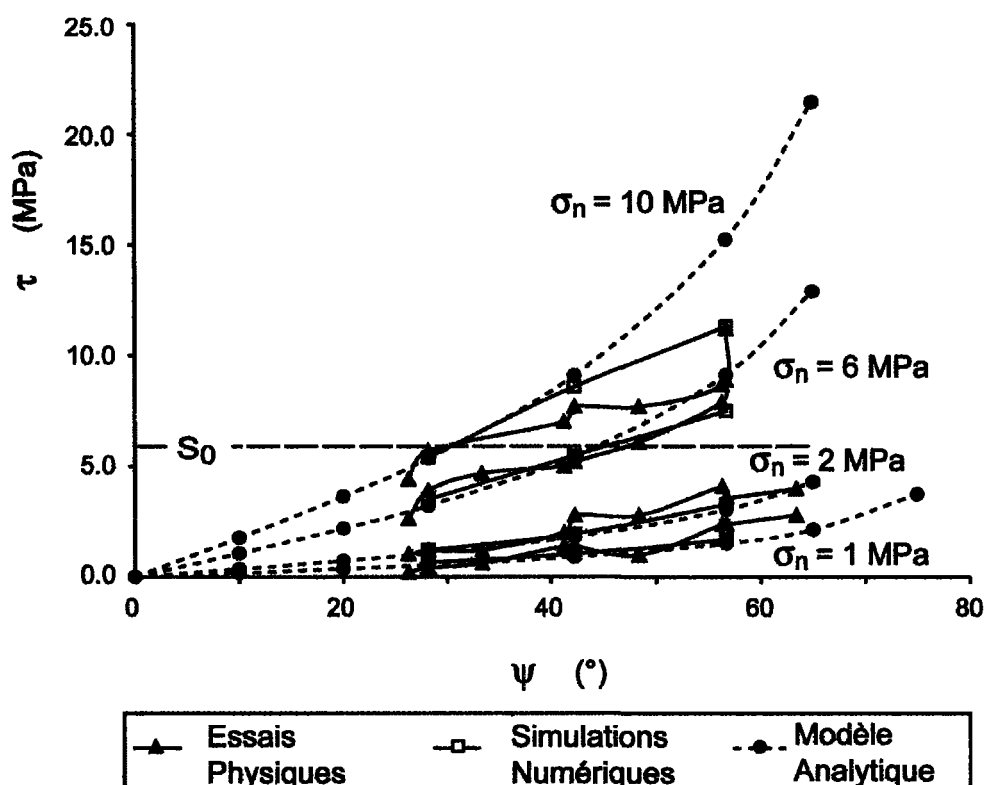


Figure 4.12 : Effet de la dilatance sur la résistance au cisaillement au pic pour des contraintes normales élevées. (Essais physiques : Archambault, 1972).

4.5.6 Résistance en essai biaxial

À partir des résultats d'essais biaxiaux (physiques et numériques, chapitres 3 et 4) pour lesquels une zone d'instabilité en kink s'est développée selon une géométrie donnée (orientation et épaisseur), il est possible d'effectuer un calcul à rebours de la résistance au cisaillement au pic à l'aide du critère de rupture analytique. La comparaison des résultats physiques et/ou numériques avec les résistances calculées à rebours confirme que le modèle proposé est applicable au chargement biaxial (figure 4.13). Il ressort aussi clairement que des ruptures internes sont observées dans les modèles pour lesquels la contrainte en

cisaillement appliquée est supérieure à la cohésion interne du matériel utilisé « S_0 ». Cependant, le modèle ne donne aucune information *a priori* sur la géométrie de la zone d'instabilité en kink.

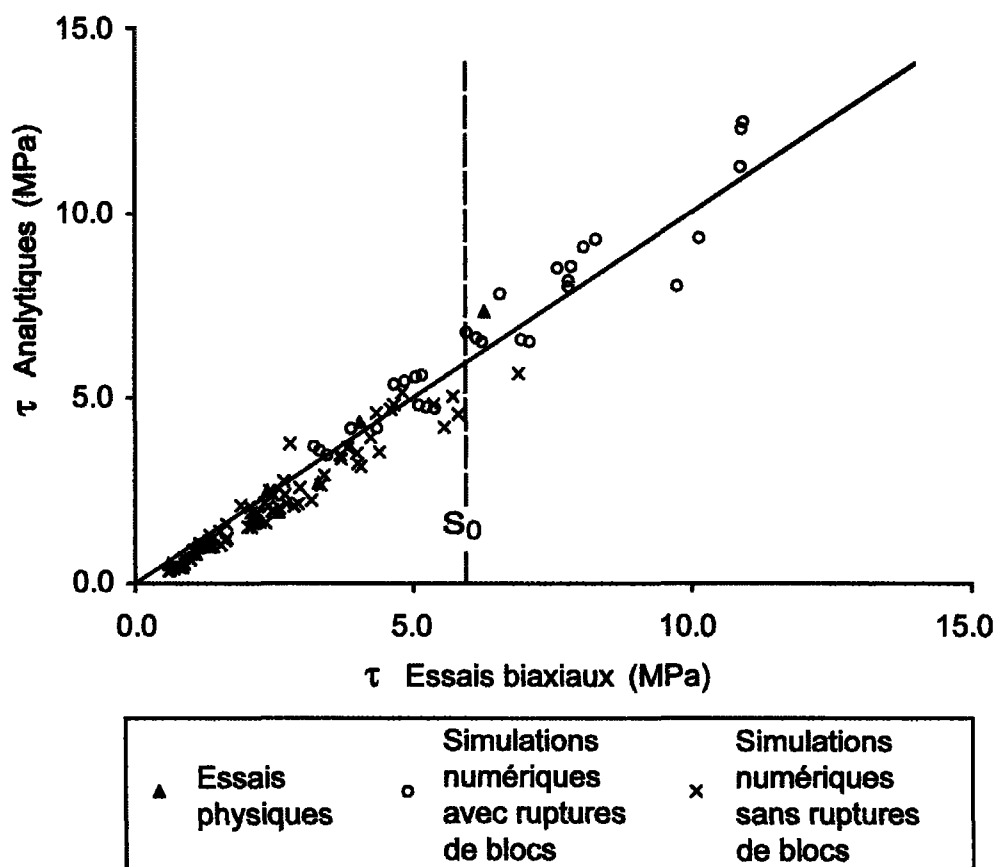


Figure 4.13 : Comparaison des résistances au cisaillement calculés analytiquement et déterminés par essais biaxiaux. (Essais physiques : Archambault, 1972).

4.6 Conclusion

L'adaptation du modèle contrainte-dilatance de Rowe a permis de définir un critère de rupture pour les déformations rotationnelles du type « zone d'instabilité en kink ». Ce critère de rupture est basé sur des considérations énergétiques et il permet de calculer la résistance au cisaillement au pic des zones d'instabilité en kink en fonction de la contrainte normale appliquée, du taux de dilatance du système et de la friction interne. Ce critère de rupture a été testé dans le but de définir ses limites. Les tests ont été effectués à partir d'essais de cisaillement direct sur un système composé d'un empilement de colonnes de roches inclinées. Trois modes de rupture ont été observés : le glissement sur les joints secondaires, la rotation des colonnes et la rupture interne des colonnes. Le mode de rupture offrant la plus faible résistance au cisaillement est privilégié et dépend de la géométrie du système (inclinaison et élancement des colonnes), des caractéristiques des colonnes (cohésion interne, friction sur les joints secondaires) et du confinement du système (contrainte normale). Puisque le critère de rupture proposé s'applique uniquement au mode de rupture par rotation des colonnes, ses principales limitations proviennent des conditions du système menant aux autres modes de rupture. La rupture par glissement survient lorsque la résistance à la friction des joints secondaires est inférieure à un angle de friction critique. Cet angle de friction critique correspond à l'angle de friction des joints secondaires pour lequel la résistance au glissement de l'ensemble du système est égale à sa résistance en rotation. La résistance à la rupture par glissement peut être calculée

à l'aide du modèle contrainte-dilatance de Rowe ou à l'aide du modèle LADAR (Ladanyi et Archambault, 1969). Ensuite, la rupture par fracturation interne des colonnes survient lorsque la résistance en cisaillement du système est supérieure à la cohésion interne des colonnes.

Les systèmes testés représentaient des zones d'instabilité en kink qui se produisent à l'intérieur de massifs rocheux fracturés. Les simulations numériques en cisaillement direct effectuées imposaient une géométrie au système (inclinaison et élanement des colonnes). Dans la nature, la géométrie des zones d'instabilité en kink n'est pas imposée, mais s'établit en fonction des conditions de chargement et des caractéristiques du massif rocheux.

CHAPITRE 5

ESTIMATION DE LA GÉOMÉTRIE DES ZIK

5.1 Généralités

Il est essentiel de connaître la géométrie d'une ZIK, car elle permet de calculer l'angle de dilatance (ψ) et, par le fait même, sa résistance au cisaillement. Cependant, ce type de déformation se produit à l'intérieur des massifs rocheux et il n'est pas toujours possible de caractériser directement la géométrie des ZIK, d'où l'importance de pouvoir l'estimer à partir des caractéristiques du massif rocheux et des conditions de chargement.

Tel qu'observé au chapitre 3, le développement des ZIK dans un massif rocheux fracturé peut se faire selon des géométries très variées. Lors des simulations numériques, les ZIK se sont formées selon différentes inclinaisons par rapport au tenseur des contraintes principales et elles présentaient différentes épaisseurs en fonction des différentes valeurs imposées aux paramètres critiques (orientation de la fracturation, friction de surface des joints primaires, fréquence de la fracturation et niveau de confinement).

Le présent chapitre propose une méthode d'estimation de la géométrie des ZIK à partir des relations statistiques entre les données des essais biaxiaux effectués par simulations numériques et les géométries obtenues.

Premièrement, les éléments de géométrie externe et interne des ZIK sont définis. Deuxièmement, la méthode d'acquisition des données est détaillée. Troisièmement, les contraintes géométriques sont explorées. Finalement, l'analyse des relations entre les paramètres géométriques des ZIK et les paramètres critiques imposés au modèle est présentée.

5.2 Définition de la géométrie des ZIK pour les essais biaxiaux

En référence à la figure 5.1A, les éléments géométriques externes suivants sont définis :

PK : Plan de kink

θ : Orientation de la fracturation par rapport à la contrainte principale majeure (σ_1);

θ_{PK} : Orientation de la ZIK par rapport rapport à la contrainte principale majeure (σ_1);

$90^\circ - \theta_{PK}$: Inclinaison de la ZIK par rapport rapport à la contrainte principale majeure (σ_1);

α : Angle externe de la ZIK, soit l'angle externe entre le plan de kink et la fracturation

$$\alpha = \theta + \theta_{PK} \quad (5.1)$$

En référence à la figure 5.1B, les éléments géométriques internes suivants sont définis :

b : Longueur de la base de la colonne en rotation;

h : Longueur de la hauteur de la colonne en rotation;

φ : Angle d'élongation, soit la correspondance angulaire du ratio d'élongation de la colonne en rotation;

$$\varphi = \tan^{-1}\left(\frac{b}{h}\right) \quad (5.2)$$

r : Longueur de la diagonale de la colonne en rotation;

$$r = \frac{b}{\sin \varphi} \quad (5.3)$$

i : Angle initial d'inclinaison interne de la colonne en rotation, soit l'angle aigu entre l'orientation initiale de la fracturation et l'orientation de la normale au plan de kink;

$$i = 90^\circ - \alpha = 90^\circ - \theta_{PK} - \theta \quad (5.4)$$

ψ : Angle de dilatance, soit l'angle aigu entre la diagonale de la colonne en rotation et l'orientation de la normale au plan de kink;

$$\psi = i + \varphi = 90^\circ - \theta_{PK} - \theta + \varphi \quad (5.5)$$

W_0 : Épaisseur initiale de la ZIK;

$$W_0 = r \cdot \cos \psi = \frac{b \cdot \cos \psi}{\sin \varphi} \quad (5.6)$$

Il devient donc possible de caractériser la géométrie externe et interne des ZIK à l'aide uniquement de trois angles : l'inclinaison de la ZIK « $90^\circ - \theta_{PK}$ », l'orientation de la fracturation « θ » et l'angle d'élongation « φ ». Puisque l'orientation de la fracturation est une donnée connue, seuls les deux autres angles doivent être estimés, soit l'inclinaison de la ZIK et l'angle d'élongation.

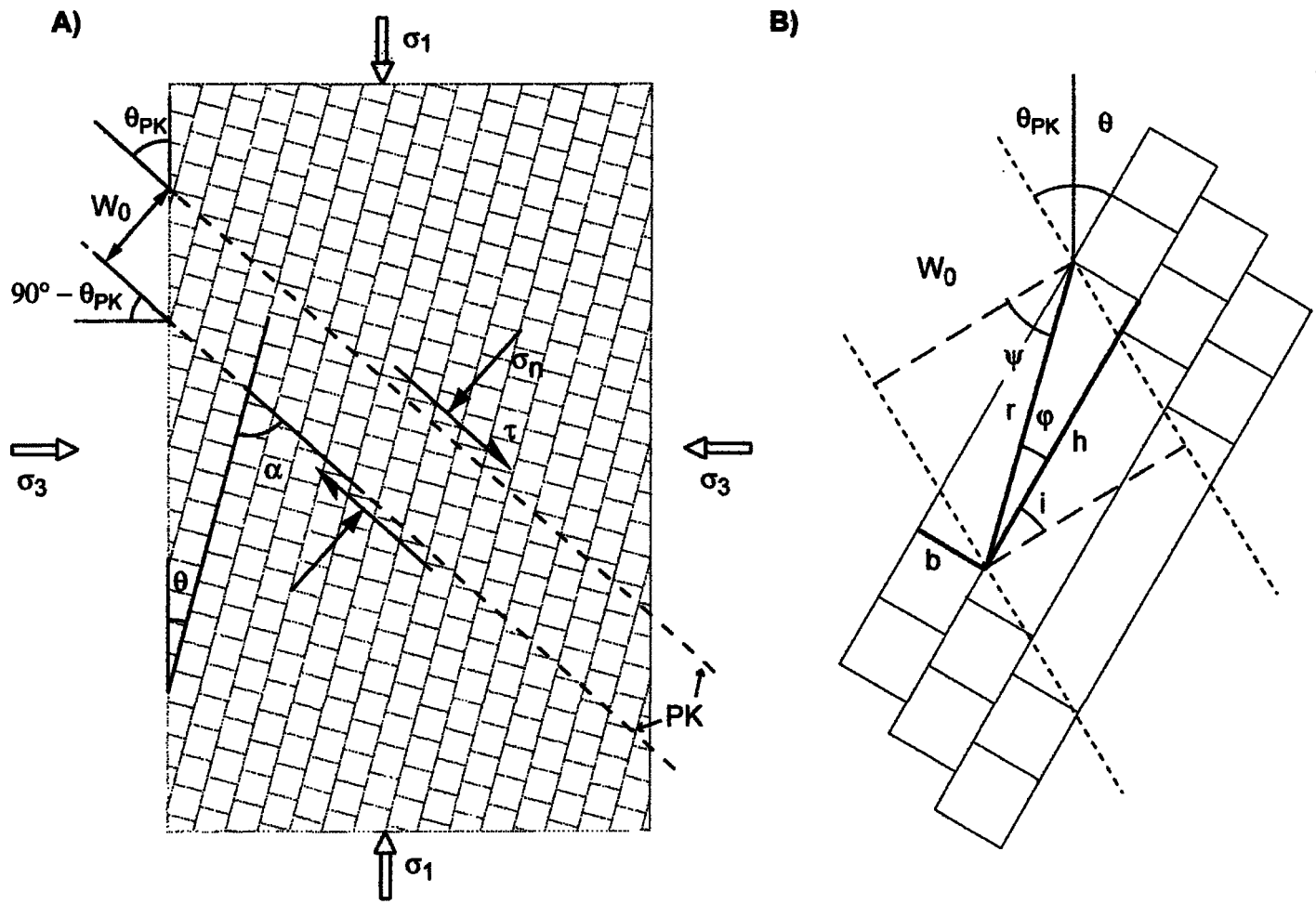


Figure 5.1: Éléments de géométrie des ZIK développées lors des simulations numériques sous chargement biaxial.
 A) Éléments de géométrie externe. B) Éléments de géométrie interne.

5.3 Données expérimentales

La détermination de l'angle d'inclinaison de la ZIK et de l'angle d'élongation provient de mesures directes sur les modèles numériques. Les données utilisées proviennent toutes des résultats des simulations numériques systématiques (§3.3) ayant produit des ZIK, soit 101 essais sur 112.

5.3.1 Méthode de détermination de la géométrie des ZIK

L'angle d'inclinaison de la ZIK est mesuré sur une image numérique à l'aide du logiciel Adobe Illustrator. Une ligne parallèle à la ZIK est tracée avec le logiciel qui donne automatiquement ses dimensions spatiales, soit la longueur de sa projection sur l'horizontale « W » et la longueur de sa projection sur la verticale « H » (figure 5.2). À partir de ces données, l'inclinaison de la ligne, donc de la ZIK est calculée trigonométriquement :

$$90^\circ - \theta_{PK} = \tan^{-1}\left(\frac{H}{W}\right) \quad (5.7)$$

Le positionnement de la ligne demeure arbitraire, ce qui entraîne une incertitude « humaine » estimée à ± 3 sur la mesure d'inclinaison.

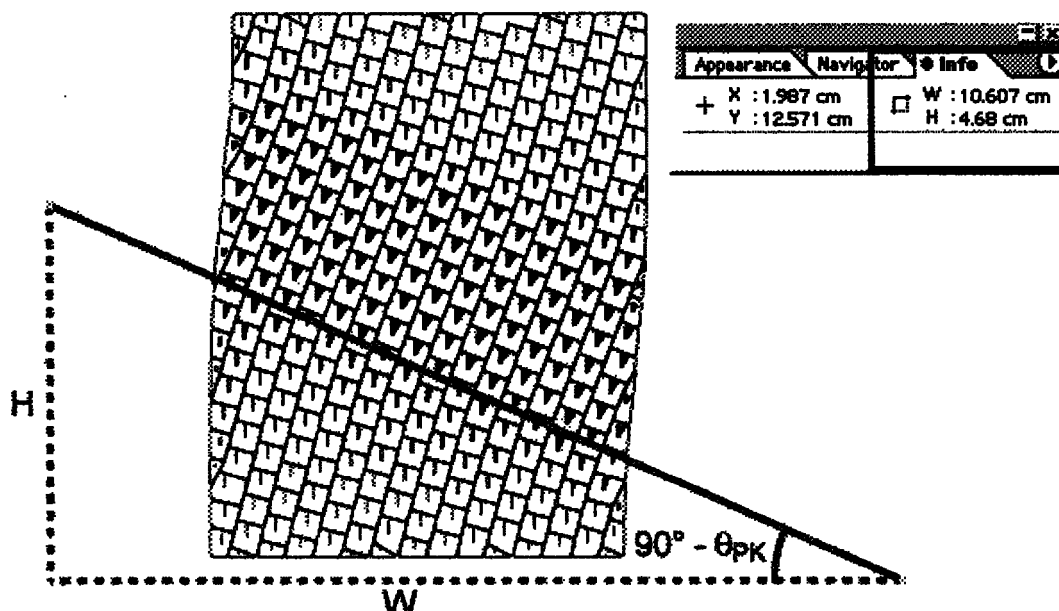


Figure 5.2 : Détermination de la géométrie des ZIK par imagerie numérique.

L'angle d'élongation est calculé à partir du ratio d'élongation. La hauteur des colonnes en rotation est directement comptée en nombre de blocs « n_h » ayant subi une rotation (blocs avec triangles, figure 5.2) et le ratio d'élongation se trouve à être l'inverse de cette valeur puisque la longueur de la base des colonnes est d'un seul bloc. Ainsi :

$$\varphi = \tan^{-1}\left(\frac{1}{n_h}\right) \quad (5.8)$$

L'incertitude associée au nombre de blocs est variable d'un essai à l'autre et dépend de la clarté de la définition des plans de kink. Puisque les triangles à l'intérieur des blocs représentent la rotation relative du bloc, il arrive fréquemment que les blocs aux frontières subissent des rotations légèrement différentes de

celles des blocs à l'intérieur de la ZIK, ce qui amène une incertitude quant au nombre de blocs formant les colonnes en rotation. Généralement, les frontières des ZIK montrent un flou de l'ordre de ± 1 bloc, ce qui se traduit par une incertitude angulaire qui dépend de la longueur des colonnes en rotation et qui peut atteindre $\pm 4^\circ$.

5.3.2 Statistiques générales

Les simulations numériques ont produit des ZIK inclinées de 11° à 46° (figure 5.3). Les ZIK se sont développées par la rotation de colonnes ayant un angle d'élongation entre 3° et 16° (figure 5.3). La distribution statistique des inclinaisons des ZIK et celle des angles d'élongation des colonnes en rotation montrent un étalement important, ainsi aucune géométrie caractéristique ne peut être déterminée par simple moyenne sur l'ensemble du jeu de données.

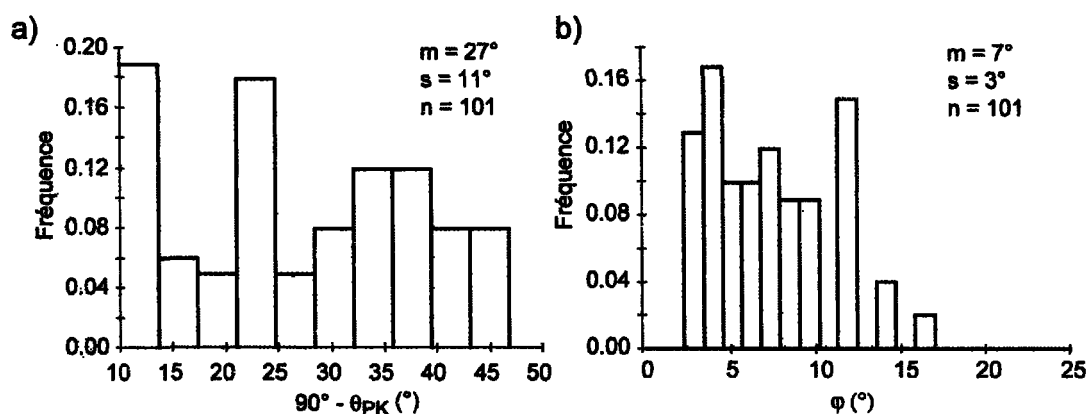


Figure 5.3 : Distribution statistique des paramètres géométriques des ZIK. a) Inclinaison de la ZIK. b) Angle d'élongation des colonnes en rotation. m : moyenne; s : écart-type; n : nombre de données.

5.4 Contrainte due aux dimensions du modèle

Bien que l'ensemble des simulations numériques aient été effectuées sur le même modèle, il est important de s'assurer que les dimensions externes du modèle numérique ne conditionnent pas l'inclinaison et l'épaisseur des ZIK qui s'y développent.

Un contrôle de l'inclinaison des ZIK par les dimensions et conditions externes du modèle se traduirait par le développement de ZIK selon une orientation constante montrant peu de variation. La grande variabilité des inclinaisons observées (figure 5.3) permet d'affirmer que la détermination de l'orientation des ZIK ne dépend pas des dimensions externes du modèle.

Si les dimensions externes du modèle restreignaient l'épaisseur des ZIK, ces dernières occuperaient le maximum d'espace à l'intérieur du modèle. Ainsi il est possible de définir une épaisseur initiale maximale « W_{0max} » que la ZIK peut prendre. Cette dernière est définie comme l'épaisseur d'une ZIK dont, pour une orientation donnée, le plan de kink supérieur passe par le coin supérieur gauche du modèle et le plan de kink inférieur passe par le coin inférieur droit du modèle (figure 5.4). À partir des dimensions du modèle « X », « Y » et de l'orientation « θ_{PK} » de la ZIK, il est possible de calculer cette épaisseur initiale maximale « W_{0max} » :

$$W_{0max} = Y \cdot \sin \theta_{PK} - X \cdot \sec \theta_{PK} \quad (5.9)$$

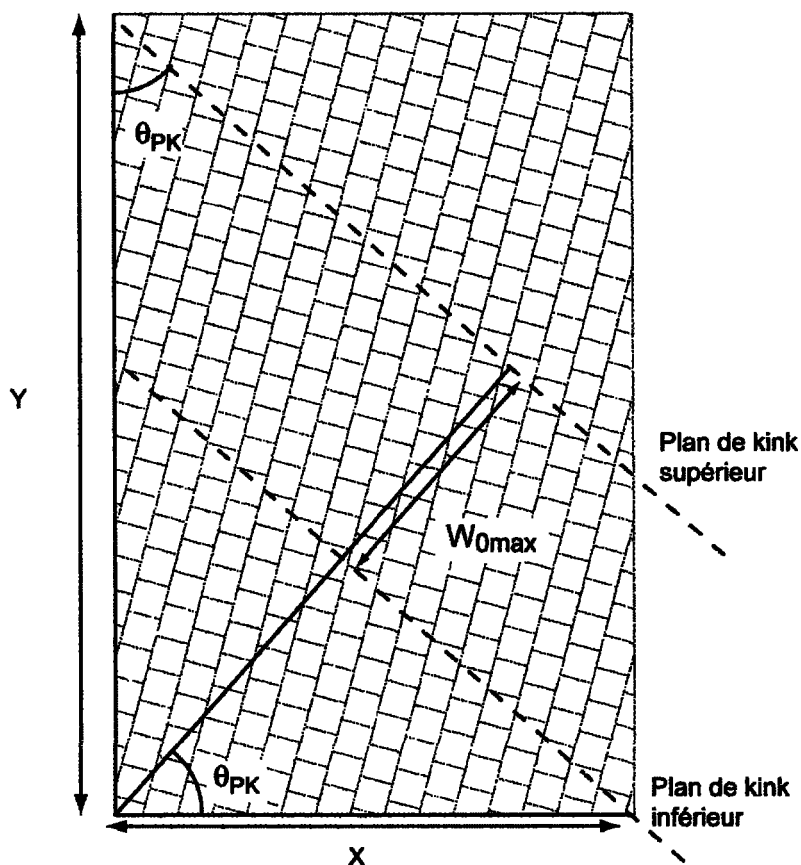


Figure 5.4 : Définition de l'épaisseur initiale maximale des ZIK.

Comme l'épaisseur initiale maximale est fonction de l'orientation de la ZIK (donc de son inclinaison), il est intéressant de vérifier si l'épaisseur initiale observée l'est aussi. La figure 5.5 illustre les épaisseurs initiales observées et les épaisseurs initiales maximales en fonction de l'inclinaison des ZIK formées. Exception faite de quelques essais, l'ensemble des épaisseurs initiales des ZIK formées « W_0 » sont inférieures aux épaisseurs initiales maximales permises par les dimensions du modèle et par l'inclinaison de la ZIK (courbe « W_{0max} », figure

5.5), il est donc possible d'affirmer que l'épaisseur des ZIK formées n'est pas restreinte par les dimensions du modèle utilisé. Il est intéressant de noter que plus la ZIK est inclinée, plus les épaisseurs observées se rapprochent de l'épaisseur initiale maximale. Pour les inclinaisons de ZIK avoisinant les 45°, les épaisseurs observées sont égales, ou pratiquement égales, aux épaisseurs maximales. Pour ces inclinaisons et les inclinaisons plus importantes, il n'est pas possible de dissocier l'influence des dimensions du modèle sur la détermination de l'épaisseur des ZIK. D'un autre côté, une forte corrélation à pente négative existe entre l'inclinaison des ZIK formées et leur épaisseur observée (coefficient de corrélation $R^2 = 0.82$). Il devient ainsi possible d'estimer l'épaisseur des ZIK à partir de leur inclinaison :

$$W_0 = 6.66 - 0.13 \cdot (90^\circ - \theta_{PK}) \quad (5.10)$$

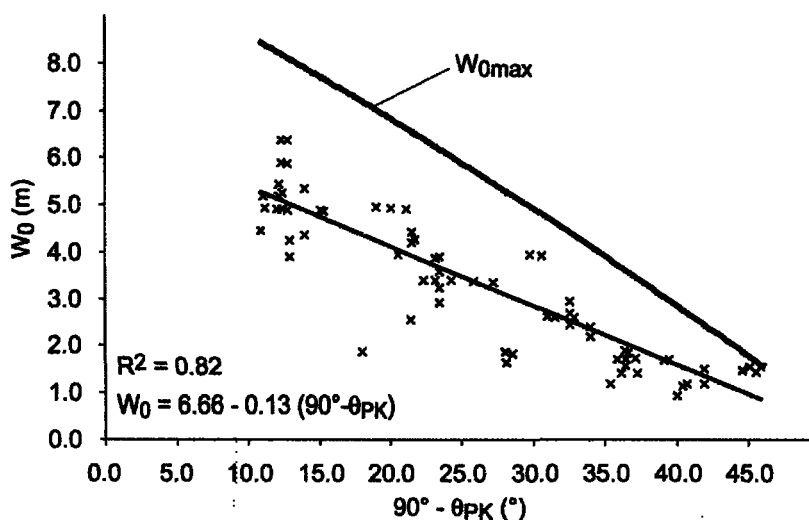


Figure 5.5 : Comparaison des épaisseurs initiales maximales permises et des épaisseurs initiales observées en fonction de l'inclinaison des ZIK.

5.5 L'inclinaison de la ZIK ($90^\circ - \theta_{KP}$)

L'inclinaison de la ZIK a deux effets sur la détermination de la résistance au cisaillement du modèle. Tout d'abord, une ZIK est considérée comme un plan de rupture ayant une épaisseur finie, il est donc possible de calculer l'état de contrainte selon les axes normal et tangent à cette dernière. L'inclinaison de la ZIK détermine donc l'orientation de l'application de la contrainte en cisaillement dans le massif rocheux. Ensuite, l'inclinaison de la ZIK définit l'angle initial des segments en rotation à l'intérieur de la ZIK, ce qui affecte la dilatance, donc l'amplitude de la résistance au cisaillement du système. La figure 5.6 montre la variation de l'inclinaison des ZIK en fonction des paramètres critiques. Chaque point sur chaque graphique représente la valeur moyenne de la distribution de l'inclinaison des ZIK qui se sont développées pour le paramètre donné. Les barres d'erreur représentent une fois l'écart-type de ces distributions. Plusieurs observations importantes en sont tirées :

- 1) L'orientation de la fracturation affecte directement l'inclinaison de la ZIK. Exception faite de l'orientation de la fracturation à 30° pour laquelle uniquement 4 simulations numériques ont été effectuées, une relation non-linéaire existe entre l'orientation de la fracturation et l'inclinaison de la ZIK. Ainsi une augmentation de l'orientation de la fracturation de 10° mène à une augmentation moyenne de l'inclinaison de la ZIK d'environ 10° . Ce qui suggère un étroit contrôle de l'inclinaison de la ZIK par l'orientation de la fracturation.

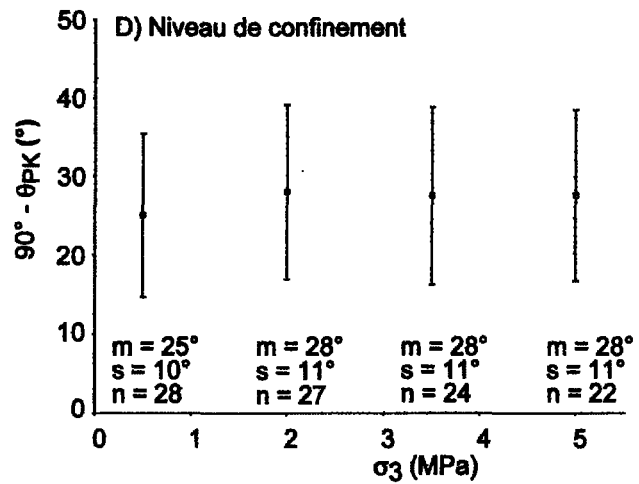
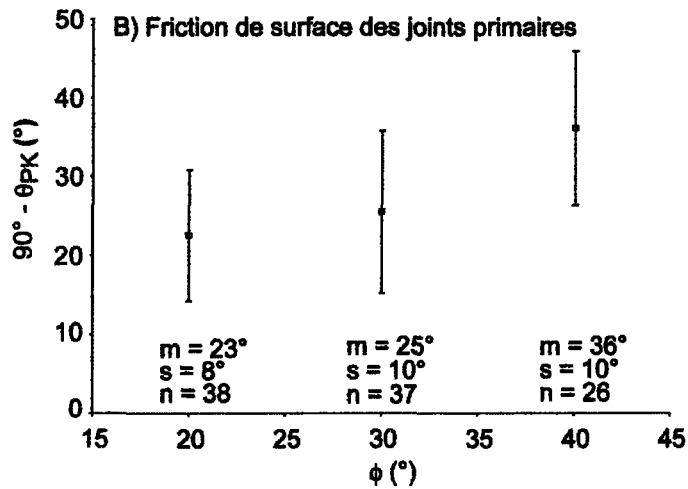
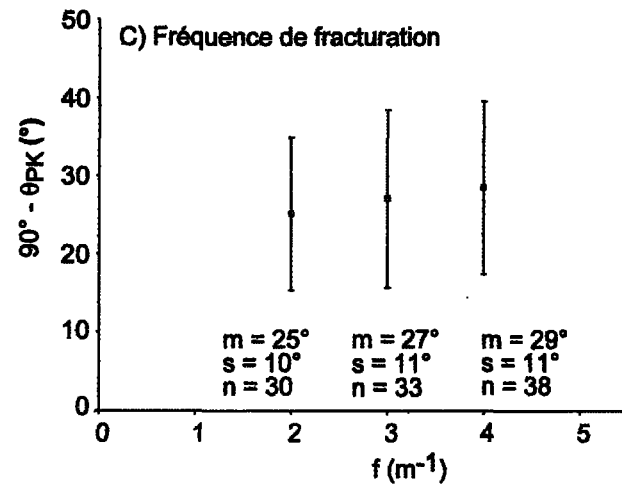
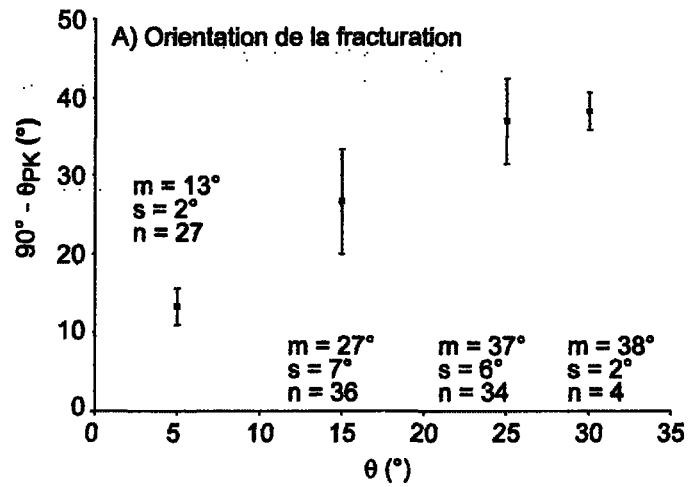


Figure 5.6 Variation de l'inclinaison des ZIK en fonction des paramètres critiques.
m: moyenne; s: écart-type; n: nombre de données.

- 2) Une augmentation de la friction de surface des joints primaires mène à une inclinaison plus prononcée de la ZIK. Bien que cette relation semble non-significative pour l'augmentation de la friction de surface de 20° à 30°, elle devient beaucoup plus évidente pour l'augmentation de friction de 30° à 40°. La variation significative de l'inclinaison de la ZIK pour les angles de friction les plus élevés avait déjà été observée lors des simulations préliminaires (figure 3.13).
- 3) Bien qu'une légère augmentation de l'inclinaison des ZIK soit associée à une augmentation de la fréquence de fracturation, la grande variabilité des résultats ne permet pas de définir une relation claire entre ces paramètres.
- 4) Le niveau de confinement semble n'avoir peu ou pas d'influence sur l'inclinaison des ZIK.

Puisqu'une portion importante de la variabilité de l'inclinaison des ZIK est associée à l'orientation de la fracturation, une sélection représentative des données a été utilisée pour comparer l'importance relative des influences de chaque paramètre sur l'inclinaison des ZIK (figure 5.7). Ce graphique montre trois groupes de courbes dans un espace « inclinaison de la ZIK vs. Friction de surface des joints primaires » pour un niveau de confinement fixé à 0.5 MPa. Chaque groupe de courbes est associé à une orientation de la fracturation donnée et chaque courbe à l'intérieur d'un groupe représente une fréquence de fracturation donnée. La variation interne à chaque groupe de courbe (moins de 4° en général)

est beaucoup plus faible que la variation entre les groupes de courbes (environ 10°), donc l'effet de la fréquence de fracturation est négligeable par rapport à l'effet de l'orientation de la fracturation. Ensuite, malgré que la variation de l'inclinaison associée à l'effet de la friction de surface ne soit pas négligeable par rapport à celle de l'orientation de la fracturation, elle en demeure tout de même secondaire. Finalement, la disposition régulière des groupes de courbes confirme l'étroite relation entre l'orientation de la fracturation et l'inclinaison de la ZIK.

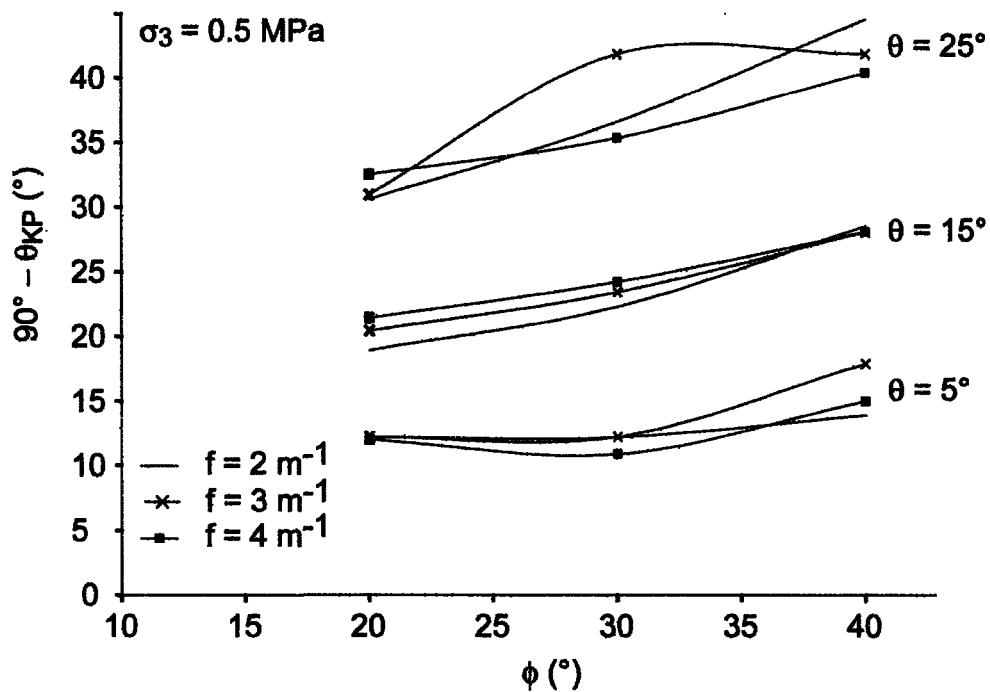


Figure 5.7: Importance relative de chaque paramètre critique sur l'inclinaison des ZIK.

L'angle entre la fracturation principale et la ZIK (angle α , figure 5.1) prend une valeur moyenne globale de $79^\circ \pm 5^\circ$ pratiquement indépendante de l'orientation de la fracturation (figure 5.8A), mais varie en fonction de la friction de surface des joints primaires (figure 5.8B). Cependant, la relation entre la friction de surface des joints primaires et l'angle α n'est pas significative, car le facteur de corrélation est de $R^2 = 0.67$.

L'analyse de ces graphiques permet de confirmer que les principaux paramètres qui contrôlent l'inclinaison de la ZIK sont l'orientation de la fracturation et la friction de surface des joints primaires. Puisqu'il n'est pas possible de tirer une relation significative entre la friction de surface des joints primaires et l'angle α , l'estimation de l'inclinaison de la ZIK ne pourra être effectuée uniquement à partir de sa relation avec l'orientation de la fracturation. Ainsi, lorsque les conditions géométriques et de chargement du massif rocheux fracturé sont représentatives de celles des simulations numériques (essais biaxiaux), il est possible d'estimer que les ZIK se développent selon une orientation donnée par :

$$\theta_{PK} = \theta - \alpha \quad (5.1)$$

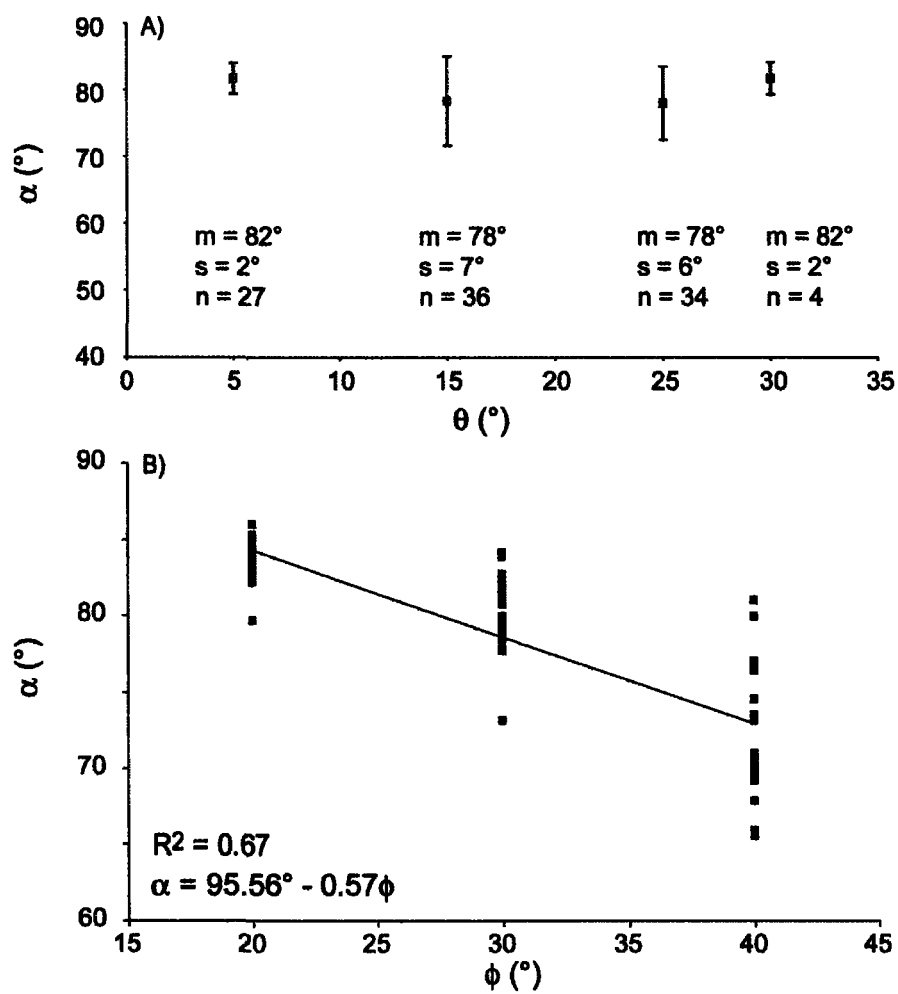


Figure 5.8: Variation de l'angle externe à la ZIK. A) En fonction de l'orientation de la fracturation. m : moyenne; s : écart-type; n : nombre de données. B) En fonction de la friction de surface des joints primaires.

5.6 Angle d'élongation des colonnes en rotation (φ)

Pour une inclinaison de ZIK donnée, l'angle d'élongation affecte directement l'angle de dilatance, donc l'amplitude de la résistance des ZIK. Une augmentation de l'angle d'élongation implique que les colonnes en rotation sont moins élancées et que l'angle de dilatance et la résistance de la ZIK sont plus élevés. La figure 5.9 montre la variation de l'inclinaison des ZIK en fonction des paramètres critiques.

Plusieurs observations importantes en sont tirées :

- 1) L'orientation de la fracturation affecte directement l'angle d'élongation des colonnes en rotation. Exception faite de l'orientation de la fracturation à 30° pour laquelle uniquement 4 simulations numériques ont été effectuées, une relation linéaire existe entre l'orientation de la fracturation et l'angle d'élongation. Ainsi une augmentation de l'orientation de la fracturation de 10° mène à une augmentation moyenne de l'angle d'élongation des colonnes en rotation d'environ 3°. Cependant, la variabilité des données est du même ordre de grandeur.
- 2) La friction de surface des joints primaires affecte aussi l'angle d'élongation des colonnes en rotation. Une relation linéaire existe entre la friction de surface des joints primaires et l'angle d'élongation. Ainsi une augmentation de la friction de surface de 10° mène à une augmentation moyenne de l'angle d'élongation des colonnes en rotation d'environ 3°. Cependant, la variabilité des données est du même ordre de grandeur.

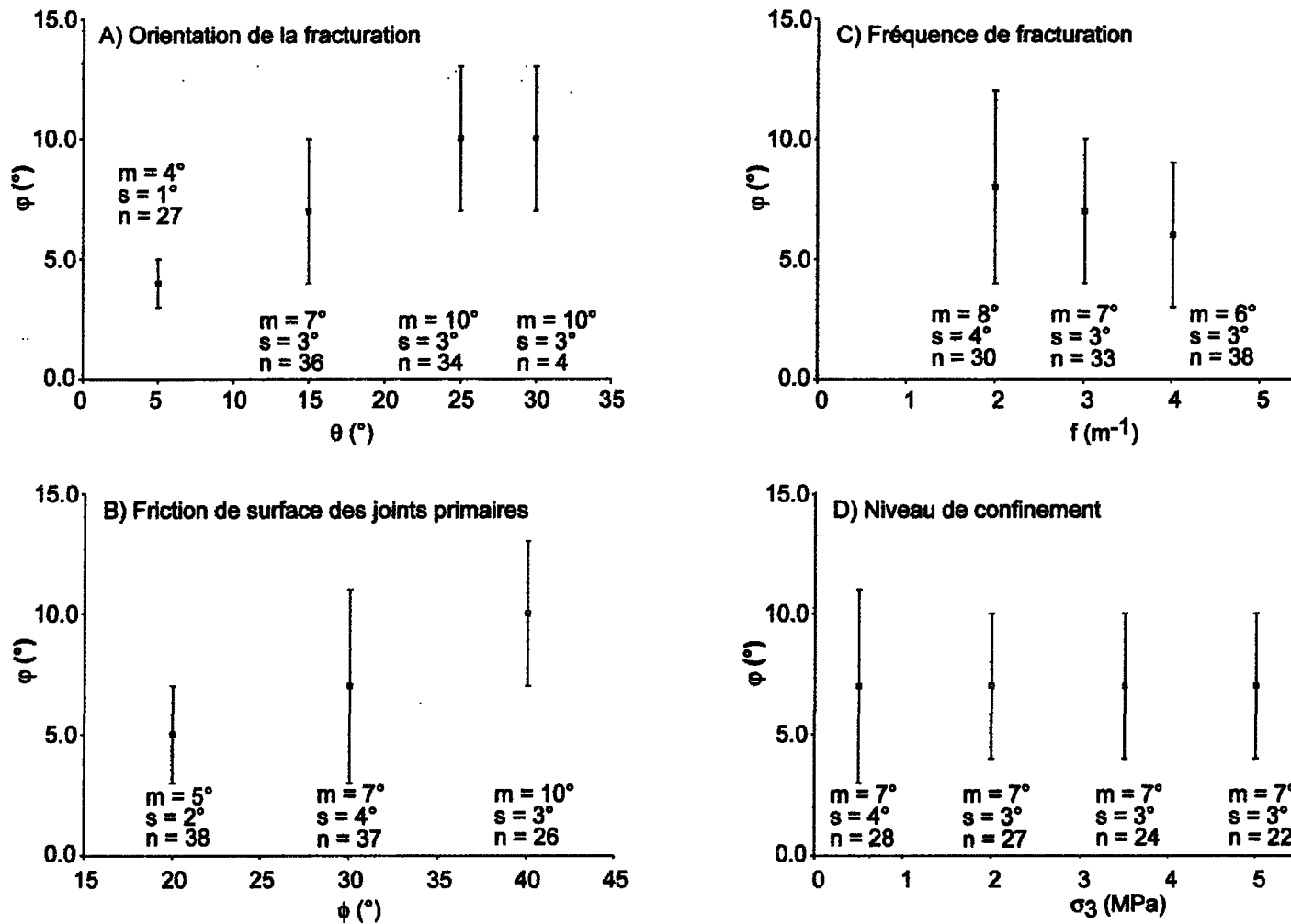


Figure 5.9: Variation de l'angle d'élongation des colonnes en rotation en fonction des paramètres critiques.
 m: moyenne; s: écart-type; n: nombre de données.

- 3) Une augmentation de la fréquence de fracturation mène à une diminution de l'angle d'élongation des colonnes en rotation. Cependant, l'amplitude de la diminution observée est inférieure à la variabilité des données.
- 4) Le niveau de confinement semble n'avoir peu ou pas d'influence sur l'angle d'élongation des colonnes en rotation.

Contrairement à l'inclinaison de la ZIK qui est principalement déterminée par l'orientation de la fracturation, la variation de l'angle d'élongation des colonnes en rotation ne peut pas être expliquée par la dominance d'un seul paramètre critique (figure 5.10). De plus, une chaîne d'inter relations entre les paramètres critiques et les paramètres géométriques brouillent les interprétations :

- 1) L'orientation de la fracturation et la friction de surface des joints primaires influencent grandement l'inclinaison des ZIK (§5.5);
- 2) Une forte corrélation existe entre l'épaisseur et l'inclinaison des ZIK (§5.4);
- 3) L'angle d'élongation est géométriquement relié à l'épaisseur des ZIK (équation 5.6).

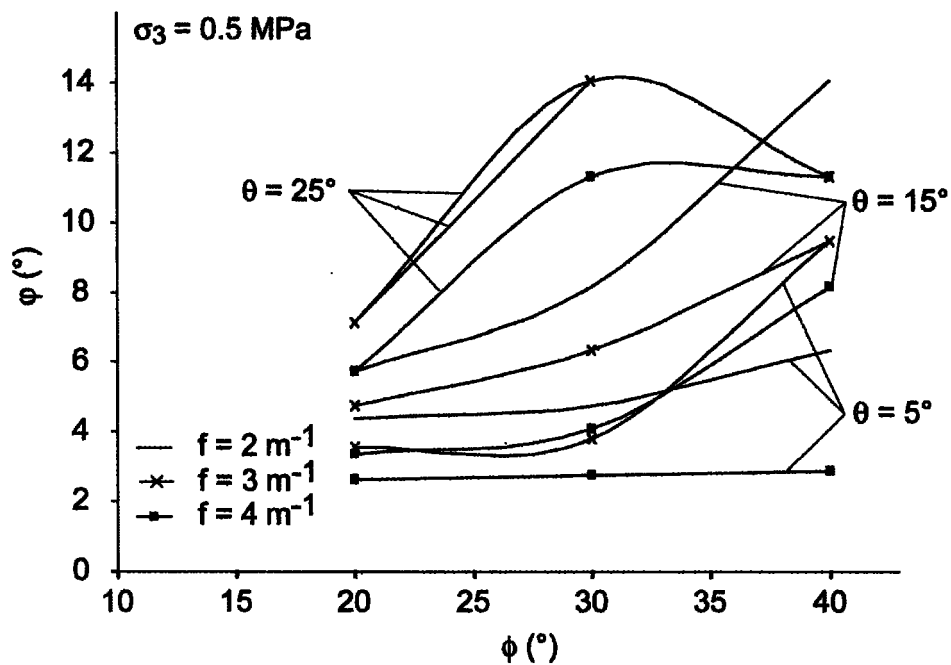


Figure 5.10 : Importance relative des influences de chaque paramètre critique sur l'angle d'élongation des colonnes en rotation.

Il devient donc très difficile d'évaluer l'influence directe de l'orientation de la fracturation et de la friction de surface des joints primaires sur la détermination de l'angle d'élongation des colonnes en rotation. Pour ces raisons, il est proposé d'estimer l'angle d'élongation des colonnes en rotation à partir de la relation « épaisseur initiale des ZIK » vs « inclinaison des ZIK » (figure 5.5) :

$$W_0 = 6.66 - 0.13 \cdot (90^\circ - \theta_{PK}) \quad (5.10)$$

Une fois l'épaisseur initiale estimée, il devient possible de calculer l'angle d'élongation des colonnes en rotation (φ) à l'aide de la fréquence de fracturation (f) et de l'angle externe à la ZIK (α) :

$$\tan \varphi = \frac{\sin \alpha}{f \cdot W_0 + \cos \alpha} \quad (5.11)$$

5.7 Conclusion

Le développement des ZIK sous chargement biaxial en simulation numérique s'est effectué selon des géométries très variées. Les inclinaisons observées prennent des valeurs entre 11° et 46° par rapport au tenseur des contraintes principales et les angles d'élongation prennent des valeurs entre 3° et 16° selon les variations des paramètres critiques imposés (orientation de la fracturation, friction de surface des joints primaires, fréquence de fracturation et niveau de confinement).

Premièrement, la variation de l'inclinaison de la ZIK est principalement influencée par l'orientation de la fracturation et la friction de surface des joints primaires. Il a été observé que l'angle entre les PK et la fracturation (angle α) est pratiquement constant et prend une valeur moyenne de 79°±5°. Bien qu'une variation de l'angle α est observée en fonction de la friction de surface des joints primaires, aucune relation statistique significative n'a pu en être tirée.

Il est donc proposé d'utiliser l'angle externe à la ZIK (angle α) et l'orientation de la fracturation « θ » pour estimer l'inclinaison de la ZIK « $90^\circ - \theta_{PK}$ » :

$$\theta_{PK} = \theta - \alpha \quad (5.1)$$

Deuxièmement, la forte corrélation entre l'inclinaison de la ZIK et l'angle d'élongation et l'importante variabilité des valeurs d'angle d'élongation empêchent la détermination des effets directs des paramètres critiques sur la variation de l'angle d'élongation. Il demeure tout de même possible d'estimer l'angle d'élongation des colonnes en rotation à partir de la relation « épaisseur initiale des ZIK » vs « inclinaison des ZIK » :

$$W_0 = 6.66 - 0.13 \cdot (90^\circ - \theta_{PK}) \quad (5.10)$$

Une fois l'épaisseur initiale estimée, il devient possible de calculer l'angle d'élongation des colonnes en rotation (φ) à l'aide de la fréquence de fracturation (f) et de l'angle externe à la ZIK (α) :

$$\tan \varphi = \frac{\sin \alpha}{f \cdot W_0 + \cos \alpha} \quad (5.11)$$

Il est toutefois important de spécifier que l'estimation de la géométrie des ZIK à partir des relations statistiques développées dans ce chapitre n'est valide que pour les intervalles de valeur considérés des paramètres critiques et pour un système pouvant être représenté par le modèle testé.

CHAPITRE 6

DISCUSSION GÉNÉRALE

Le critère de rupture développé par la présente étude permet de déterminer la résistance au pic des zones d'instabilité en kink se produisant dans des massifs rocheux fortement fracturés. Le critère de rupture a été développé à partir d'un raisonnement logique et il a été confirmé par des résultats de simulations numériques et d'essais physiques. Les modèles utilisés pour effectuer les simulations numériques et les tests physiques demeurent une simplification des conditions naturelles des massifs rocheux fracturés. Le modèle proposé a donc ses propres forces et faiblesses qui déterminent ses limites d'application pour la recherche et l'ingénierie.

Premièrement, le critère de rupture est basé sur des considérations énergétiques et il permet de calculer la résistance au cisaillement au pic des zones d'instabilité en kink en fonction de la contrainte normale appliquée, du taux de dilatance du système et de la friction interne :

$$\tau_{Rp} = \sigma_N \cdot \tan(\phi_R + \psi) \quad (4.25)$$

$\tau_{Rp} = \tau_{Sp} + \tau_{Wp}$: Résistance au cisaillement au pic de la rupture rotationnelle divisée entre une composante externe « τ_{Sp} » et une composante interne « τ_{Wp} » provenant du poids des colonnes;

$\sigma_N = \sigma_n + \sigma_w$: Contrainte normale totale divisée entre une composante externe « σ_n » et une composante interne « σ_w » provenant du poids des colonnes;

ϕ_R : Angle de friction de roulement;

$\psi = i + \varphi$: Angle de dilatance rotationnelle composé de l'inclinaison des colonnes « i » et de l'angle d'élanement « φ » des colonnes.

La plus grande force de ce critère de rupture est qu'il est adaptable, car il a été développé analytiquement et qu'il dépend des paramètres physiques intrinsèques aux massifs rocheux fracturés. Bien que des aspects importants de la stabilité des massifs rocheux fracturés (effet de la pression interstitielle, rupture à travers le matériel intact, effet de la troisième dimension) n'aient pas été directement traités dans le cadre de cette recherche, le critère de rupture est conçu de façon à pouvoir être généralisé suite à de futures recherches. D'ailleurs, il est lui-même une généralisation du modèle de Rowe (Rowe, 1962; Rowe *et al.*, 1964) appliquée à la résistance au cisaillement des matériaux pulvérulents, tout comme le modèle LADAR (Ladanyi et Archambault, 1969; 1972) l'était pour les ruptures par cisaillement le long de plans indentés.

Deuxièmement, les observations sur les comportements contrainte-déformation et contrainte-dilatance des simulations numériques ont permis de confirmer l'importance de la dilatance sur le développement des ZIK, tel que proposé par Archambault et Ladanyi (1993). Le critère de rupture fait intervenir explicitement la dilatance pouvant se produire lors de la déformation d'un massif rocheux fracturé. Considérant que la dilatance est le principal facteur limitatif de ce type de rupture, il en ressort que la résistance du massif rocheux fracturé peut être grandement augmentée par des techniques qui limitent cette dilatance. Cependant, bien qu'il soit difficile d'évaluer l'efficacité des divers types de soutènement, car l'étude ne portait pas directement sur ce domaine précis, quelques pistes peuvent tout de même être proposées. Tout d'abord, considérant que la dilatance est caractérisée par la variation de l'épaisseur de la ZIK, l'action du confinement imposé par ancrages ou d'autres techniques sera d'autant plus efficace que son orientation soit perpendiculaire à la ZIK. Ensuite, les rares observations ou simulations de ZIK en milieu naturel (Goodman et Kieffer, 2000; Nichol *et al.*, 2002) positionnent les ZIK profondément dans les pentes rocheuses, ainsi, pour être efficaces, les ancrages utilisés devront être assez long pour atteindre la ZIK, ce qui favorise l'utilisation de câbles d'ancrage plutôt que de boulons d'ancrage.

Troisièmement, ce critère de rupture est très simple, la majorité des paramètres nécessaires à la détermination de la résistance au pic des ZIK peuvent facilement être mesurés ou estimés à partir des caractéristiques du réseau de

fractures (orientation des familles de fracture, espacement moyen des fractures, friction de surface moyenne des fractures des différentes familles). Bref, le bloc unitaire du réseau de fractures peut être utilisé comme élément de base de construction des colonnes en rotation. Cet aspect du critère de rupture lui confère un avantage marqué quant à son utilisation par les ingénieurs dans l'industrie.

Seule la friction de roulement demeure un paramètre nouveau pour la mécanique des roches. Aucun protocole expérimental n'existe pour le déterminer et aucune connaissance scientifique ne permet de le caractériser. Ainsi plusieurs questions demeurent sans réponse. Par exemple, existe-t-il un effet d'échelle sur ce paramètre? Est-il influencé par d'autres paramètres physiques tels la friction de surface des joints ou la pression interstitielle? Malgré cette incertitude concernant la friction de roulement, il n'en demeure pas moins que ce paramètre a un impact négligeable sur la résistance au cisaillement au pic comparativement à la dilatance, ce qui permet tout de même l'utilisation du critère de rupture.

Quatrièmement, lors de l'application du critère à des cas concrets, la détermination des divers paramètres passe par l'estimation de la géométrie (interne et externe) des ZIK. Les relations statistiques développées à l'aide des simulations numériques systématiques permettent d'évaluer la géométrie des ZIK uniquement pour des conditions similaires à celles testées. Ces conditions sont toutefois représentatives d'un large éventail de situations réelles. Ainsi, l'intervalle de friction de surface testé (20° à 40°) couvre les frictions de surface généralement

acceptées pour les joints plats rugueux (Goodman, 1976). Les frictions de surface inférieures à 20° ou supérieures à 40° correspondent généralement à des cas particuliers de fractures non représentatives de l'ensemble du réseau de fractures. Ensuite, l'intervalle de pression de confinement (0.5 MPa à 5.0 MPa) correspond à des profondeurs allant de la surface de la Terre jusqu'à environ 200 m de profondeur. Cet intervalle de profondeur correspond à l'environnement de travail des ouvrages de surface (mines à ciel ouvert, fondations sur roc, tunnels et ouvertures souterraines peu profonds).

D'un autre côté, il demeure que les géométries observées suite aux simulations numériques diffèrent grandement des géométries prévues par la littérature. Ainsi, l'orientation de la ZIK était supposée indépendante de l'orientation de la fracturation (Archambault et Ladanyi, 1993) ou de l'anisotropie planaire dans le cas du développement de bandes de kink (Paterson et Weiss, 1966; Donath, 1968; Anderson, 1974; Gay et Weiss, 1974). Nos travaux démontrent au contraire que l'orientation de la ZIK n'est pas indépendante de l'orientation de la fracturation. Cette différence peut s'expliquer aisément de la façon suivante. Dans le cas des essais physiques biaxiaux (Archambault et Ladanyi, 1993), le confinement est appliqué par le biais de plateaux de chargement rigides. Lors de la déformation, l'uniformité de l'application du confinement est rapidement perdue, ce qui influence la distribution des contraintes aux frontières et à l'intérieur du modèle. Les autres auteurs, en plus de travailler sur des matériaux forts différents de celui utilisé dans le cadre de cette étude, ont imposé des conditions de chargement représentatives

de profondeurs variant entre 2 km et 25 km dans la croûte terrestre. Leurs résultats, bien que pouvant servir de guide à la recherche présente, ne peuvent pas être directement comparés à ceux obtenus dans la présente étude. L'indépendance de l'épaisseur des ZIK par rapport au confinement demeure à confirmer, puisqu'une relation inverse avait été observée par Archambault et Ladanyi (1993) et par Donath (1968). Même si cette relation demeurerait incertaine due à la série d'observations contradictoires discutée par Donath (1969), la présente étude ne permet pas d'établir hors de tout doute la présence ou l'absence de cette relation, car des artefacts numériques ont pu être introduits par l'incapacité du logiciel à créer de nouvelles fractures à l'intérieur des blocs. Ainsi, plusieurs simulations numériques ayant été effectuées sous un confinement de 3.5 MPa ou de 5.0 MPa ont montré des ensembles de blocs aux frontières des ZIK ayant atteint leur seuil de plasticité suite à la concentration des contraintes à ces endroits. Ces blocs, lors d'essais physiques, se seraient rompus, ce qui aurait fort probablement affecté la dynamique de la déformation du modèle.

Finalement, puisque que le critère de rupture proposé est une généralisation du modèle de Rowe, il est construit de façon à déterminer l'ensemble du comportement contrainte-déformation des massifs rocheux fracturés soumis à ce type de rupture. La connaissance des comportements pré-rupture et post-rupture est critique lors de la gestion du risque. Elle permet, entre autres, d'estimer des déplacements et des accélérations caractéristiques pour établir des seuils de risque et des plans d'atténuation des dommages lors du suivi des déformations

des pentes naturelles. Bien que cet aspect particulier du critère de rupture n'ait pas été analytiquement traité lors de cette étude, les simulations numériques ont pallié partiellement cette lacune en permettant, entre autres, l'étude détaillée du comportement pré-rupture et l'étude partielle du comportement post-rupture. La cinématique de la déformation demeure toutefois très relative, car le temps de calcul informatique ne correspond pas au temps réel de déformation. Bien que certains auteurs se soient penchés sur ce problème (Deangeli *et al.*, 2002), beaucoup de travail reste à faire dans ce domaine. Malgré tout, ce critère de rupture représente un premier pas dans l'évaluation et la gestion des risques associés aux déformations des pentes naturelles. Pour l'instant, c'est dans ce domaine que les déformations par ZIK ont été simulées ou inférées. Par exemple, les observations sur l'avalanche de Mystery Creek en Colombie-Britannique indiquaient une rupture par basculement de colonnes de roches (Evans et Savigny, 1994). Des simulations numériques effectuées sur ce cas confirmèrent que le basculement ou le développement de ZIK pouvaient expliquer le déclenchement de cette avalanche (Nichol *et al.*, 2002). Un autre exemple est le cas de la déformation d'une pente d'un versant du Mont Breakenridge aux abords du lac Harrison, encore en Colombie-Britannique. Cette déformation de pente ne correspond pas à la cinématique prévue par les études géotechniques (Evans et Savigny, 1994), mais des simulations numériques ont montré que le développement d'une ZIK pouvait expliquer le processus de déformation observé (Nichol *et al.*, 2002).

CHAPITRE 7

CONCLUSION GÉNÉRALE

7.1 Buts visés de l'étude

Le projet visait à développer un modèle analytique du comportement mécanique de la déformation rotationnelle et de son influence sur les mécanismes de rupture progressive par instabilité en kink, afin d'améliorer la conception des ouvrages aménagés en massifs rocheux foliés ou fortement fracturés.

Le modèle analytique devait être basé sur le concept fondamental de la dilataance associée à la déformation des massifs rocheux fracturés. Ce modèle devait aussi être appuyé par des résultats expérimentaux provenant de simulations numériques et d'essais en laboratoire en chargement biaxial et en cisaillement direct de massifs rocheux fracturés.

7.2 Principaux résultats et acquis scientifiques

La conception, à l'aide du code UDEC, d'un modèle numérique représentatif des essais biaxiaux antérieurement effectués en laboratoire a permis de créer une base de données substantielle concernant les conditions de développement et la résistance au cisaillement des zones d'instabilité en kink (ZIK). Ces résultats normalisés ont permis de cibler les principales influences des paramètres critiques sur le développement des ZIK. Ces informations fondamentales ont mené à une

meilleure compréhension de la mécanique de formation des ZIK; une définition plus fine des étapes de formation des ZIK a ainsi pu être développée. De plus, les notions de localisation des déformations ont pu être associées à ces mêmes étapes.

L'effet et l'importance de la dilatance sur la résistance et le développement des ZIK ont pu clairement être établis à partir de la comparaison des observations sur la géométrie des ZIK et de leur comportement mécanique (courbes contrainte-déformation et dilatance-déformation). Les observations effectuées montrent clairement que les ZIK se développent uniquement lorsque les conditions de simulation permettent à la dilatance de se produire, dans le cas contraire d'autres types de déformation et de rupture se produisent. Ces mêmes observations ont permis d'associer la géométrie des ZIK au taux de dilatance et à la résistance axiale du modèle biaxial. Il a été établi que le taux de dilatance, défini par la géométrie de la ZIK, représente effectivement l'élément de résistance fondamental de ce type de déformation.

La définition géométrique d'un angle de dilatance dit « rotationnel » a permis, à partir de l'adaptation du modèle contrainte-dilatance de Rowe, de définir un critère de rupture pour les déformations rotationnelles du type « zone d'instabilité en kink ». Ce critère de rupture est basé sur des considérations énergétiques et il permet de calculer la résistance au cisaillement au pic des zones

d'instabilité en kink en fonction de la contrainte normale appliquée, du taux de dilataance du système et de la friction interne.

À partir de simulations numériques d'un empilement de colonnes de roche soumis à un cisaillement direct, les limites du critère de rupture développé analytiquement ont été établies. Ces limites sont associées aux conditions favorisant divers types de rupture possibles, soit le glissement sur un plan imbriqué, la rotation des colonnes et le développement de ruptures internes aux colonnes. Le mode de rupture offrant la plus faible résistance au cisaillement est privilégié et dépend de la géométrie du système (inclinaison et élancement des colonnes), des caractéristiques des colonnes (cohésion interne, friction sur les joints secondaires) et du confinement du système (contrainte normale).

À partir d'une géométrie donnée, il a été établi qu'un angle de friction très faible des joints secondaires favorisait la rupture par glissement sur un plan imbriqué, tandis qu'une faible cohésion interne des colonnes favorisait le développement de ruptures internes.

Les résultats des simulations numériques en chargement biaxial ont permis de confirmer que le modèle analytique développé demeure valide lorsque la géométrie des ZIK n'était pas imposée. Bien que le développement des ZIK sous chargement biaxial dans les simulations numériques se soit effectué selon des géométries très variées, il a été possible de définir des relations statistiques entre les paramètres critiques et la géométrie des ZIK (inclinaison de la ZIK et angle

d'élongation des colonnes en rotation). L'analyse statistique des variations de géométrie en fonction des divers paramètres critiques, ainsi que la détermination d'une forte corrélation linéaire entre l'inclinaison de la ZIK et l'angle d'élongation des colonnes en rotation, ont permis d'établir que la géométrie d'une ZIK pouvait être estimée à partir uniquement de l'orientation de la fracturation par rapport au tenseur des contraintes majeures et de la friction de surface sur les joints primaires.

Il a été établi que la ZIK se développe selon un angle pratiquement constant par rapport à l'orientation de la fracturation primaire ($\alpha = 79 \pm 5^\circ$) pour les conditions de chargement testées. Les variations secondaires de l'inclinaison proviennent de l'effet de la friction de surface des joints primaires. Une corrélation statistique entre l'inclinaison de la ZIK et l'angle d'élongation des colonnes en rotation permet d'estimer cette dernière.

7.3 Recherches futures et recommandations

Malgré les résultats innovateurs apportés par la présente recherche, de nombreux aspects théoriques et pratiques concernant les déformations rotationnelles demeurent encore inconnus. De futures recherches permettront de repousser les limites d'application associées aux présents travaux

Premièrement, le critère de rupture proposé a été développé dans un environnement sec. Considérant que l'eau circulant dans les fractures et les roches joue un rôle majeur quant à la détermination de la résistance des massifs

rocheux, il devient impératif d'évaluer son impact sur le critère de rupture. D'un autre point de vue, il serait aussi important d'établir l'effet de la dilatance sur la perméabilité du milieu et sur l'écoulement des eaux souterraines ou tous autres fluides interstitiels.

Deuxièmement, le critère de rupture proposé a été défini en deux dimensions et ne tient pas compte des variations géométriques des extensions latérales et longitudinales des zones d'instabilité en kink. Donc l'investigation de l'influence de la troisième dimension permettrait de généraliser les domaines d'application du critère de rupture.

Troisièmement, le critère de rupture proposé ne permet pas d'évaluer la résistance au cisaillement d'une zone d'instabilité en kink qui subit simultanément une rotation et une rupture des colonnes qui sont en rotation. Ainsi, la généralisation du critère de rupture est essentielle pour tenir compte des systèmes où des ruptures internes de matériel intact se produisent. Cette généralisation permettrait peut-être d'inclure l'étude des zones de cisaillement comme déformation rotationnelle.

Quatrièmement, le réseau de joints utilisés lors des simulations numériques était idéalisé dans le but de dégager les influences de base des divers paramètres de ceux induits par une variabilité importante des caractéristiques de la fracturation. Il devient donc intéressant d'explorer l'effet de la variabilité

géométrique du réseau de fractures sur le développement des zones d'instabilités en kink.

Cinquièmement, le critère de rupture proposé permet d'évaluer la résistance au cisaillement au pic des zones d'instabilité en kink. Ce critère permet de déterminer sous quelles conditions la rupture va se produire, cependant il ne donne aucune information sur le comportement post-rupture du massif rocheux. Lors d'études de gestion du risque, la connaissance du comportement post-rupture permet d'établir précisément les mesures à prendre pour limiter les dommages causés par une rupture de pente. Ainsi l'étude de la cinématique post-rupture devient un sujet d'étude intéressant et important.

Sixièmement, la détermination de la géométrie des zones d'instabilité en kink à partir des simulations numériques demeure valide pour un intervalle restreint des paramètres critiques. De plus, les relations déterminées demeurent très empiriques et sujettes à discussion. Des études plus poussées sont donc nécessaires pour mieux caractériser les relations entre les paramètres critiques, les conditions de chargement et la géométrie des zones d'instabilité en kink.

Finalement, le critère de rupture demeurera théorique tant et aussi longtemps qu'il ne sera pas appliqué à des cas concrets de rupture et déformation d'ouvrages en massifs rocheux fracturés.

RÉFÉRENCES

- Anderson, T.B. 1969. The geometry of a natural orthorhombic system of kink band. In Conference on research in tectonics: kink bands and brittle deformation. Edited by A.J. Baer and D.K. Norris, pp. 200-228.**
- Anderson, T.B. 1974. The relationship between kink bands and shear fractures in the experimental deformation of slate. Geological Society of London, 130: 367-382.**
- Archambault, G. 1972. Comportement mécanique des massifs rocheux. Thèse. École Polytechnique de Montréal, Montréal. 298 p.**
- Archambault, G., and Ladanyi, B. 1993. Failure of jointed rock masses by kink zone instability: An important and dangerous mode of rupture. In Eurock'93 conference. Edited by L. Ribeiro e Sousa and N.F. Grossmann. Lisboa. 21-24 June 1993. A.A. Balkema, pp. 761-769.**
- Bandis, S., Lumsden, A.C., and Barton, N.R. 1983. Experimental studies of scale effects on the shear behaviour of rock joints. International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts, 18(1): 1-21.**
- Barla, G., Brunetto, M.B., and Gerbaudo, G. 1992. Physical and mathematical modelling of a jointed rock mass for the study of block toppling. In Fractured**

and Jointed Rock Masses Conference of the ISRM-Commission on Rock Joints. Lake Tahoe, CA, USA, Vol.3, pp. 616-623.

Bazergui, A., Bui-Quoc, T., Biron, A., McIntyre, G., and Laberge, C. 1993. Résistance des matériaux, 2e édition. École Polytechnique de Montréal, Montréal. 595 p.

Caubet, J.J. 1964. Théorie et pratique industrielle du frottement. Dunod-Technip, Paris. 390 p.

Clifford, P.M. 1969. Kink band development in the lake St-Joseph area, Northwestern Ontario. In Conference on Research in Tectonics: Kink Bands and Brittle Deformation. Edited by A.J. Baer and D.K. Norris, pp. 229-254.

Collier, M. 1978. Ultimate locking angles for conjugate and monoclinical kink bands. Tectonophysics, 48: T1-T6.

Collomb, P., and Donzeau, M. 1974. Relations entre kink-bands décamétriques et fractures de sol dans l'Hereynien des Monts d'Ougarta (Sahara Occidental Algérie). Tectonophysics, 24: 213-242.

Cosserat, E., and Cosserat, F. 1909. Théorie des corps déformables. A. Hermann et Fils, Paris. 226 p.

Cundall, P.A. 1980. UDEC - A generalized distinct element program for modelling jointed rock, Report PCAR-1-80, Peter Cundall and Associates

- Cundall, P.A., and Hart, R.D. 1992. Numerical modeling of discontinua. *Engineering Computer*, 9(2): 101-113.
- De Figueiredo, R.P., Vargas jr., E.A., and Moraes, A. 2004. Analysis of bookshelf mechanisms using the mechanics of Cosserat generalized continua. *Journal of Structural Geology*, 26: 1931-1943.
- Deangeli, C., Ferrero, A.M., and Venturino, E. 2002. Addressing the "real time" problem in geotechnical computations. In 5e Conférence Européenne de Méthodes Numériques en Géotechnique. École Nationale des Ponts et Chaussées, Paris, pp. 253-257.
- Dewey, J.F. 1965. Nature and origin of kink bands. *Tectonophysics*, 24: 213-242.
- Dewey, J.F. 1969. The origin and development of kink bands in a foliated body. *Geological Journal*, 6: 193-216.
- Donath, F.A. 1964. Strength variation and deformational behaviour in anisotropic rock. In *State of stress in the Earth's crust*. Elsevier, New-York. pp. 281-297.
- Donath, F.A. 1968. The development of kink band in brittle anisotropic rock. *Geological Society of America Memoir*, 115: 453-493.
- Donath, F.A. 1969. Experimental study of kink band development in strongly anisotropic rock. In *Conference on Research in Tectonics: Kink Bands and Brittle Deformation*. Edited by A.J. Baer and D.K. Norris, pp. 255-293.

- Durand, A.F., Vargas, E.A., and Vaz, L.E. 2006. Applications of numerical limit analysis (NLA) to stability problems of rock and soil masses. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 43(3): 408-425.
- Evans, S.G., and Savigny, K.W. 1994. Landslides in the Vancouver Fraser Valley - Whistler Region, Geological Survey of Canada.
- Fyson, W.K. 1969. Profile variation in a kink set. In *Conference on Research in Tectonics: Kink Bands and Brittle Deformation*. Edited by A.J. Baer and D.K. Norris, pp. 243-253.
- Gay, N.C., and Weiss, L.E. 1974. The relationship between principal stress directions and the geometry of kinks in foliated rocks. *Tectonophysics*, 21: 287-300.
- Goodman, R.E. 1976. *Methods of Geological Engineering in Discontinuous Rocks*. West Publishing Company, San Francisco. 472 p.
- Goodman, R.E., and Bray, J. 1976. Toppling of rock slopes. In *ASCE speciality conference, Rock Engineering for Foundations and Slopes*. Boulders, Vol.2, pp. 202-234.
- Goodman, R.E. 1989. *Introduction to rock mechanics*. John Wiley & sons, New-York. 562 p.
- Goodman, R.E., and Kieffer, D.S. 2000. Behavior of rock in slopes. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering*, 126: 675-684.

- Hoek, E., and Bray, J. 1981. Rock slope engineering, revised 3rd edition. Institution of Mining and Metallurgy, London. 358 p.
- Honea, E., and Johnson, A.M. 1976. Theory of concentric, kink and sinusoidal folding and of monoclinical flexuring of compressible, elastic multilayers. 4. Development of sinusoidal and kink folds in multilayers confined by rigid boundaries. *Tectonophysics*, 30(3-4): 197-239.
- Hunt, G.W., Peletier, M.A., and Wadee, M.A. 2000. The Maxwell stability criterion in pseudo-energy models of kink banding. *Journal of Structural Geology*, 22(5): 669-681.
- Irgens, F. 2008. *Continuum Mechanics*. Springer-Verlag, Berlin. 661 p.
- Itasca_Consulting_Group_Inc. 2000. Universal Distinct Element Code (UDEC) - Theory and background. Itasca Consulting Group inc, Minneapolis. p.
- Jing, L., and Hudson, J.A. 2002. Numerical methods in rock mechanics. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 39: 409-427.
- Ladanyi, B., and Archambault, G. 1969. Simulation of shear behavior of a jointed rock mass. In 11th Symposium on Rock Mechanics. Berkeley, CA, USA, pp. 105-125.
- Ladanyi, B., and Archambault, G. 1972. Évaluation de la résistance au cisaillement d'un massif rocheux fragmenté. In 24th International Geological Congress, section 13. Montréal, pp. 249-260.

- Ladanyi, B., and Archambault, G. 1980. Direct and indirect determination of shear strength of rock mass. In AIME Annual Meeting. Las Vegas, Nevada. Society of Mining Engineers.
- Mandl, G. 1987. Tectonic deformation by rotating parallel faults: the "bookshelf" mechanism. *Tectonophysics*, 141: 277-316.
- Mattauer, M. 1973. Les déformations des matériaux de l'écorce terrestre. Hermann, Paris. 493 p.
- Mogi, K. 1966. Pressure dependence of rock strength and transition from brittle fracture to ductile flow. *Bulletin of the Earthquake Research Institute = Tokyo Daigaku Jishin Kenkyusho Iho*, 44: 215-232.
- Newland, P.L., and Allely, B.H. 1957. Volume change in drained triaxial tests on granular materials. *Geotechnique*, 7(1): 17-34.
- Nichol, S.L., Hungr, O., and Evans, S.G. 2002. Large-scale brittle and ductile toppling of rock slopes. *Canadian Geotechnical Journal*, 39: 773-788.
- Panet, M. 1976. La mécanique des roches appliquée aux ouvrages du génie civil. Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris. 235 p.
- Paterson, M.S., and Weiss, L.E. 1966. Experimental deformation and folding in phyllite. *Geological Society of America Bulletin*, 77: 343-374.
- Price, N.J., and Cosgrove, J.W. 1990. Analysis of geological structures. Cambridge University Press, Cambridge. 520 p.

- Pritchard, M.A., and Savigny, K.W. 1990. Numerical modelling of toppling. *Canadian Geotechnical Journal*, 27: 823-843.
- Ramsay, J.G. 1967. *Folding and fracturing of rocks*. McGraw-Hill, New-York. 568 p.
- Reches, Z. 1979. Deformation of a foliated medium. *Tectonophysics*, 57: 119-129.
- Rizopoulos, G., and Boehler, J.P. 1992. Mechanical behavior of jointed rock mass: an experimental approach on physical model. In *Structure et comportement mécanique des géomatériaux; Colloque René Houpert*. Edited by F. Homand, F. Masrouri, and J.P. Tissot. Nancy, France.
- Roy, D.W., Tremblay, M.L., and Cousineau, P. 2003. Les différents types d'aquifères au Québec. Chapitre 4 dans : *Outils de détermination d'aires d'alimentation et de protection de captage d'eau souterraine*, 2e édition (2006). Rasmussen, H., Rouleau, A. et Chevalier, S. (éditeurs scientifiques). 43 pages. Document diffusé par le Ministère du Développement Durable, de l'Environnement et des Parcs du Québec.
- <http://www.mddep.gouv.qc.ca/eau/souterraines/alim-protec/index.htm>, mise à jour : mars 2006.
- Rowe, P.W. 1962. Stress-dilatancy relation for static equilibrium of an assembly of particles in contact. *Proceedings of the Royal Society of London Series a-Mathematical and Physical Sciences*, 269(1339): 500-527.

- Rowe, P.W., Barden, L., and Lee, J.K. 1964. Energy component during the triaxial cell and direct shear tests. *Geotechnique*, 14(3): 247-261.
- Rowe, P.W. 1971. Theoretical meaning and observed values of deformation parameters for soil. In *Roscoe Memorial Symposium*. Cambridge University, pp. 143-194.
- Singh, M., Rao, K.S., and Ramamurthy, T. 2002. Strength and deformation behaviour of a jointed rock mass. *Rock Mechanics and Rock Engineering*, 35(1): 45-64.
- Sumathi, S., and Surekha, P. 2007. *LabVIEW based Advanced Instrumentation Systems*. Springer-Verlag, Berlin. 728 p.
- Stubley, M.P. 1990. The geometry and kinematics of a suite of conjugate kink bands, southeastern Australia. *Journal of Structural Geology*, 12(8): 1019-1031.

ANNEXE 1

DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DES RIGIDITÉS DE SURFACE DES JOINTS

A1.1 Généralités

Les rigidités normale « K_n » et tangentielle « K_s » de surface des joints contrôlent la déformation élastique pré-rupture des joints soumis à des contraintes normales et/ou de cisaillement. Ces paramètres sont fonction du niveau de contraintes appliquées, de la déformabilité des épontes, du degré d'enchevêtrement des irrégularités de surface et de la direction de cisaillement (lorsqu'il y a cisaillement). Bien que le comportement mécanique de déformation élastique des joints irréguliers ait été étudié (Goodman, 1976; Bandis *et al.*, 1983), aucune étude ne concerne les joints plats pour lesquels l'effet des irrégularités de surface est négligeable. De plus, les valeurs de rigidité normale et tangentielle proposées dans la banque de données du logiciel UDEC sont identiques pour l'ensemble des matériaux proposés, ce qui ne tient pas compte de l'effet de la déformabilité des épontes selon le type de roche utilisé. Pour ces raisons, des essais de laboratoire ont été effectués pour déterminer l'ordre de grandeur des coefficients de rigidité normale et tangentielle des joints plats.

A1.2 Comportement mécanique des joints plats

A1.2.1 Comportement mécanique sous chargement normal

La proportion de surface en contact entre les compartiments d'une fracture varie beaucoup, mais est généralement très faible. Toute la charge de contact est donc distribuée entre quelques points. Suite à l'application d'une contrainte normale sur le joint, les points de contacts se déforment et se brisent, ce qui tend à fermer ce dernier. La rigidité normale d'un joint est représentée par la pente de la tangente à la courbe « σ_n vs u_n » en un point donné (figure A1.1). Les courbes expérimentales montrent une augmentation rapide de la rigidité normale avec l'augmentation de la charge appliquée, cette rigidité tend à égaler celle de la roche intacte à haute contrainte normale.

A1.2.2 Comportement mécanique sous cisaillement

Une fracture dépourvue de cohésion et d'aspérités importantes montre tout de même une certaine rugosité de surface. Une telle fracture peut être obtenue artificiellement par découpage à la scie d'un bloc de roche ou de béton. Le comportement en cisaillement typique d'une telle fracture est illustré à la figure A1.1. L'effort de cisaillement augmente initialement très rapidement et est associé à des déplacements tangentiels mineurs. Durant cette phase, les déformations élastiques prévalent et le taux de variation de la contrainte en fonction de la variation du déplacement correspond à la rigidité tangentielle « K_s » de la fracture. Puis vient la rupture au-delà de laquelle le glissement se poursuit sans variation de l'effort de cisaillement. La valeur de résistance au cisaillement de

ce plateau est nommée « résistance résiduelle » « τ_r ». Le comportement est régi par le frottement des épontes. Le déplacement normal est pratiquement nul.

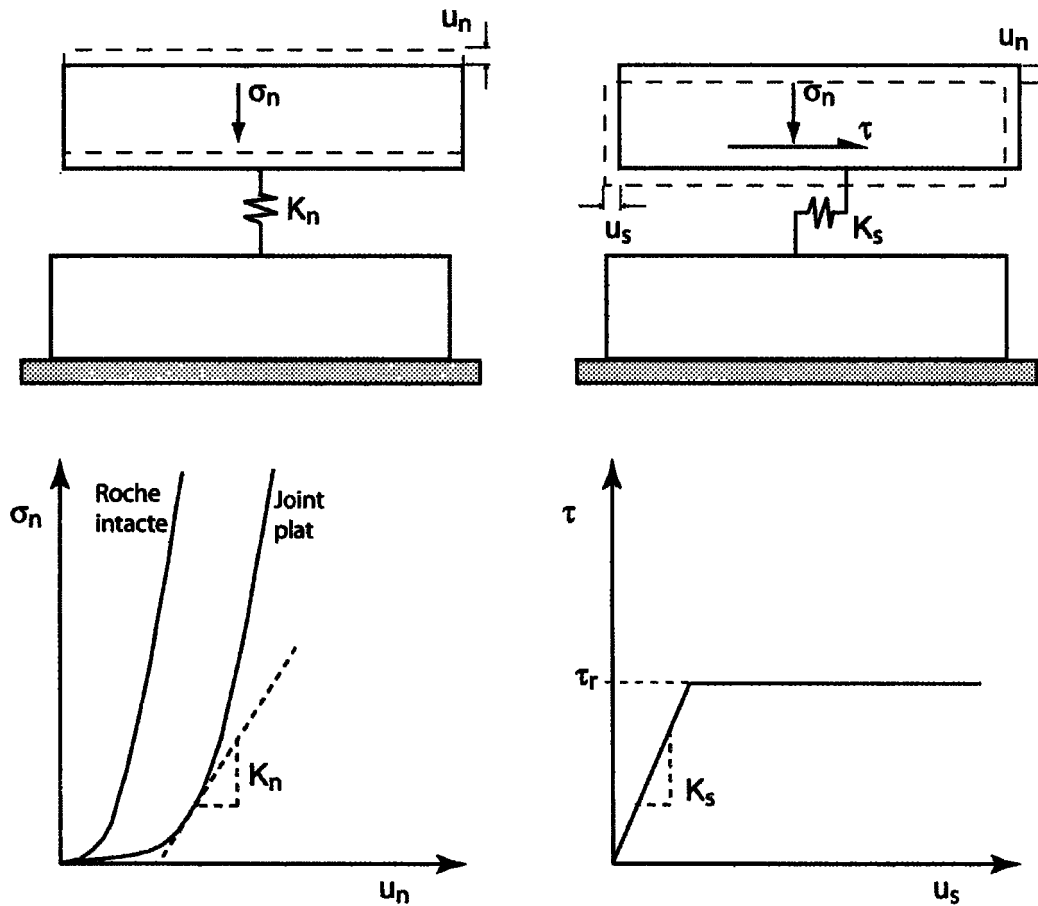


Figure A1.1 : Comportement mécanique d'un joint lisse. Gauche : Sous contrainte normale. Droite : Sous cisaillement à contrainte normale constante.

Bien que ces rigidités ne soient pas constantes et varient en fonction du niveau des contraintes appliquées, il est possible d'approximer le comportement mécanique de déformation élastique du joint en les supposant constantes, ce que fait UDEC.

A1.3 Détermination de la rigidité normale de surface des joints plats

A1.3.1 Généralité

Les joints étudiés proviennent de traits de scie dans des briques de béton, ce qui en fait des joints plats et rugueux.

- 1) Considérant que les contraintes normales réelles appliquées sur les joints lors des essais numériques étaient variables et difficilement déterminables;
- 2) Considérant que le logiciel UDEC ne permet pas d'utiliser directement des rigidités de surface variables;
- 3) Considérant que la rotation des colonnes de roche dans la ZIK tend à éloigner les compartiments de part et d'autre des joints primaires et que la rigidité normale n'affecte pas les joints soumis à des contraintes en extension;

Il a été décidé d'approximer la rigidité normale de surface de ces joints plats par la rigidité du béton intact. Ainsi des essais normalisés (ASTM D3148) sur carotte de béton ont permis de déterminer le module de rigidité volumique du béton utilisé lors des essais biaxiaux.

A1.3.2 Procédures de laboratoire

L'essai consiste à charger axialement des éprouvettes cylindriques de béton sur lesquelles deux rosettes de déformation ont préalablement été installées. Quatre essais ont été effectués, soit 1 essai non destructif et 3 essais destructifs.

L'essai non destructif consistait à charger l'éprouvette « A » par paliers de 250 livres jusqu'à un maximum de 2000 livres. À chaque palier de chargement, les déformations axiale et latérale ont été enregistrées. Les essais destructifs consistaient à charger à vitesse constante les éprouvettes et d'enregistrer les déformations axiale et latérale pour chaque tranche de 1000 livres appliquée. Ces essais se terminaient à la rupture de l'éprouvette.

A1.3.3 Données expérimentales

Les dimensions des carottes de béton se retrouvent au tableau A1.1.

Tableau A1.1 : Dimensions des éprouvettes testées

#	Diamètre (mm)				Longueur (mm)			
	D1	D2	D3	moy.	L1	L2	L3	moy.
A	50.28	50.22	50.35	50.28	102.06	101.79	101.60	101.82
B	50.22	50.23	50.21	50.22	102.09	102.04	102.05	102.06
C	50.25	50.20	50.19	50.21	101.52	101.57	101.32	101.47

A1.3.4 Calculs et résultats

Le module de rigidité volumique « K » se calcule à partir du module d'élasticité de Young « E » et du coefficient de Poisson « ν » :

$$K = \frac{E}{3 \cdot (1 + 2 \cdot \nu)}$$

Le module de Young et le coefficient de Poisson se déterminent à partir des pentes des courbes « σ_a vs ϵ_a » et « σ_a vs ϵ_l » respectivement (figure A1.2) :

$$E = \frac{\Delta\sigma_e}{\Delta\varepsilon_e}$$

$$E' = \frac{\Delta\sigma_e}{\Delta\varepsilon_l}$$

$$\nu = -\frac{E}{E'}$$

Les résultats obtenus se retrouvent au tableau A1.2

Tableau A1.2 : Résultats expérimentaux du module de rigidité volumique du béton

Essais	E (GPa)	E' (GPa)	ν	K (GPa)
Paliers	22.7	133.9	0.17	11.4
A	20.3	87.6	0.23	12.6
B	17.0	77.2	0.22	10.1
C	18.2	72.6	0.25	12.1
moyenne	19.5	92.8	0.22	11.6

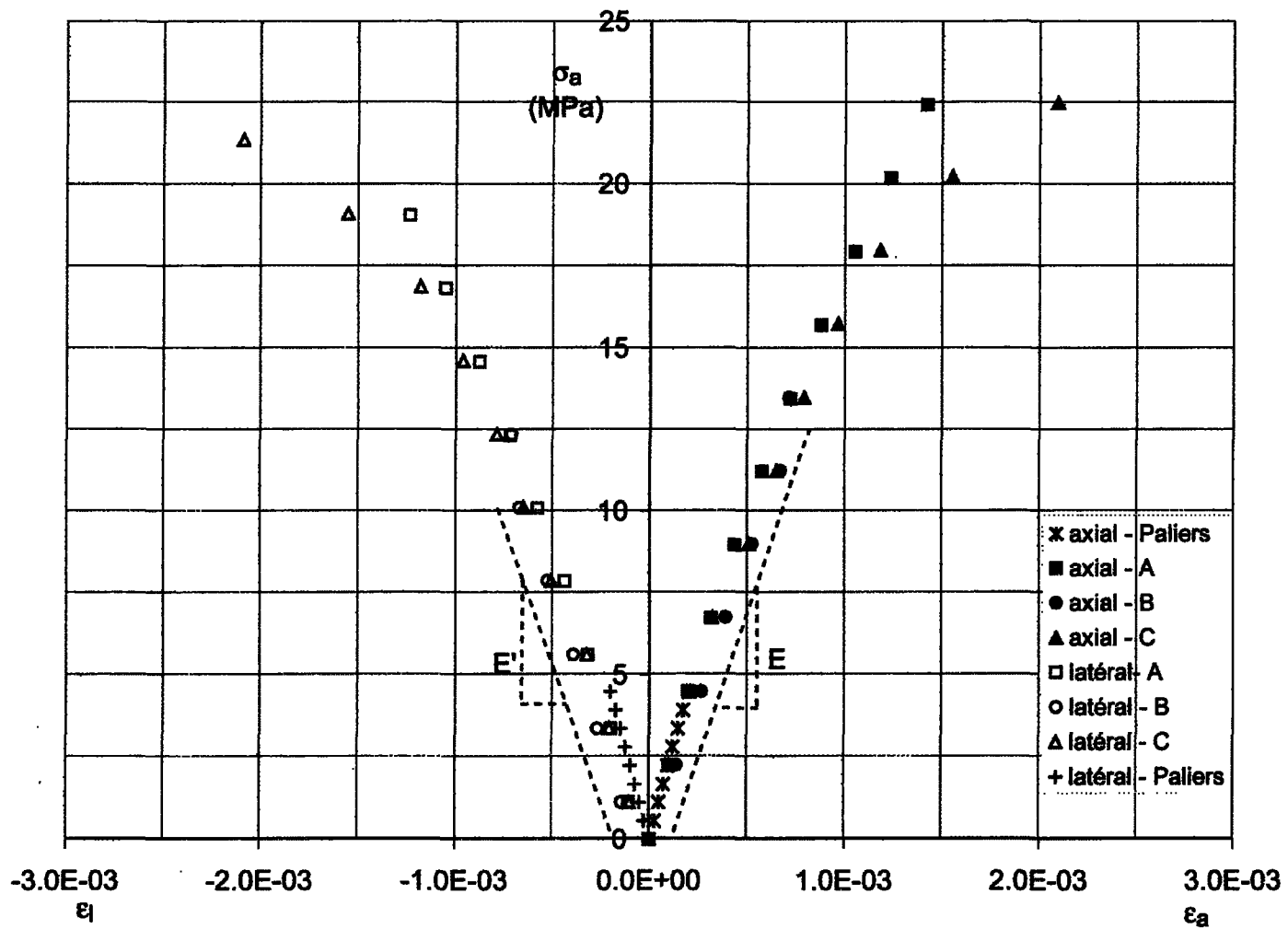


Figure A1.2: Courbes contrainte - déformation

A1.4 Détermination de la rigidité tangentielle de surface d'un joint plat

A1.4.1 Généralité

Le joint étudié provient d'un trait de scie dans une brique de béton, ce qui en fait un joint plat et rugueux. La rigidité tangentielle de surface du joint plat a été déterminée à l'aide d'essais de cisaillement direct sur des prismes de béton préalablement coupés longitudinalement (figure A1.3). Le montage expérimental est illustré à la figure A1.4.

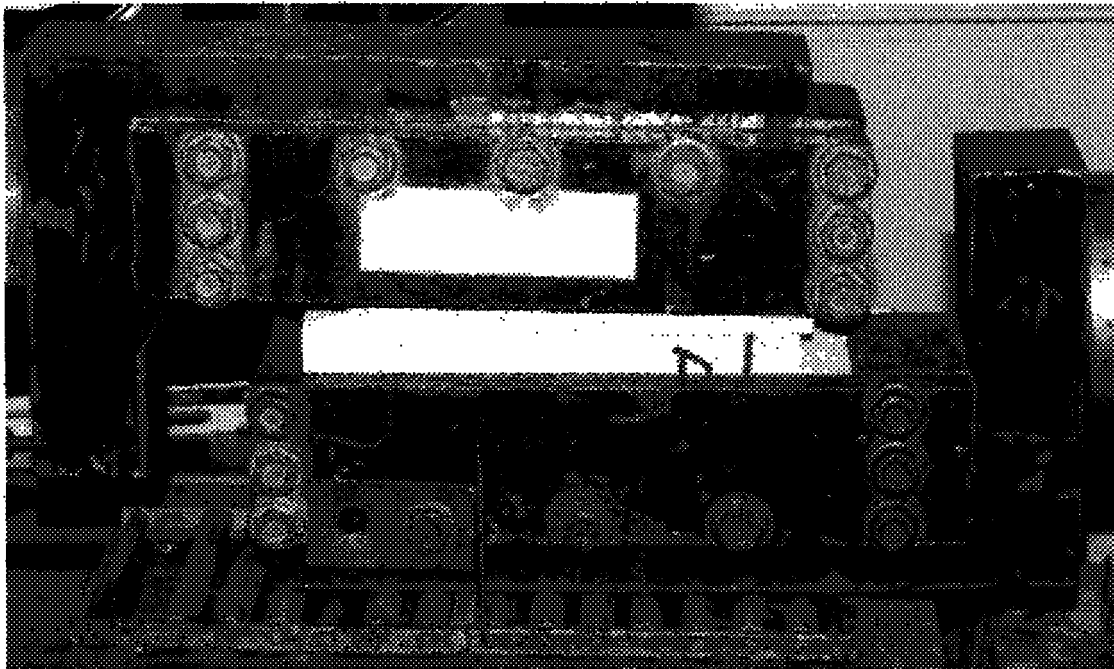
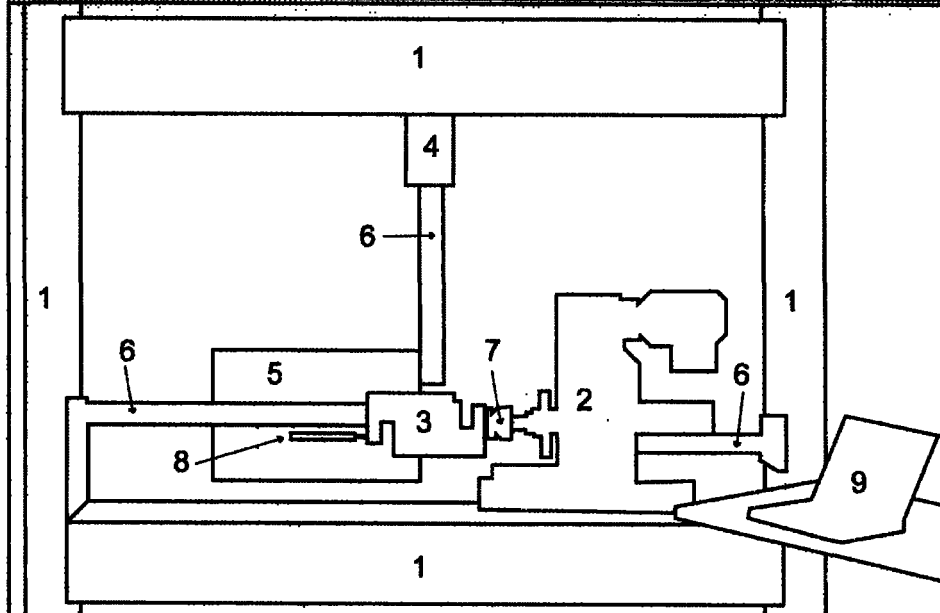
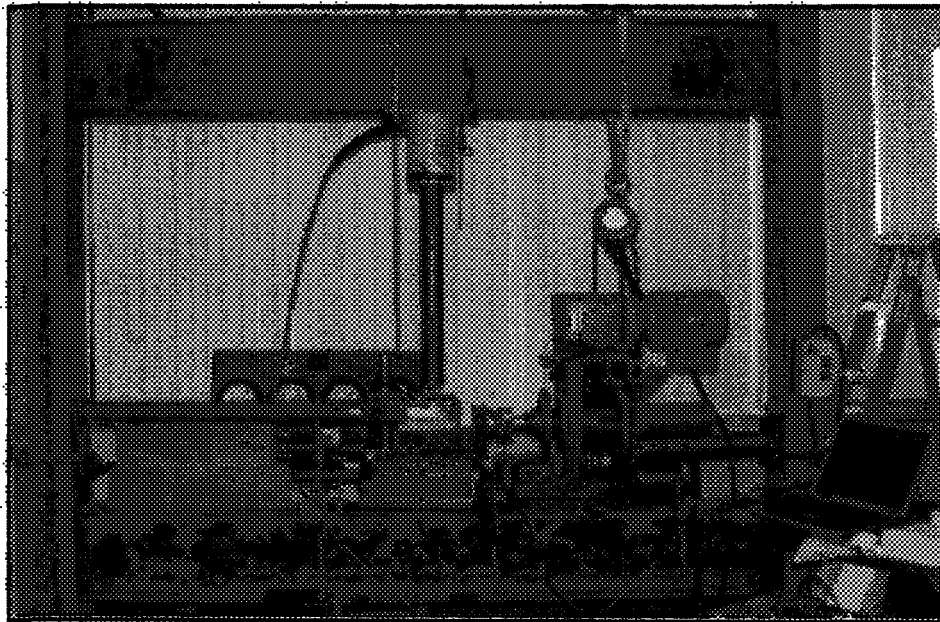


Figure A1.3 : Brique de béton coupée longitudinalement et insérée dans la boîte de cisaillement



- | | |
|--------------------------------------|---|
| (1) Cadre en acier | (6) Barres d'appuis en acier |
| (2) Moteur électrique
démultiplié | (7) Cellule de charge
(10 000 lbs max) |
| (3) Boîte de cisaillement | (8) Potentiomètre |
| (4) Vérin hydraulique | (9) Ordinateur
(Logiciel Labview) |
| (5) Pompe hydraulique | |

Figure A1.4 : Montage expérimental pour les essais de cisaillement direct sur joints plats

A1.4.2 Procédures de laboratoire

Les essais consistent à déplacer à vitesse constante la portion inférieure de la boîte de cisaillement à l'intérieur de laquelle est enchâssée une brique coupée et sur laquelle une contrainte normale constante est préalablement appliquée. Ce déplacement mobilise la résistance au cisaillement du joint. Tout au long de l'essai, la contrainte en cisaillement et le déplacement latéral sont enregistrés à l'aide d'une cellule de charge et d'un potentiomètre. Les mesures s'effectuent à l'aide du logiciel *Labview* (Sumathi and Surekha, 2007). Deux contraintes normales ont été testées, soit 1,4 MPa (200 psi) et 2,8 MPa (400 psi). Quatre essais de cisaillement ont été effectués pour chaque contrainte normale.

A1.4.3 Données expérimentales

Les dimensions du joint testé se retrouvent au tableau A1.3.

Tableau A1.3 : Dimensions du joint plat testé

Compartiment	Longueur (mm)			Largeur (mm)		
	L1	L2	moy.	l1	l2	moy
Inférieur	202.90	202.90	202.90	58.60	58.65	58.63
Supérieur	153.60	153.57	153.59	58.70	58.63	58.67

A1.4.4 Calculs et résultats

Le module de rigidité tangentielle du joint plat « K_s » se calcule à partir des pentes des courbes « τ vs dl » (figure A1.5) :

$$K_s = \frac{\Delta\tau}{\Delta dl}$$

Les résultats obtenus se retrouvent au tableau A1.4.

Tableau A1.4 : Résultats expérimentaux pour la rigidité tangentielle d'un joint plat.

σ_n (MPa)	K_s (MPa / mm)				
	K_s 1	K_s 2	K_s 3	K_s 4	Moy.
1.4	0.24	0.25	0.34	0.43	0.32
2.8	0.59	0.41	0.58	0.42	0.50

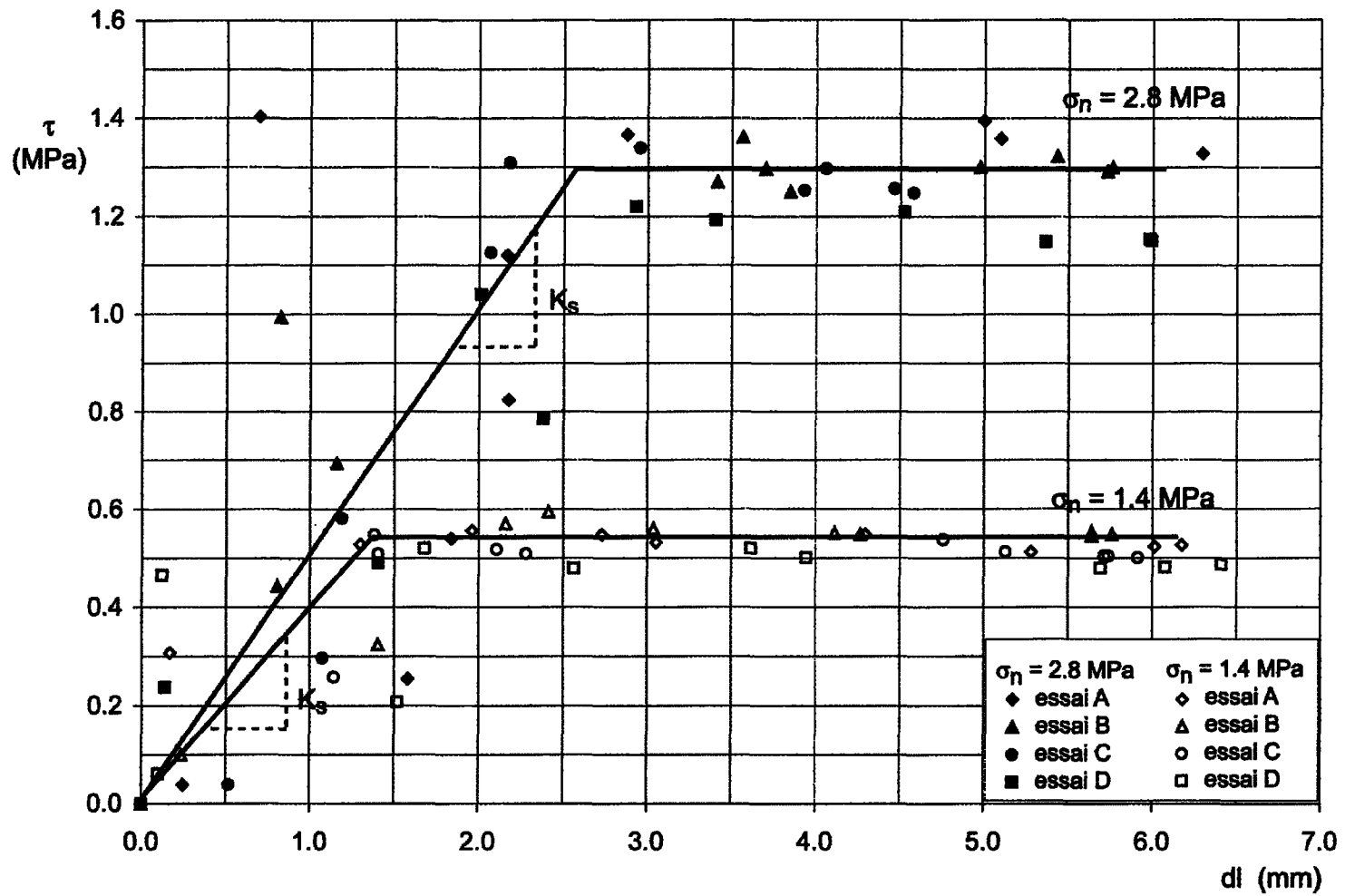


Figure A1.5: Courbes résistance au cisaillement - déplacement tangentiel

ANNEXE 2

SUIVI DES DÉFORMATIONS ET DES CONTRAINTES

A2.1 Généralités

Le suivi des déformations et des contraintes a été effectué par la création de nouvelles variables à l'aide du code de programmation FISH (§A3.1.2 et §A3.2.2). Le code se retrouve dans des fichiers indépendants qui sont appelés à l'aide du code *UDEC*. La correspondance entre les symboles mathématiques et la nomenclature utilisée dans *FISH* pour les variables de suivi des contraintes et des déformations se retrouve au tableau A2.1.

A2.2 Simulations des essais de cisaillement direct

A2.2.1 Variable de contrainte de cisaillement

La rotation des colonnes les sépare les unes des autres. La perte de contact induite fait varier l'orientation des contraintes principales à l'intérieur de ces dernières. Il est donc impossible d'évaluer la résistance au cisaillement de l'ensemble du modèle par l'extraction de données de contraintes dans les colonnes. Pour cette raison, la variable de contrainte de cisaillement moyenne du modèle « τ_{xy} » est calculée à partir de 20 points de contrôle fixes répartis en 5 rangées et 4 colonnes sur l'ensemble du plateau de chargement inférieur (figure A2.1A).

Tableau A2.1 Nomenclature utilisée pour les variables de suivi des contraintes, des déplacements et des déformations.

Variables	Symboles Mathématiques	Termes FISH
<u>Simulations en cisaillement direct</u>		
Contraintes		
de cisaillement moyenne	τ_{xy}	sxy_global
de cisaillement ponctuelle	$(\tau_{xy})_i$	z_sxy()
Déplacements		
normal moyen	dy	yydisp_moy
normal ponctuel	$(dy)_i$	gp_ydis()
latéral moyen	dx	xxdisp_moy
latéral ponctuel	$(dx)_i$	gp_xdis()
<u>Simulations d'essais biaxiaux</u>		
Contraintes		
verticale moyenne	σ_{yy}	syy_global
verticale ponctuelle	$(\sigma_{yy})_i$	z_syy()
Déplacements		
vertical ponctuel	$(\bar{v})_i$	gp_ydis()
latéral ponctuel	$(\bar{u})_i$	gp_xdis()
Déformations		
verticale moyenne	ϵ_{yy}	eyy_moy
latérale moyenne	ϵ_{xx}	exx_moy
volumétrique moyenne	ϵ_v	ev_moy

Une valeur de contrainte de cisaillement ponctuelle « $(\tau_{xy})_i$ » est déterminée à chaque point de contrôle. La contrainte de cisaillement moyenne est calculée ainsi :

$$\tau_{xy} = \frac{\sum_{i=1}^5 \sum_{j=1}^4 (\tau_{xy})_{ij}}{20} \quad (\text{A2.1})$$

A2.2.2 Variables de déplacement

Les déplacements totaux du système sont déterminés à partir des déplacements des plateaux de chargement (figure A2.1B).

Le déplacement normal moyen « dy » est calculé à partir du déplacement de 21 noeuds de la maille numérique au centre du plateau supérieur. Un déplacement vertical ponctuel « $(dy)_i$ » est déterminé à chaque point de contrôle.

$$dy = \sum_{i=1}^{21} (dy)_i \quad (\text{A2.2})$$

Le déplacement latéral moyen « dx » est calculé à partir du déplacement de 21 noeuds de la maille numérique au centre du plateau inférieur. Un déplacement latéral ponctuel « $(dx)_i$ » est déterminé à chaque point de contrôle.

$$dx = \sum_{i=1}^{21} (dx)_i \quad (\text{A2.3})$$

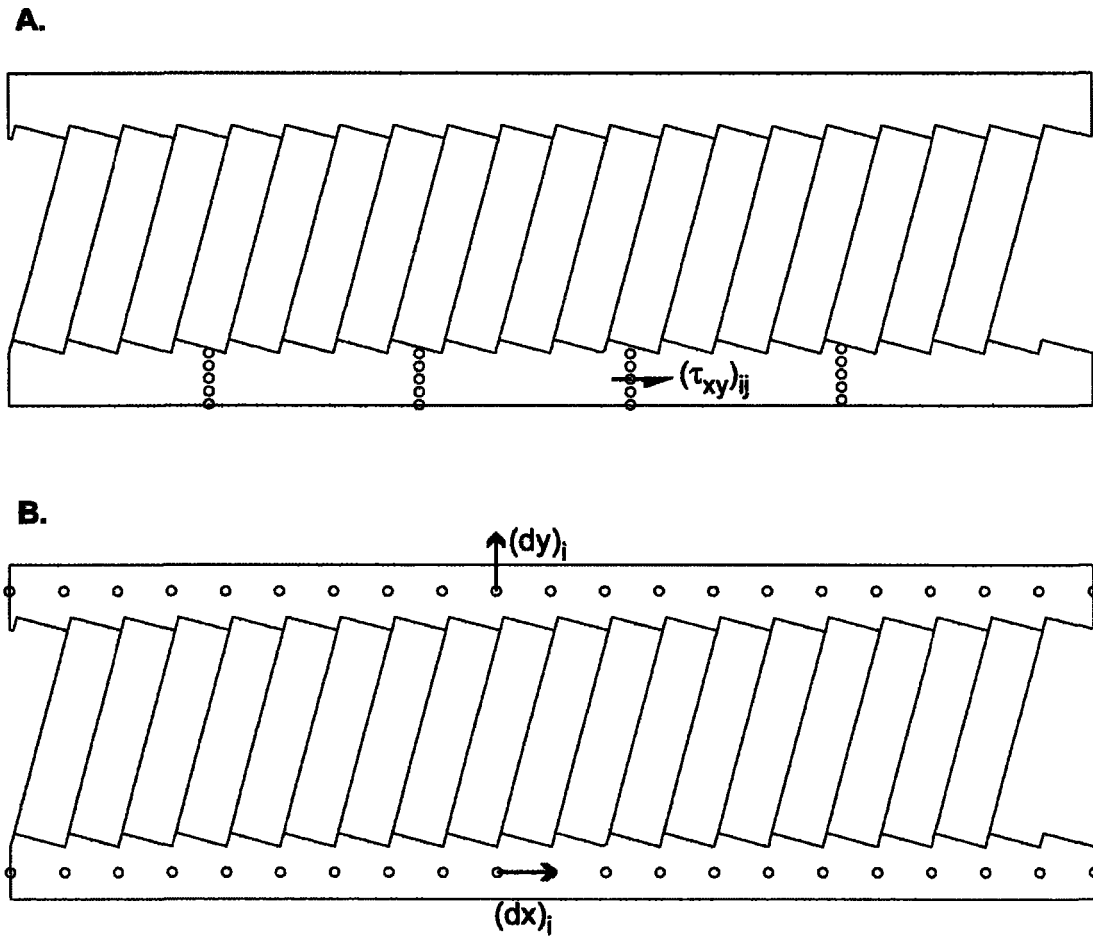


Figure A2.1 : Positionnement des points de contrôle des contraintes (A) et des déplacements (B) pour les simulations en cisaillement direct.

A2.3 Simulations des essais biaxiaux

A2.3.1 Variable de contrainte verticale

La variable de contrainte verticale moyenne « σ_{yy} » est calculée à partir de 55 points de contrôle répartis systématiquement en 11 rangées et 5 colonnes dans le modèle (figure A2.2A). Une valeur de contrainte verticale ponctuelle « $(\sigma_{yy})_i$ » est déterminée à chaque point de contrôle.

$$\sigma_{yy} = \frac{\sum_{i=1}^{11} \sum_{j=1}^5 (\sigma_{yy})_i}{55} \quad (\text{A2.4})$$

A2.3.2 Variables de déformation

Le fait que les colonnes de roche définies par le réseau de fracturation ne soient pas toutes appuyées sur les plateaux de chargement supérieur et inférieur induit un comportement de déformation différent aux bordures latérales du modèle. La détermination des déformations a donc été effectuée dans un volume de contrôle centré sur la zone d'instabilité en kink dans le but d'éliminer ces effets de frontière indésirables (figure A2.2B).

Pour la détermination des déformations, le modèle dans son ensemble est considéré comme un milieu continu homogène équivalent, ce qui permet d'utiliser les notions de la mécanique des milieux continus pour définir les déformations.

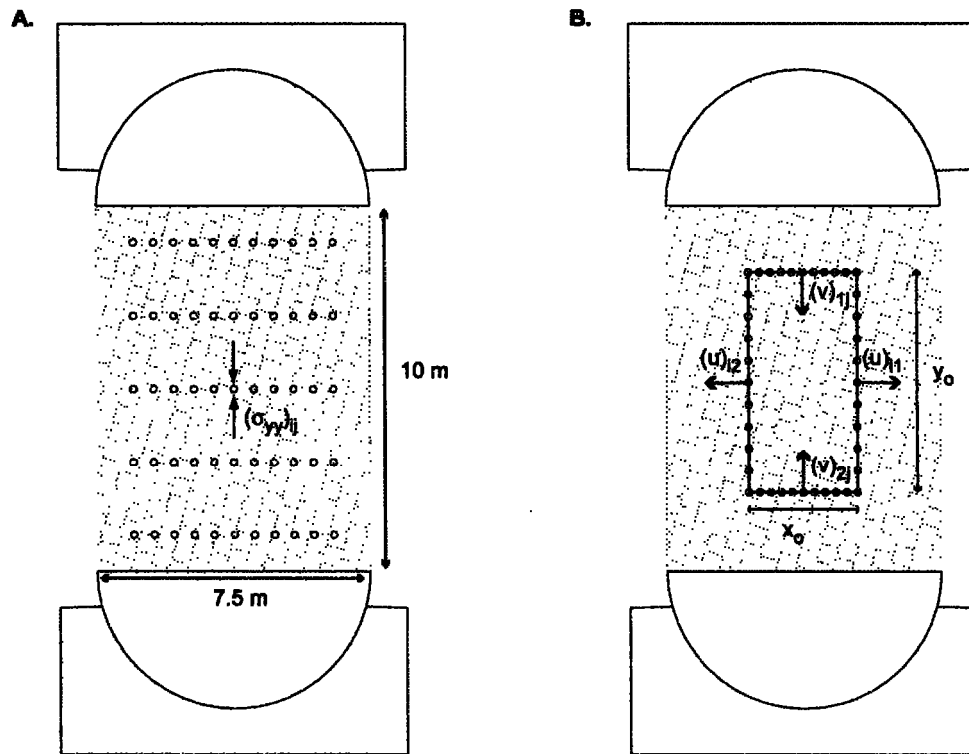


Figure A2.2 : Positionnement des points de contrôle des contraintes (A) et des déplacements (B) pour les simulations en chargement biaxial.

Les variables de déformation linéaire ponctuelle « $(\varepsilon_{xx})_i$ » et « $(\varepsilon_{yy})_j$ » sont définies comme le différentiel de déplacement entre deux noeuds de la maille numérique situés de part et d'autre du volume de contrôle divisé par la distance initiale entre les frontières du volume de contrôle, le tout dans la direction désirée :

$$(\varepsilon_{xx})_i = \frac{(\bar{u})_{i2} - (\bar{u})_{i1}}{x_0} \quad (\text{A2.5})$$

$$(\varepsilon_{yy})_j = \frac{(\bar{v})_{2j} - (\bar{v})_{1j}}{y_o} \quad (\text{A2.6})$$

La variable de déformation linéaire moyenne horizontale « ε_{xx} » est calculée à partir de 11 couples de points limites répartis le long des frontières latérales, donc 11 valeurs ponctuelles de déformation linéaire horizontale :

$$\varepsilon_{xx} = \frac{\sum_{j=1}^{11} (\varepsilon_{xx})_j}{11} \quad (\text{A2.7})$$

La variable de déformation linéaire moyenne verticale « ε_{yy} » est calculée à partir de 11 couples de points limites répartis le long des frontières supérieures et inférieures, donc 11 valeurs ponctuelles de déformation linéaire verticale :

$$\varepsilon_{yy} = \frac{\sum_{j=1}^{11} (\varepsilon_{yy})_j}{11} \quad (\text{A2.8})$$

Pour un système soumis à un état de contraintes planes, la variable de déformation volumétrique moyenne « ε_v » est définie comme étant la somme des déformations linéaires :

$$\varepsilon_v = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz} \quad (\text{A2.9})$$

Puisque la zone d'instabilité se développe dans le plan XY, les déformations suivant les axes X et Y proviennent à la fois de la déformation élasto-plastique des

blocs intacts et de la déformation rotationnelle à plus grande échelle accommodée par les joints. Sachant que les déformations suivant l'axe Z proviennent uniquement de déformations élasto-plastiques des blocs elles peuvent être négligées par rapport à celles dans le plan XY. Il devient dès lors possible d'estimer la variation de volume à partir uniquement des déformations du plan XY :

$$\varepsilon_v = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} \quad (\text{A2.10})$$

ANNEXE 3
CODE NUMÉRIQUE

A3.1 Modèle et simulation des essais en cisaillement direct

A3.1.1 Code UDEC

; Détermination des configurations initiales

config p_stress

round 0.020705525

edge 0.04141105

; Détermination de la géométrie du modèle

block 0.0,0.0 0.0,6.3813415 20.705524,6.3813415 20.705524,0.0

; Détermination de régions de travail

jregion id 1 0.0,1.0 0.0,1.2588 20.705524,1.2588 20.705524,1.0

jregion id 2 0.0,5.12252 0.0,5.38134 20.7055,5.38134 20.7055,5.12252

jregion id 3 0.0,1.2588 0.0,5.12252 20.7055,5.12252 20.7055,1.2588

jregion id 4 0.0,1.0 0.0,5.38134 20.7055,5.38134 20.7055,1.0

; Détermination du réseau de fractures

jset 75.0,0.0 0.99999994,0.0 0.0,0.0 1.0,0.0 0.0,1.0 0 range jregion 4

crack 0.06902397,1.261058 1.0410391,1.0006968 range jregion 4

crack 1.1061294,1.2697368 2.0738053,1.0006968 range jregion 4

crack 2.1519136,1.2653973 3.1065714,1.0050361 range jregion 4

crack 3.1803405,1.2697368 4.143677,1.0006969 range jregion 4
crack 4.2087674,1.2653974 5.172104,1.0006969 range jregion 4
crack 5.237194,1.2610581 6.2135487,1.0006969 range jregion 4
crack 6.2829795,1.2610582 7.246316,1.0006969 range jregion 4
crack 7.311406,1.2610582 8.2834215,1.0006969 range jregion 4
crack 8.348512,1.2610582 9.316188,1.0006969 range jregion 4
crack 9.385615,1.2610583 10.357631,1.0050365 range jregion 4
crack 10.422721,1.269737 11.390396,1.0050365 range jregion 4
crack 11.464166,1.2653977 12.423162,1.0050365 range jregion 4
crack 12.492593,1.269737 13.464608,1.0050364 range jregion 4
crack 13.529698,1.2653975 14.488696,1.000697 range jregion 4
crack 14.5581255,1.2653975 15.53448,1.000697 range jregion 4
crack 15.603896,1.269737 16.567232,1.0006971 range jregion 4
crack 16.636662,1.2610583 17.599998,1.0050365 range jregion 4
crack 17.665089,1.2653977 18.641443,1.0050365 range jregion 4
crack 18.706532,1.2653978 19.674208,1.0006971 range jregion 4
crack 19.739298,1.2697371 20.702633,1.0050365 range jregion 4
crack 18.771622,5.3834443 19.75496,5.123083 range jregion 4
crack 19.808727,5.3834443 20.828476,5.1274223 range jregion 4
crack 17.738869,5.3834476 18.706545,5.1274257 range jregion 4
crack 16.706102,5.3834476 17.66944,5.1274257 range jregion 4
crack 15.668998,5.387787 16.632334,5.1230865 range jregion 4
crack 14.631894,5.383447 15.59957,5.127425 range jregion 4
crack 13.594789,5.383447 14.562465,5.123086 range jregion 4
crack 12.562022,5.3877864 13.525359,5.123086 range jregion 4
crack 11.524916,5.3834476 12.50127,5.127426 range jregion 4
crack 10.48781,5.3834476 11.464165,5.127426 range jregion 4
crack 9.455044,5.3834476 10.431398,5.127426 range jregion 4
crack 8.417939,5.3877873 9.394294,5.127426 range jregion 4

crack 7.380834,5.3834476 8.34851,5.127426 range jregion 4
crack 6.3437285,5.3834476 7.320083,5.127426 range jregion 4
crack 5.3109612,5.3877873 6.282976,5.127426 range jregion 4
crack 4.2738557,5.3877873 5.2502103,5.127426 range jregion 4
crack 3.2410896,5.383448 4.2087655,5.127426 range jregion 4
crack 2.2039838,5.383448 3.1716595,5.123087 range jregion 4
crack 1.1668782,5.383448 2.1519115,5.127426 range jregion 4
crack 0.134112,5.383448 1.1104666,5.123087 range jregion 4
crack 0.0690217,5.123087 -0.20869684,5.2142134 range jregion 4
crack 11.3289585,1.0137854 11.4254875,1.0762451

; Détermination des propriétés des matériaux

gen edge 1.0 range -0.607522,21.262886 -0.6968441,6.8524594
group zone 'User:Acier' range atblock 10.364649,5.814884
group zone 'User:Acier' range atblock 10.336953,0.56912774
zone model elastic density 7800.0 bulk 1.6666E11 shear 7.6923E10 range group
'User:Acier'
group zone 'User:Brique' range atblock 20.382923,2.3650687
group zone 'User:Brique' range atblock 19.741728,3.1956367
group zone 'User:Brique' range atblock 18.705029,3.1926897
group zone 'User:Brique' range atblock 17.66985,3.193386
group zone 'User:Brique' range atblock 16.635366,3.1946316
group zone 'User:Brique' range atblock 15.598215,3.190183
group zone 'User:Brique' range atblock 14.561235,3.184638
group zone 'User:Brique' range atblock 13.528676,3.1929324
group zone 'User:Brique' range atblock 12.493754,3.1938007
group zone 'User:Brique' range atblock 11.459167,3.1958394
group zone 'User:Brique' range atblock 10.423053,3.1938293
group zone 'User:Brique' range atblock 9.387607,3.1930354

group zone 'User:Brique' range atblock 8.352237,3.192512
 group zone 'User:Brique' range atblock 7.316868,3.1923993
 group zone 'User:Brique' range atblock 6.281414,3.1919296
 group zone 'User:Brique' range atblock 5.2467685,3.1940668
 group zone 'User:Brique' range atblock 4.2120056,3.1947343
 group zone 'User:Brique' range atblock 3.1765842,3.1952357
 group zone 'User:Brique' range atblock 2.1410277,3.1935341
 group zone 'User:Brique' range atblock 1.1055465,3.1926317
 group zone 'User:Brique' range atblock 0.37354127,3.8255875
 zone model mohr density 2700.0 bulk 5.6127452E9 shear 4.9353452E9 friction
 39.0 cohesion 5920000.0 tension 2760000.0 dilation 5.0 range group 'User:Brique'
 delete range atblock 0.023116848,5.0439863
 delete range atblock 0.37354127,3.8255875
 delete range atblock 20.382923,2.3650687
 delete range atblock 19.741728,3.1956367

; Détermination des propriétés des joints

joint model point cfriction 30.0 ccohesion 0.0 ctension 0.0 cdilation 5.0 cperm 1.0
 kn 1.0E10 ks 5.0E8 range -0.45065784,20.890741 -0.33968496,6.827203

; Mise sous confinement

set gravity=0.0 -9.812

boundary xvelocity 0.0 range -0.5669365,20.952019 -0.4574449,0.82432556

boundary yvelocity 0.0 range -0.468338,21.099915 -0.284899,0.6517794

boundary stress 0.0,0.0,-1000000.0 range 1.01062,19.7441 5.68026,7.03598

solve ratio 1.0E-5

; Appel des variables du suivi historique

call fishfile\disp_global.fis

```
call fishfile\sxy_global.fis
```

```
hist yydisp_moy
```

```
hist xxdisp_moy
```

```
hist dydx_moy
```

```
hist sxy_global
```

```
; Chargement
```

```
boundary xfree range -0.5862007,21.20927 -0.46481156,0.6070969
```

```
boundary xvelocity 0.0010 range -0.5862007,21.621544 -0.5197811,0.88194513
```

```
boundary xvelocity 0.0 range -0.7511091,21.20927 5.636821,7.2584257
```

```
cycle 250000
```

A3.1.2 Code FISH

```
;Determination des variables du suivi des déplacements
```

```
; Détermination du déplacement latéral
```

```
def xxdisp_moy
```

```
  x_mark = 0.0
```

```
  xxdisp_moy = 0.0
```

```
  count = 0.0
```

```
  loop i (1,21)
```

```
    x_pos = float(i) - 1
```

```
    p_n2 = gp_near(x_pos,0.5)
```

```
    x_mark = x_mark + gp_xdis(p_n2)
```

```
    count = count + 1.0
```

```
  endloop
```

```
  xxdisp_moy = x_mark / count
```

```
end
```


; Détermination du déplacement normal

```
def yydisp_moy
  y_mark = 0.0
  yydisp_moy = 0.0
  count = 0.0
  loop i (1,21)
    x_pos = float(i) - 1
    p_n1 = gp_near(x_pos,6)
    y_mark = y_mark + gp_ydis(p_n1)
    count = count + 1.0
  endloop
  yydisp_moy = y_mark / count
end
```

; Détermination de la dilatance

```
def dydx_moy
  if xxdisp_moy = 0 then
    dydx_moy = 0
  else
    dydx_moy = yydisp_moy / xxdisp_moy
  endif
end
```

;Determination de la contrainte de cisaillement moyenne

```
def sxy_global
  tot_nstr = 0.0
  sxy_global = 0.0
  count = 0
```

```

loop i (1,5)
  y_z = float (i)*0.25 - 0.25
  iz = z_near(4,y_z)
  iz1 = z_near(8,y_z)
  iz2 = z_near(12,y_z)
  iz3 = z_near(16,y_z)
  moy = (z_sxy(iz) + z_sxy(iz1) + z_sxy(iz2) + z_sxy(iz3) )/4
  tot_nstr = tot_nstr - moy
  count = count + 1
endloop
sxy_global = tot_nstr / count
end

```

A3.2 Modèle et simulation des essais biaxiaux

A3.2.1 Code UDEC

; Détermination des configurations initiales

config p_stress

round 0.075

edge 0.150

; Détermination de la géométrie du modèle

block -4.0,-4.0 -4.0,16.0 13.5,16.0 13.5,-4.0

crack -4.0,11.0 13.5,11.0

crack -4.0,1.0 13.5,1.0

crack 1.0,1.0 1.0,11.0

crack 8.5,1.0 8.5,11.0

crack 0.0,-4.0 0.0,5.0
crack 0.0,16.0 0.0,7.0
crack 0.0,7.0 -4.0,7.0
crack 0.0,5.0 -4.0,5.0
crack 9.5,16.0 9.5,7.0
crack 9.5,-4.0 9.5,5.0
crack 9.5,7.0 13.5,7.0
crack 9.5,5.0 13.5,5.0
crack -4.0,8.0 -2.0,8.0
crack -4.0,4.0 -2.0,4.0
crack -2.0,8.0 -2.0,7.0
crack -2.0,4.0 -2.0,5.0
crack 13.5,8.0 11.5,8.0
crack 13.5,4.0 11.5,4.0
crack 11.5,8.0 11.5,7.0
crack 11.5,4.0 11.5,5.0
arc (4.75,11.0) (8.5,11.0) 180.0 24
arc (4.75,1.0) (1.0,1.0) 180.0 24
crack 0.0,12.0 1.15,12.0
crack 0.0,0.0 1.15,0.0
crack 9.5,12.0 8.35,12.0
crack 9.5,0.0 8.35,0.0
delete range atblock -2.0,13.5
delete range atblock -1.8571428,9.214286
delete range atblock -1.8571428,2.7857144
delete range atblock -2.0,-1.5
delete range atblock 11.5,-1.5
delete range atblock 11.357142,2.7857144
delete range atblock 11.357142,9.214286

delete range atblock 11.5,13.5
delete range atblock 0.5221568,11.50292
delete range atblock 8.977843,11.50292
delete range atblock 0.52215666,0.49707988
delete range atblock 8.977844,0.4970827

; Définition de régions de travail

jregion id 1 1.0,1.0 1.0,11.0 8.5,11.0 8.5,1.0
jregion id 2 0.0,11.0 0.0,16.0 9.5,16.0 9.5,11.0
jregion id 3 0.0,-4.0 0.0,1.0 9.5,1.0 9.5,-4.0
jregion id 4 -4.0,4.0 -4.0,8.0 -2.0,8.0 -2.0,4.0
jregion id 5 11.5,4.0 11.5,8.0 13.5,8.0 13.5,4.0

; Détermination du réseau de fractures

jset 75.0,0.0 0.5,0.0 0.0,0.0 0.5,0.0 0.0,0.0 0 range jregion 1
jset 345.0,0.0 0.5,0.0 0.5,0.0 0.5,0.0 0.0,0.0 0 range jregion 1
jset 344.99997,0.0 0.5,0.0 0.5,0.0 0.5,0.0 4.4228077,6.8490777 0 range jregion 1

; Détermination des propriétés des matériaux

delete range 9.644613,14.281616 2.4707258,9.374707
delete range -4.652811,-0.196136 1.7236533,9.142858
gen edge 1.0 range -0.99473095,10.185597 -4.459017,16.227167
group zone 'User:Acier' range jregion 2
group zone 'User:Acier' range jregion 3
group zone 'User:Brique' range jregion 1
zone model mohr density 2700.0 bulk 5.6127452E9 shear 4.9353452E9 friction
39.0 cohesion 5920000.0 tension 2760000.0 dilation 5.0 range group 'User:Brique'
zone model elastic density 7800.0 bulk 1.6666E11 shear 7.6923E10 range group
'User:Acier'

; Détermination des propriétés des joints

**joint model point cfriction 90.0 ccohesion 0.0 ctension 0.0 cdilation 5.0 cperm 0 kn
1.0E9 ks 1.0E10 range -0.7899513,9.703995 11.59322,15.881355**

**joint model point cfriction 90.0 ccohesion 0.0 ctension 0.0 cdilation 5.0 cperm 0 kn
1.0E9 ks 1.0E10 range 0.30205822,9.863802 -3.455206,0.35351086**

**joint model point cfriction 30.0 ccohesion 0.0 ctension 0.0 cdilation 5.0 cperm 1.0
kn 5.6E9 ks 5.0E8 range 0.2221551,9.30448 0.69975805,11.539951**

; Mise sous confinement

set gravity=0.0 -9.8

boundary stress -500000.0,0.0,0.0 range 8.2923,13.9654 0.699758,11.2736

boundary stress -500000.0,0.0,0.0 range -5.05145,1.42070 0.753026,11.2469

boundary xvelocity 0.0 range -0.4437046,9.970339 -4.227603,-3.322034

boundary yvelocity 0.0 range -0.4170699,10.34322 -4.360775,-3.4019365

boundary yvelocity 0.0 range -0.4437046,9.837167 15.24213,16.547215

boundary xvelocity 0.0 range -0.49697304,9.970339 15.348668,16.680387

solve ratio 1.0E-5

; Appel des variables du suivi historique

call fishfile\e_global.fis

call fishfile\syy_global.fis

hist n=10000 eyy_moy

hist syy_global

hist exx_moy

hist ev_moy

; Chargement

boundary xfree range -0.3904357,9.970339 15.322034,16.360775

```
boundary yvelocity -1E-3 range -0.3904357,10.15678 15.375302,16.600483
cycle 2000000
```

A3.2.2 Code FISH

```
;Détermination des variables du suivi des déformations
```

```
; Déformations latérales moyennes centrées sur le kink
```

```
def exx_moy
```

```
  x_strm = 0.0
```

```
  exx_moy = 0.0
```

```
  count = 0.0
```

```
  loop i (1,11)
```

```
    y_pos = float(i)*0.6 + 2.4
```

```
    p_n3 = gp_near(3.25,y_pos)
```

```
    p_n4 = gp_near(6.25,y_pos)
```

```
    x_strm = x_strm + (gp_xdis(p_n3) - gp_xdis(p_n4)) / 3.0
```

```
    count = count + 1.0
```

```
  endloop
```

```
  exx_moy = x_strm / count
```

```
end
```

```
; Déformations axiales moyennes centrées sur le kink
```

```
def eyy_moy
```

```
  y_strm = 0.0
```

```
  eyy_moy = 0.0
```

```
  count = 0.0
```

```
  loop i (1,11)
```

```
    x_pos = float(i)*0.3 + 2.95
```

```
    p_n1 = gp_near(x_pos,3.0)
```

```
    p_n2 = gp_near(x_pos,9.0)
```

```

    y_strm = y_strm + (gp_ydis(p_n1) - gp_ydis(p_n2)) / 6.0
    count = count + 1.0
endloop
    eyy_moy = y_strm / count
end

; Déformations volumétriques moyennes centrées sur le kink
def ev_moy
    ev_moy = -1*(exx_moy+eyy_moy)
end

;Determination de la variable de suivi de la contrainte verticale moyenne
def syy_global
    tot_nstr = 0.0
    syy_moy = 0.0
    count = 0
    loop i (1,11)
        x_z = (float (i)*0.55)+1.45
        iz = z_near(x_z,2)
        iz1 = z_near(x_z,4)
        iz2 = z_near(x_z,6)
        iz3 = z_near(x_z,8)
        iz4 = z_near(x_z,10)
        moy = (z_syy(iz) + z_syy(iz1) + z_syy(iz2) + z_syy(iz3) + z_syy(iz4))/5
        tot_nstr = tot_nstr - moy
        count = count + 1
    endloop
    syy_global = tot_nstr / count
end

```

ANNEXE 4

DÉPLACEMENT RELATIF DES COLONNES EN ROTATION

A4.1 Généralités

La comparaison des composantes de vitesse normales aux joints primaires entre deux colonnes permet de déterminer si, pour une vitesse de rotation arbitraire, ces colonnes de roche s'éloignent les unes des autres ou si elles se rapprochent. L'analyse cinématique débute par la détermination de la composante de vitesse absolue en tous points d'une colonne de roche en rotation. Ensuite, suit la mise en relation des colonnes entre elles, ce qui permet de calculer la vitesse de déplacement relative en fonction de la géométrie du système.

A4.2 Détermination de la vitesse absolue en tous points d'une colonne rigide en rotation

La figure A4.1 montre une colonne de roche de base « b_0 », de hauteur « h_0 » qui subit une rotation à vitesse angulaire « $\dot{\omega}$ » constante autour de l'origine « O » du système de coordonnées « XOY ». Le déplacement d'un point arbitraire « \bar{x}_0 » est régi par le tenseur « \bar{A} » (Irgens, 2008) qui permet de déterminer la position finale « \bar{x} » du point après qu'un temps « t » se soit écoulé (Communication personnelle avec Pierre Joyal, 2008).

$$\bar{x} = \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \quad (\text{A4.1})$$

$$\bar{x}_0 = \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix} \quad (\text{A4.2})$$

$$\bar{x} = \bar{\bar{A}} \cdot \bar{x}_0 \quad (\text{A4.3})$$

$$\bar{\bar{A}} = \begin{bmatrix} \cos(\dot{\omega}t) & -\sin(\dot{\omega}t) \\ \sin(\dot{\omega}t) & \cos(\dot{\omega}t) \end{bmatrix} \quad (\text{A4.4})$$

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\dot{\omega}t) & -\sin(\dot{\omega}t) \\ \sin(\dot{\omega}t) & \cos(\dot{\omega}t) \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix} \quad (\text{A4.5})$$

L'application du tenseur permet de retrouver les équations paramétriques du mouvement d'un point par rotation autour d'un axe fixe :

$$\begin{aligned} x &= x_0 \cdot \cos(\dot{\omega}t) - y_0 \sin(\dot{\omega}t) \\ y &= x_0 \sin(\dot{\omega}t) + y_0 \cdot \cos(\dot{\omega}t) \end{aligned} \quad (\text{A4.6})$$

La vitesse instantanée de déplacement « $\dot{\bar{x}}$ » au point « \bar{x} » s'obtient en dérivant les équations paramétriques du mouvement :

$$\dot{\bar{x}} = \begin{pmatrix} \dot{x} \\ \dot{y} \end{pmatrix} \quad (\text{A4.7})$$

$$\begin{aligned} \dot{x} &= -x_0 \cdot \dot{\omega} \cdot \sin(\dot{\omega}t) - y_0 \cdot \dot{\omega} \cdot \cos(\dot{\omega}t) \\ \dot{y} &= \dot{\omega} \cdot (x_0 \cdot \cos(\dot{\omega}t) - y_0 \cdot \sin(\dot{\omega}t)) \\ \dot{z} &= -\dot{\omega} \cdot y \end{aligned} \quad (\text{A4.8})$$

$$\begin{aligned}
 \dot{y} &= x_0 \cdot \dot{\omega} \cdot \cos(\dot{\omega}t) - y_0 \cdot \dot{\omega} \cdot \sin(\dot{\omega}t) \\
 \dot{y} &= \dot{\omega} \cdot (x_0 \cdot \cos(\dot{\omega}t) - y_0 \cdot \sin(\dot{\omega}t)) \\
 \dot{y} &= -\dot{\omega} \cdot x
 \end{aligned}
 \tag{A4.9}$$

$$\begin{aligned}
 \dot{\vec{x}} &= \begin{pmatrix} \dot{x} \\ \dot{y} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -\dot{\omega} \\ \dot{\omega} & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \\
 \dot{\vec{x}} &= \dot{\omega} \cdot \begin{pmatrix} -y \\ x \end{pmatrix}
 \end{aligned}
 \tag{A4.10}$$

Ainsi, à la position finale:

$$\vec{x} = \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}
 \tag{A4.1}$$

La vitesse instantanée du point est :

$$\dot{\vec{x}} = \dot{\omega} \cdot \begin{pmatrix} -y \\ x \end{pmatrix}
 \tag{A4.10}$$

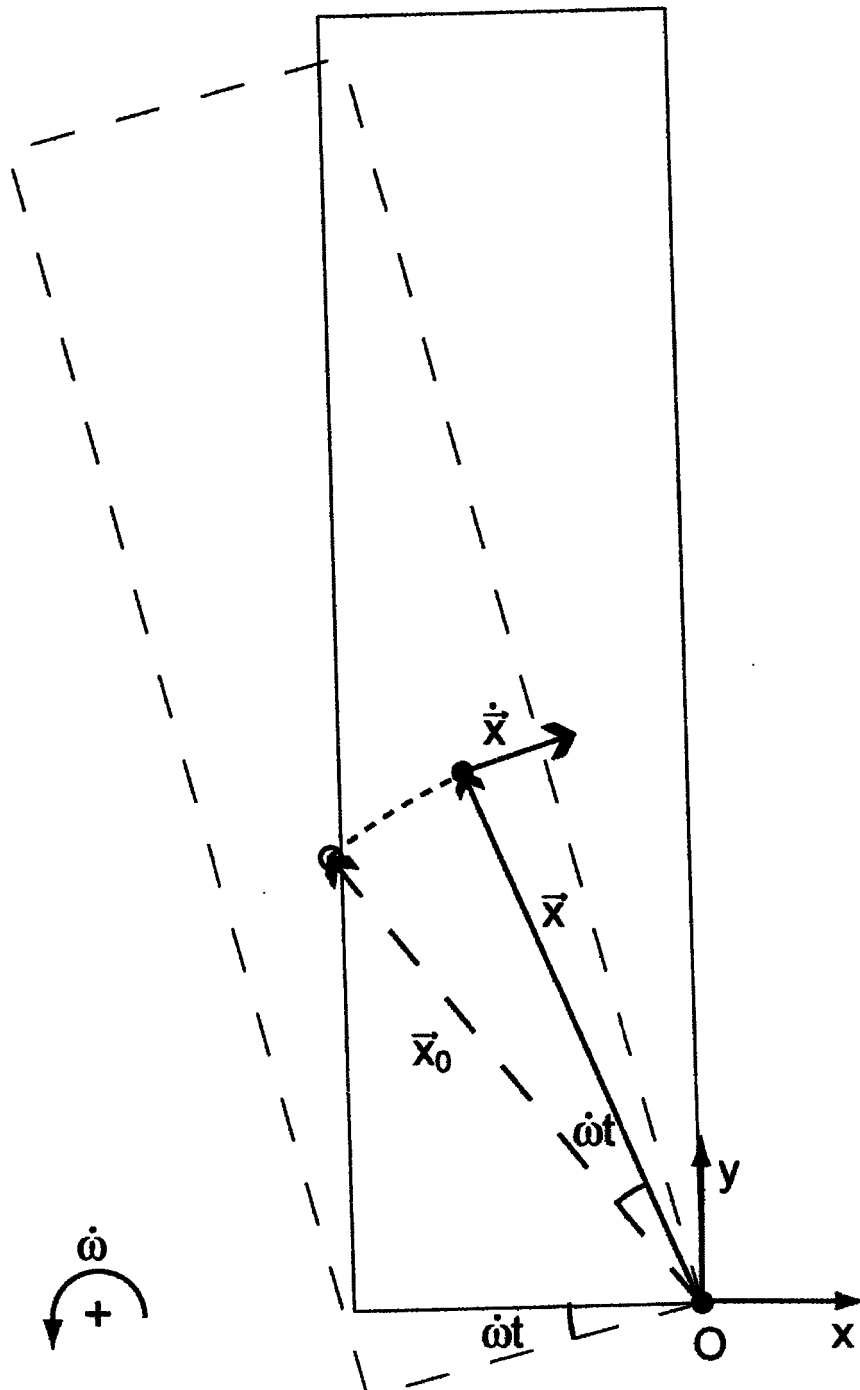


Figure A4.1 : Corps rigide en rotation référencé dans le système « XOY ».

A4.3 Translation du système de référence

Appliquons la translation :

$$\vec{c} = \begin{pmatrix} c_x \\ c_y \end{pmatrix} \quad (\text{A4.11})$$

au système de référence « XOY » pour définir un nouveau système de référence « UO'V » (figure A4.2). Il est possible de redéfinir la position finale « \vec{u} » et la vitesse instantanée de déplacement « $\dot{\vec{u}}$ » du même point arbitraire « \vec{u}_0 » ayant subi la même transformation par rotation « $\dot{\omega}t$ » du corps rigide autour du même point « O » si on applique la translation « \vec{c} » aux points « \vec{x}_0 » et « \vec{x} » :

$$\vec{u}_0 = \begin{pmatrix} u_0 \\ v_0 \end{pmatrix} = \vec{x}_0 + \vec{c} = \begin{pmatrix} x_0 + c_x \\ y_0 + c_y \end{pmatrix} \quad (\text{A4.12})$$

$$\vec{u} = \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = \vec{x} + \vec{c} = \begin{pmatrix} x + c_x \\ y + c_y \end{pmatrix} \quad (\text{A4.13})$$

Si on dérive « \vec{u} » pour obtenir « $\dot{\vec{u}}$ » :

$$\dot{\vec{u}} = \dot{\vec{x}} + \dot{\vec{c}} \quad (\text{A4.14})$$

Le vecteur de translation « \vec{c} » est constant et indépendant du temps, alors :

$$\dot{\vec{u}} = \dot{\vec{x}} + \vec{0} = \dot{\vec{x}} \quad (\text{A4.15})$$

Puisque le corps rigide subit la même rotation « $\dot{\omega}t$ » autour du même point de rotation « O », la position finale « \bar{x} » du point « \bar{x}_0 » demeure définie par le tenseur « \bar{A} » et la vitesse instantanée au temps « t » du point arbitraire « \bar{x} » est :

$$\dot{\bar{x}} = \dot{\omega} \cdot \begin{pmatrix} -y \\ x \end{pmatrix} \quad (\text{A4.10})$$

Ainsi :

$$\dot{\bar{u}} = \dot{\bar{x}} = \dot{\omega} \cdot \begin{pmatrix} -y \\ x \end{pmatrix} \quad (\text{A4.16})$$

En effectuant le changement de coordonnées :

$$\begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x + c_x \\ y + c_y \end{pmatrix} \quad (\text{A4.13})$$

La vitesse de déplacement au temps « t » du point « \bar{u} » dans le système de référence « UO'V » est :

$$\dot{\bar{u}} = \dot{\omega} \cdot \begin{pmatrix} -v + c_y \\ u - c_x \end{pmatrix} \quad (\text{A4.17})$$

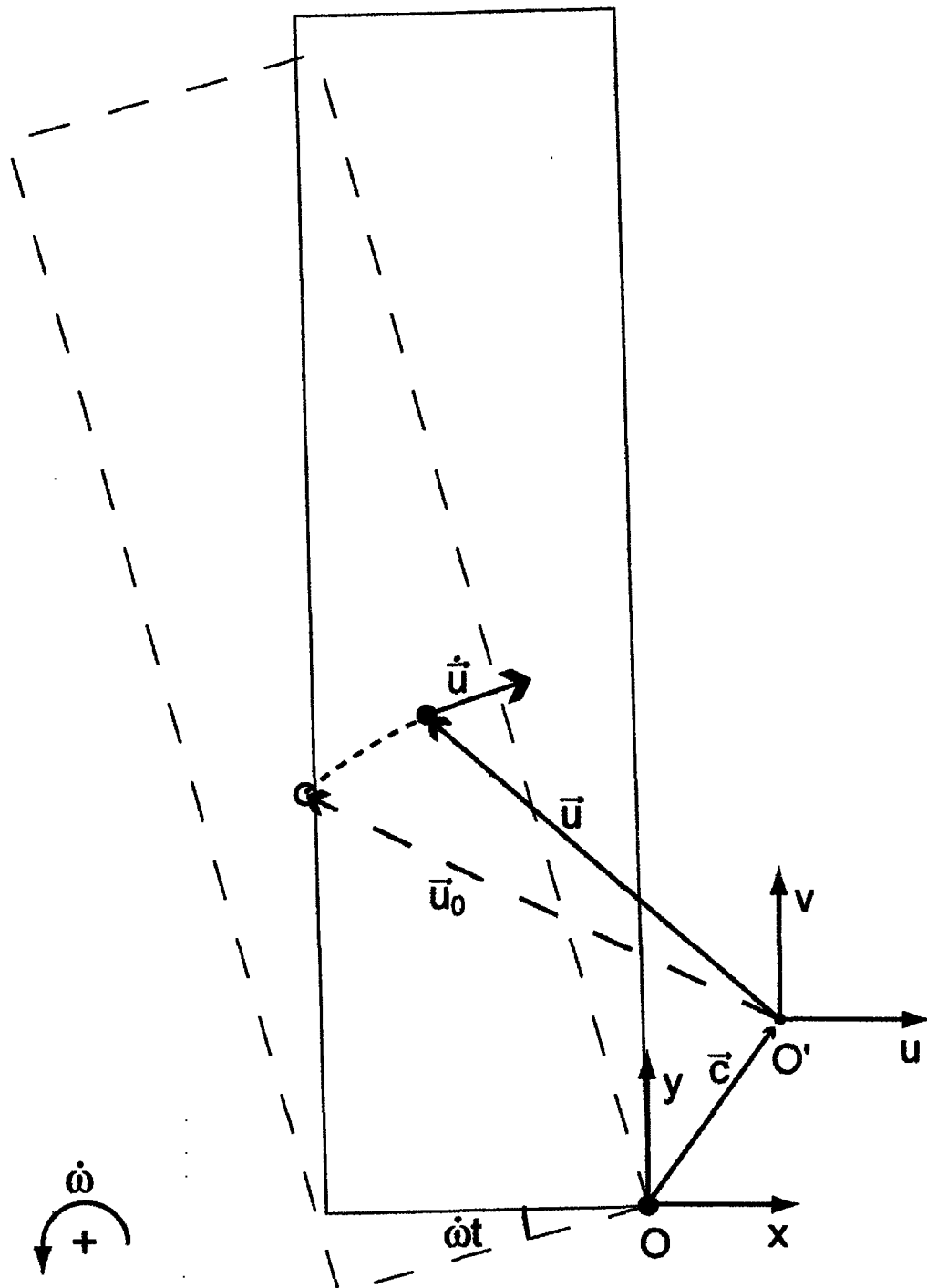


Figure A4.2 : Changement de système de référence.

A4.4 Déplacement relatif de deux colonnes en rotation

La détermination du déplacement relatif de deux colonnes adjacentes qui subissent chacune une rotation à vitesse angulaire constante « $\dot{\omega}$ » provient de la comparaison des vitesses de déplacement des points de références « R_1 » et « R_2 » considérés comme initialement superposés (figure A4.3). La colonne de gauche est définie comme étant la « colonne 1 » sur laquelle se situe le point « R_1 ». Cette colonne subit une rotation à vitesse angulaire constante « $\dot{\omega}$ » autour du pivot « O' ». La colonne de droite est définie comme étant la « colonne 2 » sur laquelle se situe le point « R_2 ». Cette colonne subit une rotation à vitesse angulaire constante « $\dot{\omega}$ » autour du pivot « O ». Les deux colonnes sont inclinées d'un angle « i » par rapport à l'horizontale. Deux systèmes de références « XOY » et « $UO'V$ » sont utilisés pour caractériser les vitesses des points « R_2 » et « R_1 ». La relation entre ces deux systèmes de référence est la translation suivante :

$$\bar{c} = \begin{pmatrix} c_x \\ c_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{b}{\cos \alpha} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A4.18})$$

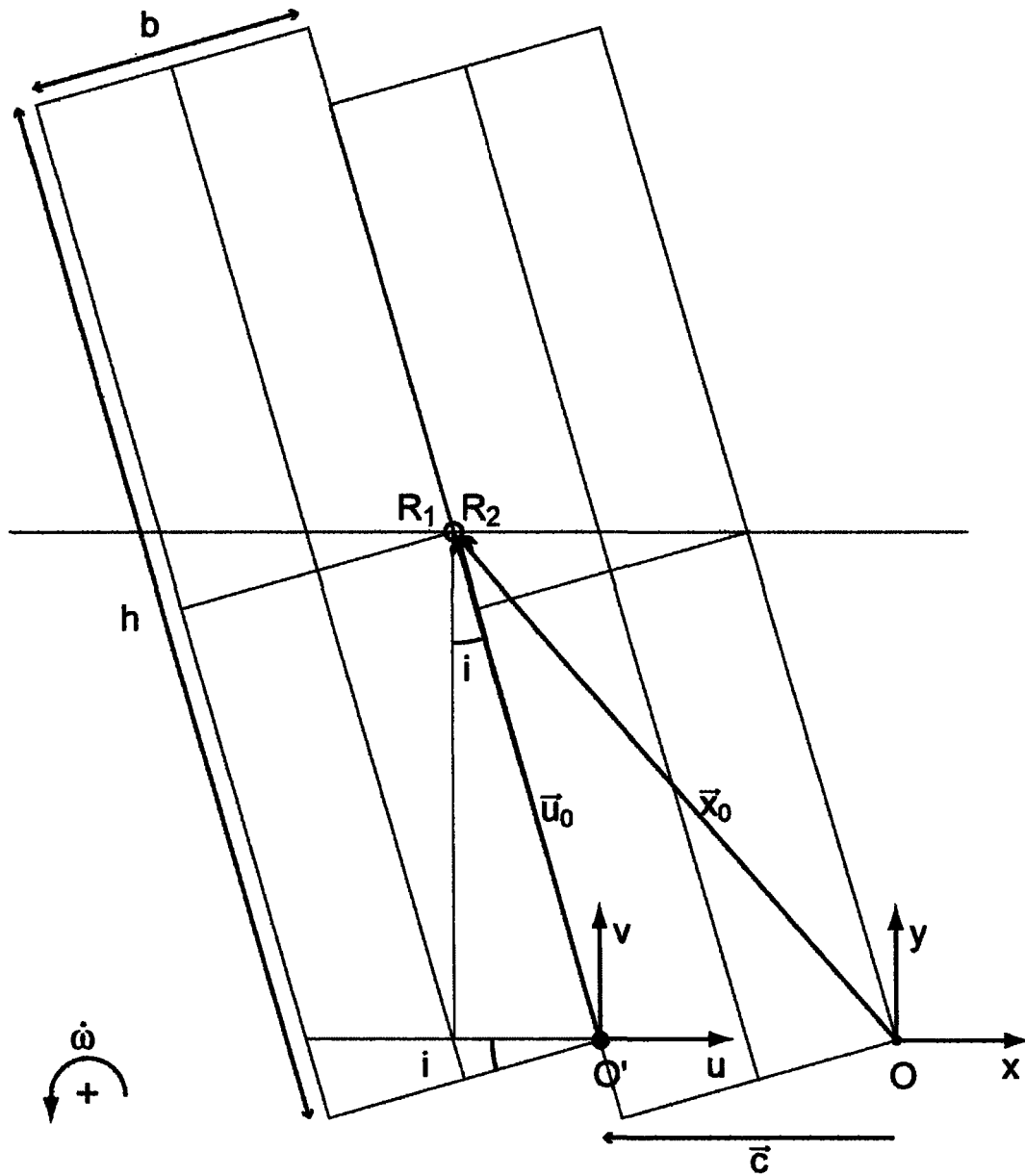


Figure A4.3 : Définition du système composé de deux colonnes adjacentes en rotation.

La position initiale des points « R_1 » et « R_2 » dans le système de référence « $UO'V$ » est « \bar{u}_0 ». La position initiale des points « R_1 » et « R_2 » dans le système de référence « XOY » est :

$$\bar{x}_0 = \bar{u}_0 + \bar{c} \quad (\text{A4.19})$$

La position au temps « t » du point « R_1 » dans le système de référence « $UO'V$ » est :

$$\bar{u}_{R1} = \bar{A} \cdot \bar{u}_0 \quad (\text{A4.20})$$

La vitesse instantanée au temps « t » du point « R_1 » dans le système de référence « $UO'V$ » est :

$$\dot{\bar{u}}_{R1} = \dot{\omega} \cdot \begin{pmatrix} -v \\ u \end{pmatrix} \quad (\text{A4.21})$$

La position au temps « t » du point « R_2 » dans le système de référence « XOY » est :

$$\bar{x}_{R2} = \bar{A} \cdot \bar{x}_0 \quad (\text{A4.22})$$

La vitesse instantanée au temps « t » du point « R_2 » dans le système de référence « XOY » est :

$$\dot{\bar{x}}_{R2} = \dot{\omega} \cdot \begin{pmatrix} -y \\ x \end{pmatrix} \quad (\text{A4.23})$$

En changeant de système de référence, la vitesse instantanée au temps « t » du point « R_2 » dans le système de référence « $UO'V$ » est :

$$\dot{\vec{u}}_{R2} = \dot{\vec{x}}_{R2} = \dot{\omega} \cdot \begin{pmatrix} -y \\ x \end{pmatrix} = \dot{\omega} \cdot \begin{pmatrix} -v - c_y \\ u + c_x \end{pmatrix} \quad (\text{A4.24})$$

La vitesse relative de déplacement du point « R_2 » par rapport au point « R_1 » dans le système de référence « $UO'V$ » est (figure A4.4) :

$$\dot{\vec{u}}_{R2/R1} = \dot{\vec{u}}_{R2} - \dot{\vec{u}}_{R1} \quad (\text{A4.25})$$

$$\dot{\vec{u}}_{R2/R1} = \dot{\omega} \cdot \begin{pmatrix} -v - c_y \\ u + c_x \end{pmatrix} - \dot{\omega} \cdot \begin{pmatrix} -v \\ u \end{pmatrix} = \dot{\omega} \cdot \begin{pmatrix} -c_y \\ c_x \end{pmatrix} \quad (\text{A4.26})$$

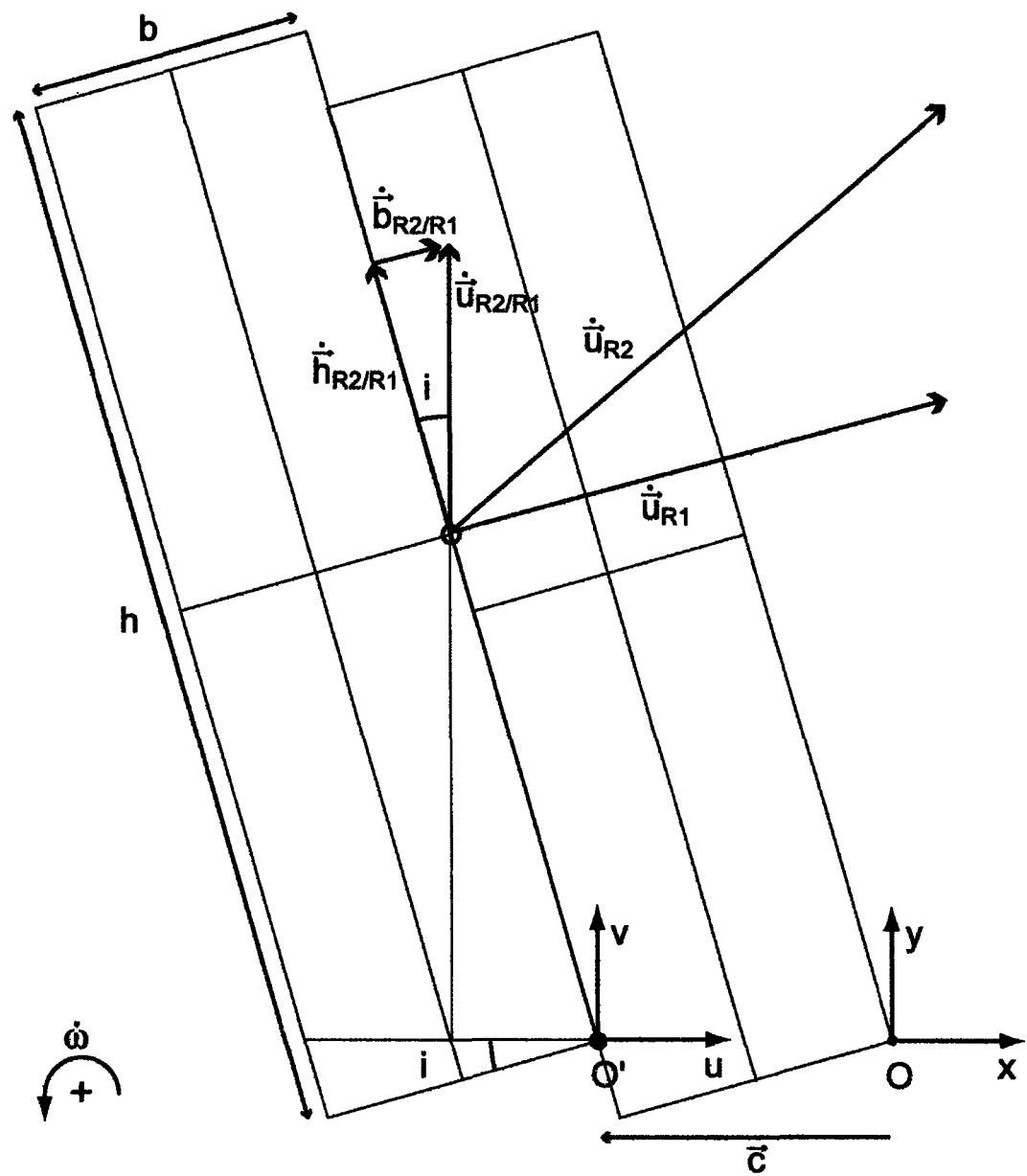


Figure A4.4 : Vitesse relative de déplacement des colonnes en rotation.

A4.5 Rotation du système de référence

Appliquons la rotation « i » au système de référence « UOV » pour définir un nouveau système de référence « BOH » (figure A4.5). La rotation du système de référence permet d'évaluer la vitesse relative du point « R_2 » par rapport au point « R_1 » selon des axes normal et parallèle aux côtés des colonnes :

$$\dot{\vec{b}}_{R2/R1} = \bar{\bar{R}} \cdot \dot{\vec{u}}_{R2/R1} \quad (\text{A4.27})$$

$$\bar{\bar{R}} = \begin{bmatrix} \cos i & \sin i \\ -\sin i & \cos i \end{bmatrix} \quad (\text{A4.28})$$

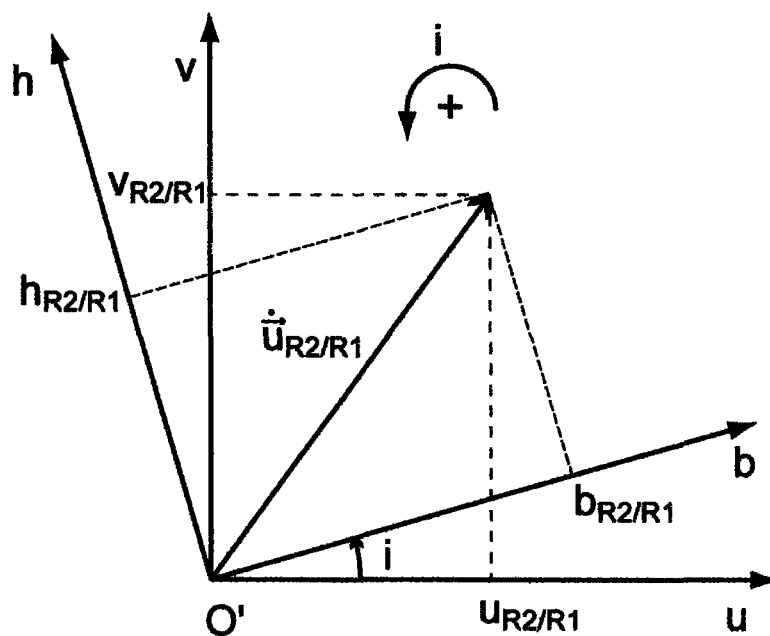


Figure A4.5 : Rotation du système de référence

Ainsi :

$$\dot{\vec{b}}_{R2/R1} = \begin{pmatrix} b_{R2/R1} \\ h_{R2/R1} \end{pmatrix} = \dot{\omega} \cdot \begin{bmatrix} \cos i & \sin i \\ -\sin i & \cos i \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} -c_y \\ c_x \end{pmatrix} \quad (\text{A4.29})$$

$$\dot{\vec{b}}_{R2/R1} = \begin{pmatrix} b_{R2/R1} \\ h_{R2/R1} \end{pmatrix} = \dot{\omega} \cdot \begin{pmatrix} c_x \cdot \sin i - c_y \cdot \cos i \\ c_x \cdot \cos i + c_y \cdot \sin i \end{pmatrix} \quad (\text{A4.30})$$

A4.6 Interprétation

Considérant que le vecteur de translation « \vec{c} » est :

$$\vec{c} = \begin{pmatrix} c_x \\ c_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{b}{\cos i} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A4.18})$$

La vitesse normale relative du point « R_2 » par rapport au point « R_1 » est donnée par :

$$b_{R2/R1} = \dot{\omega} \cdot (c_x \cdot \sin i - c_y \cdot \cos i) \quad (\text{A4.31})$$

Donc :

$$b_{R2/R1} = -\dot{\omega} \cdot b \cdot \tan i \quad (\text{A4.32})$$

Lorsque « $b_{R2/R1} > 0$ », les points de référence s'éloignent les uns des autres :

$$b_{R2/R1} = -\dot{\omega} \cdot b \cdot \tan i > 0 \quad (\text{A4.33})$$

Considérant que l'épaisseur « b » est positive et non nulle :

$$\dot{\omega} \cdot \tan i < 0 \quad (\text{A4.34})$$

Considérant l'intervalle « $-90^\circ < i < 90^\circ$ » selon la même convention angulaire que celle utilisée pour référencer l'angle de dilatance (§4.3 et figure 4.3c), il est possible de déterminer que la relation (A4.34) est vraie si et seulement si « i » et « $\dot{\omega}$ » sont de signes opposés. Pour une rotation horaire des colonnes « $\dot{\omega} < 0$ » telle que proposée à la figure 4.3b (§4.3), les colonnes s'éloigneront l'une de l'autre si leur inclinaison initiale se situe dans l'intervalle « $0 < i < 90^\circ$ ».

ANNEXE 5
PUBLICATIONS

A5.1 Articles dans périodiques avec comité de lecture

Noël, J.-F., and Archambault, G. (in press) Numerical simulation of kink zone instability in fractured rock masses. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, 10 p.

A5.2 Articles de compte-rendu de conférences avec comité de lecture

Noël, J.-F., and Archambault, G. 2006. A numerical modeling attempt of failure in jointed rock masses by kink zone instability. *Proc. 41th US Rock Mechanics Symposium, Golden, CO.*, 12 p.

Noël, J.-F., and Archambault, G. 2007. Boundary conditions effects on the formation of kink bands in fractured rock masses. *Proc. 1st Canada-U.S. Rock Mechanics Symposium, Vancouver, BC.*, 6 p.

Noël, J.-F., and Archambault, G. 2008. Analytical failure criterion for kink zone instability. *Proc. 42nd U.S. Rock Mechanics Symposium, San Francisco, CA.*, 7 p.



Numerical simulation of kink zone instability in fractured rock masses

J.-F. Noël*, G. Archambault

Université du Québec à Chicoutimi, 555 Boul. de l'Université, Saguenay, Québec, Canada, G7H 2B1

ARTICLE INFO

Article history:

Received 9 June 2008
 Received in revised form
 5 February 2009
 Accepted 6 February 2009

Keywords:

Kink
 Buckling
 UDEC
 Numerical simulation
 Rock mass
 Failure criterion

ABSTRACT

This paper investigates the conditions favourable to the development of a kink zone instability in jointed rock masses in relation with joint properties such as friction angle, frequency of occurrence, and orientation. Numerical simulations using the distinct element code UDEC shows that kink zone instabilities develop when primary joints are oriented from 5° to 30° relatively to the major principal stress under confining pressures below 5.0 MPa. Also, results allow the definition of a failure criterion for kink zone instabilities based on geometrical properties related to the dilatancy rate. The failure criterion is $\tau_{kz} = \sigma_n \tan \psi$ where ψ is defined as the rotational dilatancy angle.

© 2009 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

The stability of rock slopes, underground openings and other excavations in intensely foliated or in jointed rock masses, may be at risk with an unusual failure mode by kink zone instability (KZI). This deformation structure is a tabular zone, transverse to joints, bounded by sub-parallel surfaces called kink planes (KP). The “internal” layers (those between the KPs) are sharply deflected and rotated with respect to the “external” ones. This type of instability is developed by buckling instability in brittle, ductile foliated or layered rock. Jointed and fractured rock masses also show the development of KZI as a mode of failure or deformation. Goodman and Kieffer [1] classified this mode of failure as “buckling” and “kink band slumping”. Geomechanical designs of excavations in jointed and foliated rock masses rarely take into account such a mode of failure, and very few studies considered this problem.

KZI has been observed within biaxial tests on rectangular block models composed of square cross-section rods, piled up in a staggered joint pattern (Fig. 1) [2–5]. While some important parameters were tested (joints orientation and frequency; confining pressure), paucity of the data lead to incomplete interpretation of the phenomenon. Recently, numerical modelling, using the 2D distinct element code UDEC, has proven to be suitable to simulate the formation of KZI within rock slopes [6,7] and to reproduce numerically physical biaxial tests [8,9]. Various joint parameters (orientation, surface friction, stiffness) and

boundary conditions (confining pressure, boundary friction) were tested on the numerical biaxial model [8], but the high deformation rates used simulated more a dynamic loading than a static one. Optimal boundary conditions to simulate KZI in a numerical model under static biaxial loading were determined [9], but no new data on the governing parameters were given.

The present paper considers the effects of the governing parameters (joint frequency, confining pressure, primary joints surface friction, and primary joints orientation) on the jointed rock mass strength and on the KZI's geometry. New results come from numerical simulations using UDEC software, and are compared with physical biaxial tests from the literature [2]. Representation of failure envelopes in the Mohr τ - σ_n space leads to the definition of a failure criterion based only on dilatancy.

2. Basic concepts of KZI

Kinking is the result of buckling instability and unstable yielding on planes of anisotropy. The main mechanisms of this rotational deformation are passive slip along the planes and simultaneous rotation of these planes. Phenomenological models, geometrical properties, and deformation characterization are developed in the geology literature on kink banding in strongly foliated rock bodies [10–17]. KZIs are characterized by the angular relationships between α , β , ω , θ_{KZ} and the width (W) (Fig. 2).

2.1. Geometry and formation

Two general models have been proposed to explain the formation of kink bands in highly foliated geological material: a

* Corresponding author. Tel.: +1 418 545 5011x5646; fax: +1 418 545 5012.
 E-mail addresses: jean-francois.noel1@uqac.ca, jfnoel@uqac.ca (J.-F. Noël).

ductile "hinge-migration model" [12] and a brittle "rotational model" [14,15]. The hinge-migration model assumes that a kink band is initiated as a small lensoid structure. At first, it propagates longitudinally and then it widens by lateral migration of the KP during progressive deformation. In this model, it is assumed that the volume and the foliation spacing are conserved so that no dilatancy occurs. This model is dependent upon the concept of an ideal foliated body in which the fundamental mechanism of plastic deformation is glide on closely spaced surfaces parallel to the foliation [12]. Implicit in this model is the folding and unfolding of the internal foliation as the KP change their positions. The rotational model proposes that kink bands forms as segments of constant length rotate between KP of fixed orientation in space.

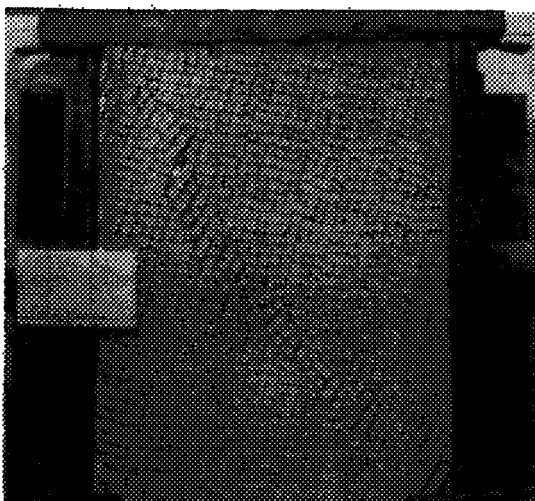


Fig. 1. Kink development in a biaxial test on small concrete rods [2].

Kink bands are assumed to be generated parallel to surfaces of high shear stress [11,14–16]. The positions and attitudes of KP are proposed to be determined with the first deformation at infinitesimal strain, depending of the authors, $\theta_{KP} = \pm 45^\circ$ [13,14] or $\theta_{KP} = \pm(45^\circ + \phi/2)$ [18] to the maximum principal stress (Fig. 2A). During deformation, θ_{KP} and α remain constant. With progressive deformation, the internal segments of constant geometry (b, h, r, φ) rotate from an initial angular position β_0 to a final angular position β determined by the amount of rotation ω (Fig. 2B). The rotation is performed by layer-parallel passive slip and leads to an important dilatancy. The total volume variation, reflected by the width variation of the kink band, is composed of segment delamination and triangular openings at the hinges (Figs. 1 and 2). Rotation may continue until the delaminated segments return in contact one to the other in an orientation such that passive slip is no longer possible, restricted by a locking phenomenon. Further deformation of the rock mass is then accomplished by faulting along KPs [14]. Formation of KZI in both physical and numerical biaxial tests shows important similarities with the brittle rotational model of kink bands. In these tests (numerical and physical), rotation of segments of fixed length between KP of fixed orientation is observed, and important dilatancy occurs during deformation. For these reasons, the hinge-migration model has been rejected. However, the position and attitude of KP seems to be related to primary joints orientation, as presented and discussed later in this paper.

2.2. Stress–strain–dilatancy behaviour

A four-step stress–strain–dilatancy behaviour for kink banding was first proposed by Archambault and Ladanyi [19] (development zone, evolution zone, locking zone, and gliding zone), but in both physical and numerical simulations complete failure occurred before the locking zone so the two first steps were then sub-divided in five refined ones [9] (Fig. 3). The first step (A) is defined as "joints closure and elastic mobilization" because a linear increase in stress is associated with a negative dilatancy

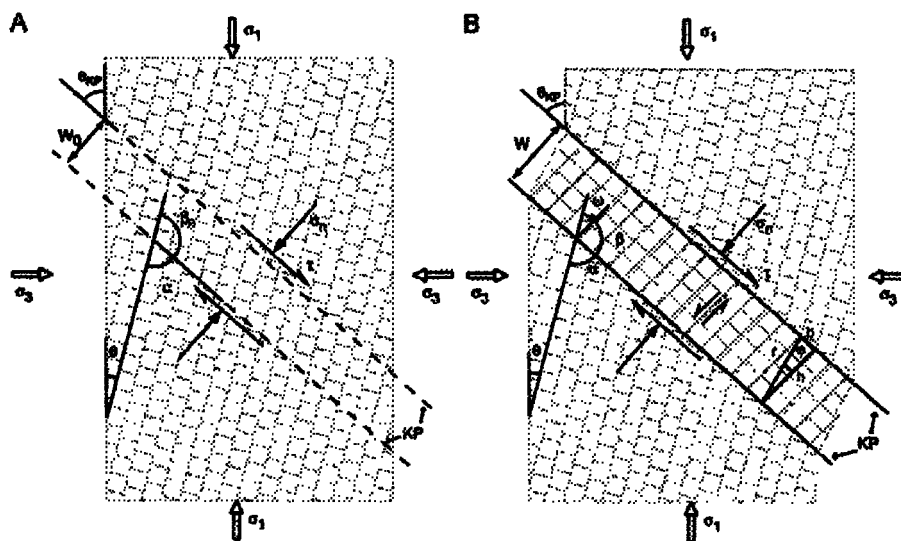


Fig. 2. Geometry of ideal kink band in jointed rock material. (a) KP's attitude determination. (b) After the internal segments rotation of ω degrees.

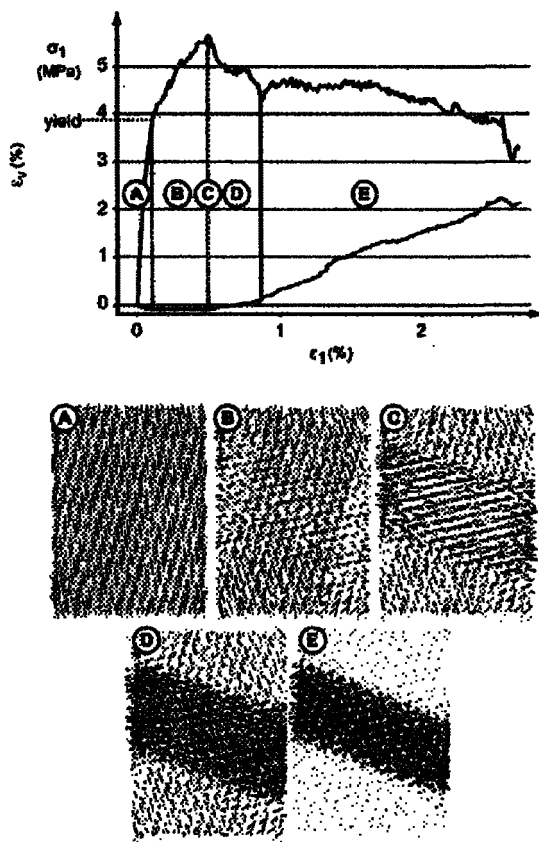


Fig. 3. Model's strength and dilatancy. Top curve: strength; bottom curve: dilatancy. Legend: axial strength (σ_1); axial strain (ϵ_1); volume variation (ϵ_v). Bottom diagrams: finite strain tensors [9].

while strain (axial compression) is homogeneous through the model. The second step (B) represents the "dilatancy mobilization" because the rate of dilatancy passes from negative to zero, and stress increment is not linear anymore. Omitting the two lateral triangular unwanted boundary disturbances, lateral expansion becomes noticeable in the middle part of the model and the KZI geometry is defined. This step leads ends at the peak strength (C). From this point, the rate of dilatancy becomes positive and lateral expansion becomes dominant in the KZI. The fourth step (D) is defined as "kink zone instability initiation" because unstable rotation and passive slip occurs and leads to a drop in axial stress. The rate of dilatancy increases rapidly, strain tensors indicate rotational behaviour inside KZI and a decreasing axial compression is shown outside KZI. The last step (E) corresponded to the "kink zone instability development" because rotational deformation occurs at constant stress and is localized in the KZI. This part is associated with positive dilatancy at near constant rate.

2.3. Definition of dilatancy within KZI

Dilatancy comes from the straightening of rotating segments within KZI [14]. It can be defined as (Fig. 4):

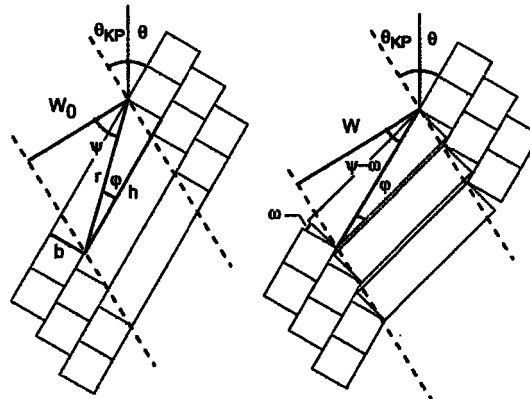


Fig. 4. Determination of dilatancy within KZI (see text).

$$\frac{\Delta V}{V_0} \sim \frac{\Delta W}{W_0} = \frac{W - W_0}{W_0} \quad (1)$$

where

$$W_0 = r \cos \psi \quad (2)$$

and

$$W = r \cos(\psi - \omega) \quad (3)$$

Substituting Eqs. (2) and (3) into Eq. (1), and resolving, yields

$$\frac{\Delta W}{W_0} = \frac{\cos(\psi - \omega)}{\cos \psi} - 1 \quad (4)$$

The width variation, so the volume variation, is related to the amount of rotation of the segments (ω) and to the initial internal angle (ψ). We define this internal angle as the "dilatancy angle" (ψ):

$$\psi = 90^\circ - \theta_{KP} - \theta + \varphi \quad (5)$$

where ψ is the dilatancy angle, $90^\circ - \theta_{KP}$ is the KZI inclination, θ is the primary joints orientation, φ is the angular correspondence of slabs slenderness, and $\tan \theta \beta$.

3. UDEC numerical model

3.1. Base model's parameters

The model's geometry used for UDEC simulations of kink banding in heavily jointed rock masses is represented in Fig. 5. The proposed geometry, blocks and joints properties had been defined to represent the physical model developed by Archambault [2]. The base model dimensions and parameters are listed in Table 1. The steel platens are assumed to be fully elastic with no possible failure. This assumption is valid because the steel's yielding point is far greater than the model's strength. The shear strength of the joints and the strength of the block material are limited by linear Mohr-Coulomb envelopes. Model failure and kink zone behaviour are determined by monitoring parameters such as block or grid-point velocities, stresses, and displacements. These parameters are computed with FISH, the programming language embedded within UDEC, and used to create stress-strain, and dilatancy-strain curves from which the mechanical behaviour is inferred (pre-peak deformation, peak stress, and post-peak deformation). Because kink banding is a deformation characterized by strain localization, the computation of volume variation is done for a

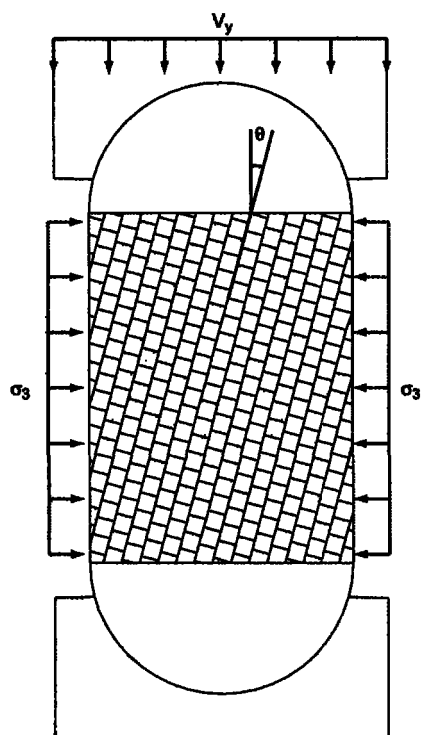


Fig. 5. Numerical model's geometry (see text).

zone centred on the KZI. In this way, unwanted lateral boundary effects are omitted.

3.2. Boundary conditions and loading procedure

The block model is axially loaded between steel platens. The upper platen is free to move axially and laterally so KZI will freely develop [9]. Axial displacement of the upper platen is fixed at a constant rate (V_y). The lower platen is fixed. In order to be more representative of natural conditions, lateral confining pressure (σ_3) is applied laterally on the block model without intermediary steel platens (Fig. 5). This is an amelioration of Archambault's [2] physical model where confining pressure became unevenly applied when the model started to deform due to the presence of rigid lateral platens. A typical loading path is divided into two steps. First, the confinement step where the upper platen is fixed and confining pressure is applied laterally. The computations are done until a near equilibrium state is reached. Then, the loading step where a fixed velocity is applied on the upper platen. The computations are done until a KZI is well defined or until blocks overlaps became greater than expected joint relative normal displacement.

3.3. Rate of deformation

Deformation rate has important influence on the strength and behaviour of the model [9], because it controls the strain localization essential to the development of KZI. While small deformation rate allows the strain localization and the KZI formation, high deformation rate prevents them (Fig. 6). Simulations were conducted using a single deformation rate of $0.6\% \text{ min}^{-1}$, because it shows good agreement of strength and deformation behaviour [9] with those of Archambault's [2] physical biaxial tests.

3.4. Tested parameters

Four governing parameters have been systematically tested with the numerical models. These parameters are the confining pressure (σ_3), the primary joints surface friction (ϕ), the joint frequency (f), and the primary joints orientation (θ). The tested values are listed in Table 1.

4. Results

KZI developed when primary joints orientation (θ) is between 5° and 30° under certain conditions. Loading when θ is 15° or 25° always leads to KZI formation. Loading when θ is 5° leads to KZI formation only for small confining pressure (0.5 MPa). KZI formation when θ is 30° occurs only for high joint frequency ($f \geq 3 \text{ m}^{-1}$) and low primary joints surface friction ($\phi \leq 30^\circ$). No KZI were observed for θ of 45° ; instead, sliding occurs on a joint.

As expected, the governing parameters influence the model's axial strength, but also the two important geometrical KZI's characteristics: the KZI inclination ($90^\circ - \theta_{KZI}$) and the internal rotating segment slenderness (b/h) (Fig. 2). In this section, results show the variations of axial strength, followed by results concerning KZI inclination and an analysis of the variations rotating segments slenderness. (For clarity of the figures, only the more representative data are presented.)

Table 1
Properties and parameters of the numerical base model.

	Blocks and joints properties		
	Blocks ^a	Platens ^b	Joints
Type	Concrete	Steel	-
Density: ρ (kg m^{-3})	2700	7800	-
Friction: ϕ (°)	30	-	20, 30, 40
Cohesion: c (MPa)	5.92	-	0.0
Shear modulus: G (GPa)	4.94	76.8	-
Bulk modulus: K (GPa)	5.61	68.7	-
ECS: E_c (MPa)	24.82	-	-
Tensile strength: T_c (MPa)	2.76	-	-
Joint normal stiffness: K_n (GPa m^{-1})	-	-	3.6 ^c
Joint shear stiffness: K_s (GPa m^{-1})	-	-	6.5 ^c
Model dimensions			
Height (m)	10		
Width (m)	7.5		
Joints orientation: θ (°)	5, 15, 25, 30, 45		
Joint frequency: f (m^{-1})	2.0, 3.0, 4.0		
Boundary conditions			
Confining pressure: σ_3 (MPa)	0.5		
Deformation rate: V_y (cm min^{-1})	0.6		

^a [2].

^b [20].

^c Determined in laboratory, not published.

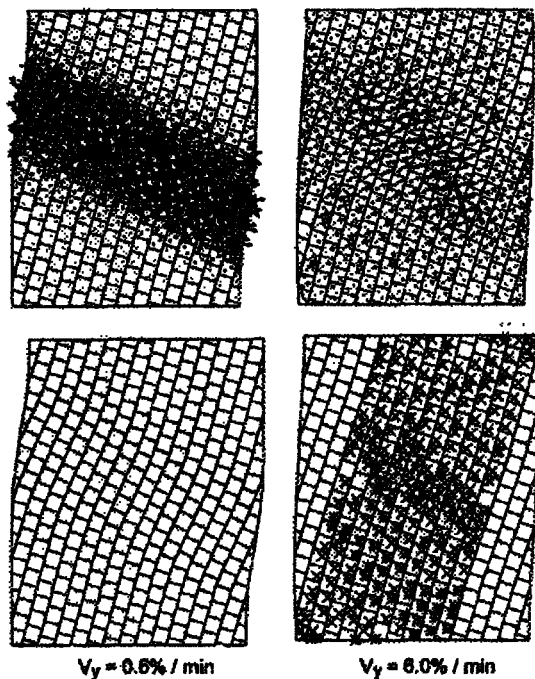


Fig. 6. Effect of the rate of deformation on the strain localization. Top: finite strain tensors. Bottom: Internal failures of blocks. Zones at yield surface (•) or yielded in past (X).

4.1. Variation of model's axial strength

Model's axial strength is defined as the yield point between elastic mobilization and dilatancy mobilization (limits A and B in Fig. 3). It represents the maximum stress that the model can bear before KZI formation process starts. Axial strength associated with confining pressure are assumed to represent the major and minor principal stresses at failure because no shear stresses are applied on the block model's boundaries (Fig. 2). From these stresses, the model's shear strength (τ , Fig. 2) can be calculated. Fig. 7A shows the effect of confining pressure (σ_3), primary joints surface friction (ϕ) and joint frequency (f) on axial strength when the primary joints orientation (θ) is 15° . First, a good agreement is observed between axial strength from physical ($f = 4 \text{ m}^{-1}$; $\phi = 40^\circ$) and numerical results. While the general trend of the variation of axial strength is similar, numerical results are slightly lower than those in the physical ones. Second, considering the confining pressure interval from 0.5 to 5.0 MPa, the axial strength is linearly related with confining pressure. The rate of axial strength variation is a function of primary joints surface friction. Third, the effect of joint frequency on axial strength is independent of confining pressure. An increase of joint frequency leads to a small decrease of axial strength. At low confining pressure, the effect of joint frequency is of the same amplitude as the effect of primary joints friction surface on the variation of axial strength. At high confining pressure, the effect of joint frequency becomes negligible compared with the one from primary joints surface friction. Fig. 7B shows the effect of primary joints orientation (θ) on axial strength for a confining pressure of 0.5 MPa. Similarly to the physical tests results (dashed line), axial strengths from numerical simulations rapidly decrease when the primary joints

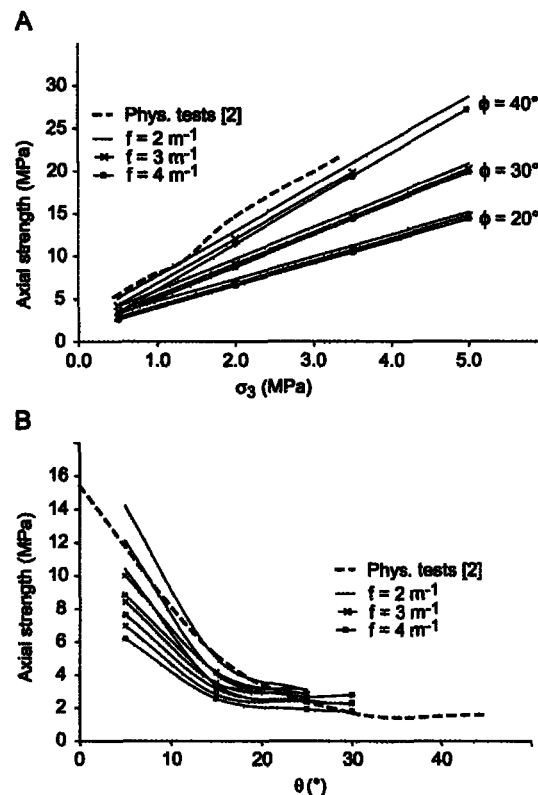


Fig. 7. Effect of governing parameters on axial strength. (a) Fixed primary joints orientation of $\theta = 15^\circ$. (b) Fixed confining pressure of $\sigma_3 = 0.5 \text{ MPa}$.

orientation (θ) passes from 5° to 30° . Good agreement is observed between physical and numerical results. Axial strength variation is more sensitive to joint frequency when the primary joints orientation (θ) is 5° .

4.2. Variation of KZI inclination ($90^\circ - \theta_{KP}$)

KZI inclination has a direct effect on the determination of model's shear strength because it is analogous to the orientation of a failure plane on which normal and shear stresses can be resolved. Also, KZI inclination affects the angular relationship between KP and primary joints orientation. This defines the inclination of the rotating segments within the KZI and has an important effect on dilatancy. Important variation of KZI inclination is observed, and values range from 44° to 79° . This behaviour was not observed in the physical tests [2] where the KZI's inclination has an around constant value of 45° . Fig. 8A shows the effect of primary joints surface friction (ϕ), primary joints orientation (θ), and joint frequency (f) on KZI inclination when the confining pressure (σ_3) is 0.5 MPa. First, as primary joint surface friction increases, KZI's inclination increases too, but in an irregular manner. Second, primary joints orientation has the most important effect on KZI's inclination. As primary joints are sub-vertical (θ passing from 25° to 5°), KZI's inclination is more sub-horizontal by about the same angle. In fact, the angle between KP and primary joints dip angle ("external" angle ($\alpha = \theta + \theta_{KP}$), Fig. 2)

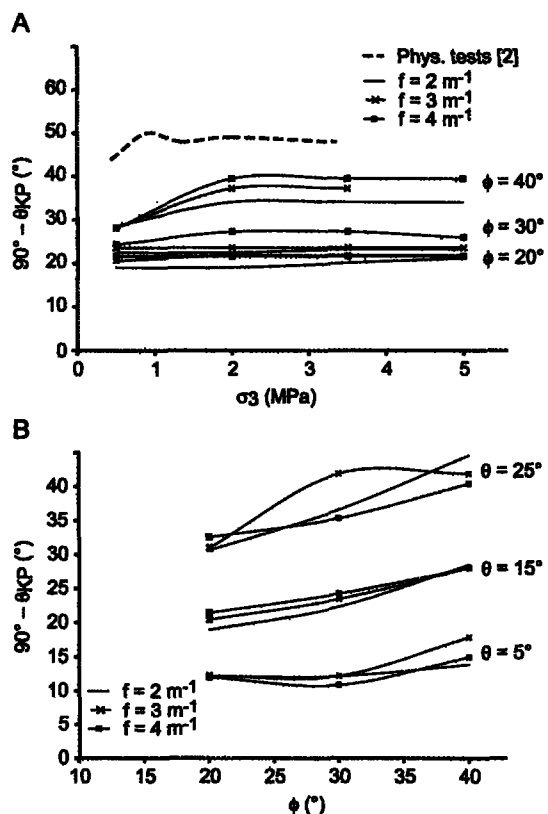


Fig. 8. Effect of governing parameters on KZI inclination. (a) Fixed primary joints orientation of $\theta = 15^\circ$. (b) Fixed confining pressure of $\sigma_3 = 0.5 \text{ MPa}$.

shows no variation with primary joints orientation. It is nearly constant and takes a mean value of $79.0^\circ \pm 5.5^\circ$ (Fig. 9). Finally, confining pressure and joint frequency seem to have no effect on KZI's inclination (Fig. 8A).

4.3. Variation of the internal rotating segment slenderness (b/h)

The internal rotating segment slenderness affects directly the width (W) variation of the KZI during rotation. An increase of the segments slenderness leads to a decrease of the width variation [11]. As explained previously, dilatancy is reflected by this width variation, and because dilatancy acts against the normal stress in the KZI, it is presumed to have an important effect on the shear strength of the KZI and ultimately affects the model's axial strength [19]. Fig. 10 shows the effect of governing parameters on rotating segments slenderness. Decreasing slenderness (increasing b/h ratio) is observed for increasing primary joints surface friction (Fig. 10A) and increasing primary joints orientation (Fig. 10B). High joint frequency produces more slender rotating segments (i.e. lower b/h ratio, Fig. 10C) and less resistant models (Fig. 7A). Because joint frequency influences only rotating segments slenderness, the joint frequency—segments slenderness—axial strength relation is probably straightforward. Confining pressure seems to have no effects on segments slenderness (Fig. 10D) in opposition to the results of Archambault's [2] physical biaxial tests.

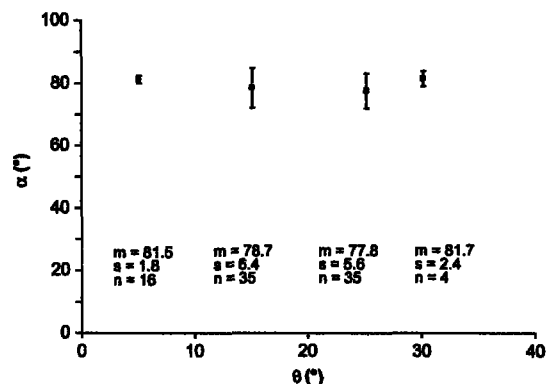


Fig. 9. Statistical relation between primary joints orientation (θ) and KZI's external angle (α). Each point is characterized by a mean value (m), and standard deviation (s) computed from a number of data (n).

5. Discussion

5.1. Geometrical divergences between numerical and physical models

Differences of KZI geometry (inclination and width), and of KZI conditions of formation as been reported between numerically formed KZI and physically formed KZI. These differences are probably due to the different boundary conditions between the two models and the irregularity of the joints in the physical model. In the physical model, the confining pressure is unevenly applied on the lateral boundaries of the model throughout the deformation. The confining pressure rapidly concentrates at the bottom-right and top-left lateral boundaries due to the lateral displacement of the block model's upper part and may forces the KZI geometry. Despite these differences, no critical differences are observed in numerical and physical shear strength, as discussed in the following section.

5.2. Model's shear strength

Shear strength of the model comes from the resolution of axial and lateral stresses on the KP associated with the importance of dilatancy that occurs within the KZI. Three values are needed to resolve normal (σ_n) and shear (τ) stresses on the kink plane (Fig. 2): confining pressure (σ_3); model's axial strength (σ_1); KZI's inclination ($90^\circ - \theta_{KP}$). Dilatancy is characterized by the dilatancy angle (ψ) and the amount of rotation (ω) of internal rotating segments. Fig. 11 shows failure envelopes for different KZI affected by different primary joint surface friction and joint frequency, in these cases, the primary joints orientation is $\theta = 15^\circ$. First, for similar parameters ($\phi = 40^\circ$; $f = 4 \text{ j/m}$; $\theta = 15^\circ$), good agreement is observed between numerical and physical results despite some differences in KZI geometry (θ_{KP} and slabs slenderness). Again, the numerical simulations are validated by the physical tests. Second, shear resistance for sliding on secondary joints leading to a decrease of interlocking of the rock mass has been calculated with LADAR model [21] (dotted line, considering secondary joints surface friction angle, $\phi_{sec} = 20^\circ$). Comparison with simulated KZI's shear resistance confirms that rotational deformation leads to a far smaller shear resistance than sliding behaviour. Third, slopes of failure envelopes represent the model's resistance to the deformation. Because they are not representative of primary joints friction angle (ϕ), the model's resistance is not a sliding resistance

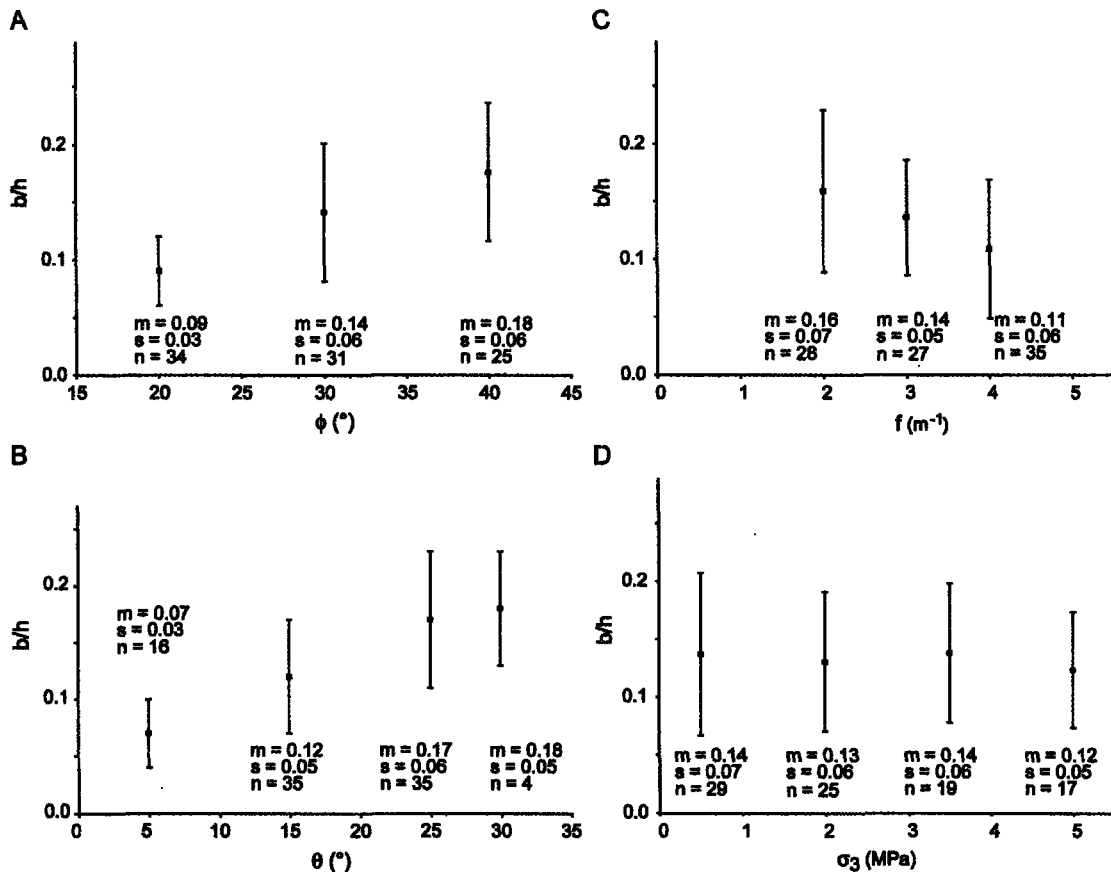


Fig. 10. Effect of governing parameters on rotating segments slenderness. (a) Joint friction surface (ϕ), (b) Primary joints orientation (θ), (c) Joints frequency (f), (d) Confining pressure (σ_3). Each point is characterized by a mean value (m), and standard deviation (s) computed from a number of data (n).

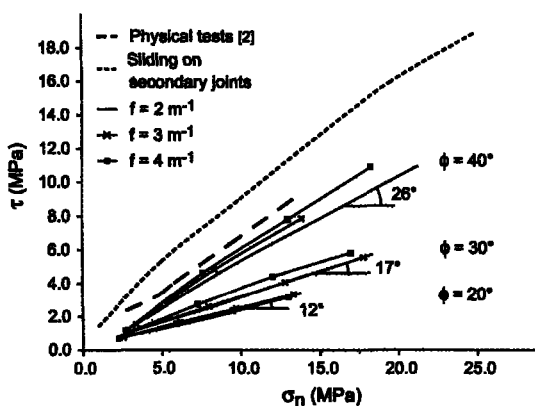


Fig. 11. KZI's failure envelopes for a fixed primary joints orientation of $\theta = 15^\circ$.

due to frictional contacts. Because the KZI deformation is a rotational deformation, it is proposed that the slope of the failure envelopes represents a rotational resistance. Being related to

dilatancy [19], this resistance can be defined by the dilatancy angle (ψ). Finally, numerically determined failure envelopes are linear within the limits of the simulation's parameters. It is then possible to adapt the Mohr-Coulomb failure criterion for rotational deformations by changing the friction angle by the dilatancy angle. The proposed failure criterion for KZI is

$$\tau_{KZI} = \sigma_n \tan \psi \quad (6)$$

where τ_{KZI} is the shear strength of the KZI, σ_n is the normal stress applied on the KZI, and ψ is the dilatancy angle.

This failure criterion has been tested. Fig. 12 shows a comparison between numerically determined shear strength at failure (τ) and KZI shear strength (τ_{KZI}) calculated with the failure criterion from independent geometrical definition of the dilatancy angle (ψ) at failure. The proposed failure criterion is clearly representative of the models shear strength in the range of the tested parameters.

5.3. Geological application

Experimental studies in geological literature show a relationship between kink bands geometry and the principal stress directions [12,14,22,23]. Most of these workers agree that kink

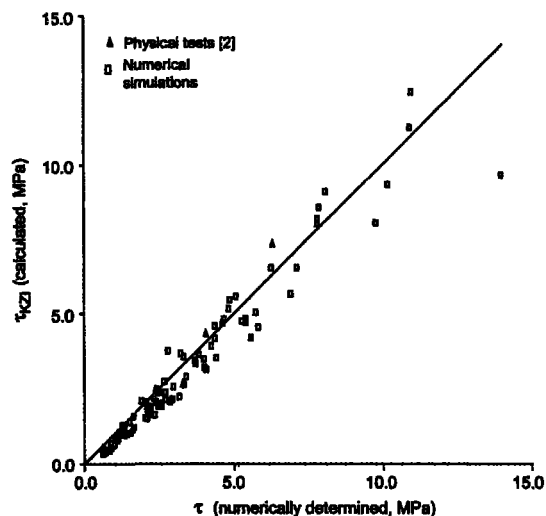


Fig. 12. Comparison of numerically determined model's shear strength (τ) and calculated KZI shear strength (τ_{KZI}). Results come from 90 numerical simulations and 8 physical tests.

bands maintain a constant orientation to the major principal stress (σ_1), independently from the anisotropy orientation. Based on these experimental observations, methods have been developed to determine paleostress directions from kink band geometry [23–25]. While these methods were used to determine paleostress directions [26–29], field observations show inconsistency with this relationship [30,31], and it was proposed that there is no straightforward way for determining stress from kink bands [31]. The results of the present study show that the KZI inclination depends principally on the anisotropy orientation (rock joints in this case), and it may take various orientation relative to the major principal stress. Although KZI and kink bands develop in completely different environments, the results obtained in this study may be used to inform new research on geological kink bands and paleostress orientation determination.

6. Conclusion

Based on numerical simulations of biaxial tests of a jointed rock mass using the distinct element code UDEC, the results of the present research lead to the definition of a failure criterion for KZI based on rotational resistance. This rotational resistance has been associated with a dilatancy angle (ψ) related to the KZI geometry (KZI inclination ($90^\circ - \theta_{PK}$), and rotating slabs slenderness (b/h)) and to the primary joints orientation (θ). The failure criterion is $\tau_{KZI} = \sigma_n \tan \psi$ where $\psi = 90^\circ - \theta_{PK} - \theta + \tan^{-1}(b/h)$.

The numerical model's governing parameters (primary joints orientation, primary joints contact friction, and joint frequency) has been tested. It has been found that these parameters influence the KZI geometry (KZI inclination, rotating slabs inclination and slenderness), so the dilatancy rate. Parameters having an influence on the KZI inclination play a major role in determining the model's strength. These parameters are the primary joints orientation (θ) and the primary joints surface friction (ϕ). It has been determined that the angle between the KP and the primary joints orientation is nearly constant. This angle takes a mean value of $79.0^\circ \pm 5.5^\circ$.

While primary joints surface friction influences the KZI inclination, no clear relation has been deduced from the observations. The other governing parameters, joint frequency (f) and confining pressure (σ_3), do not have considerable influence on the KZI inclination.

Favourable conditions leading to the KZI formation has been determined. In the range of tested governing parameters, KZI develops when primary joints are oriented from 5° to 30° relatively to the major principal stress under confining pressures below 5.0 MPa. The most favourable joints orientations are $\theta = 15^\circ$ and 25° . KZI formation when primary joint orientation is $\theta = 5^\circ$, and $\theta = 30^\circ$ is restricted by increasing confining pressure, increasing joints surface friction and decreasing joint frequency.

Finally, because KZI shear strength is directly related to dilatancy, any action applied on the rock mass to prevent dilatancy will also prevent KZI formation.

Acknowledgements

We thank the National Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC) and the "Institut de Recherche Robert Sauvé en Santé et en Sécurité au Travail" (IRSST) for the scholarship. We also thank NSERC for the grants to G. Archambault (RGPIN/107832-2000).

References

- [1] Goodman RE, Kieffer DS. Behavior of rock in slopes. *J Geotech Geoenv Eng* 2000;126:675–84.
- [2] Archambault G. Comportement Mécanique des Massifs Rocheux. PhD thesis, Montréal; École Polytechnique; 1972.
- [3] Ladanyi B, Archambault G. Évaluation de la résistance au cisaillement d'un massif rocheux fragmenté. In: Proceedings of 24th international geological congress, Montréal, 1972.
- [4] Ladanyi B, Archambault G. Direct and indirect determination of shear strength of rock mass. In: Proceedings of AIME annual mtg, Las Vegas, 1980.
- [5] Rizopoulos G, Boehler JP. Mechanical behavior of jointed rock masses: an experimental approach on physical model. In: Homand F, Masroufi F, Tissot JP, editors. Proceedings of the Colloque René Houpert, Vandœuvre-les-Nancy: Presses de l'Association Scientifique pour la Géologie et ses Applications, 1992. p. 389–400.
- [6] Nichol SL, Hungr O, Evans SG. Large-scale brittle and ductile toppling of rock slopes. *Can Geotech J* 2002;39:773–88.
- [7] Peh A, Pötsel R. A UDEC model for "kink band slumping" type failures of rock slopes. In: Konietzky H, editor. Numerical modeling of discrete materials. London: Taylor & Francis; 2004. p. 243–7.
- [8] Noël JF, Archambault G. A numerical modeling attempt of failure in jointed rock masses by kink zone instability. In: Yale DP, Holtz SC, Breeds C, Ozbay U, editors. Proceedings of the 41st US rock mechanics symposium. Golden, Colo: Amer Rock Mech Assoc; 2006.
- [9] Noël JF, Archambault G. Boundary conditions effects on the formation of kink bands in fractured rock masses. In: Eberhardt E, Stead D, Morrison T, editors. Proceedings of the 1st Canada-US rock mechanics symposium. London: Taylor & Francis; 2007. p. 379–84.
- [10] Anderson TB. Kink-bands and related geological structures. *Nature* 1964;202:272–4.
- [11] Dewey JF. Nature and origin of kink bands. *Tectonophysics* 1965;24:213–42.
- [12] Paterson MS, Weiss LE. Experimental deformation and folding in phyllite. *Geol Soc Amer Bull* 1966;77:343–74.
- [13] Ramsay JG. Folding and fracturing of rocks. New-York: McGraw-Hill; 1967.
- [14] Donath FA. The development of kink band in brittle anisotropic rock. *Geol Soc Am Memoir* 1968;115:453–93.
- [15] Donath FA. Experimental study of kink band development in strongly anisotropic rock. In: Research in tectonics-workshop report M44/68-52. Ottawa: Geological Survey of Canada; 1969. p. 255–93.
- [16] Dewey JF. The origin and development of kink bands in a foliated body. *Geol J* 1969;6:193–216.
- [17] Weiss LE. Nucleation and growth of kink bands. *Tectonophysics* 1980;65:1–38.
- [18] Collier M. Ultimate locking angles for conjugate and monoclinic kink bands. *Tectonophysics* 1978;48:T1–6.
- [19] Archambault G, Ladanyi B. Failure of jointed rock masses by kink zone instability: an important and dangerous mode of rupture. In: Ribeiro E, Sousa L, Grossmann NF, editors. Safety and environmental issues in rock engineering. Rotterdam: Balkema; 1993. p. 761–9.

- [20] Bazergui A, Bul-Quoc T, Biron A, McIntyre G, Laberge C. Résistance des Matériaux. Montréal: École Polytechnique de Montréal; 1993.
- [21] Ladanyi B, Archambault G. Simulation of shear behavior of a jointed rock mass. In: Somerton WH, editor. Proceedings of the 11th US Rock Mechanics Symposium. New York: The American Institute of Mining, Metallurgical, and Petroleum Engineers; 1970. p. 105–25.
- [22] Anderson TB. The relationship between kink-bands and shear fractures in the experimental deformation of slate. *J Geol Soc London* 1974;130:367–82.
- [23] Gay NC, Weiss LE. The relationship between principal stress directions and the geometry of kinks in foliated rocks. *Tectonophysics* 1974;21:287–300.
- [24] Srivastava DC, Lisle JR, Imran M, Kandpal R. The kink-band triangle—a triangular plot for paleostress analysis from kink-bands. *J Struct Geol* 1998; 20:1579–86.
- [25] Srivastava DC, Lisle JR, Imran M, Kandpal R. A new approach for paleostress analysis from kink bands—application of fault-slip methods. *J Struct Geol* 1999;107:165–76.
- [26] Verbeek ER. Kink bands in the Somport slates, west central Pyrenees, France and Spain. *Bull Geol Soc Amer* 1978;89:814–24.
- [27] Murphy FX. The origin of Variscan kink bands—a study from the Dungarvan Syncline, Southern Ireland. *Geol Mag* 1988;125:641–50.
- [28] Pratt WT. The use of kink bands to constrain fault displacements—an example from the Bala Lineament, Wales. *Geol Mag* 1992;129:625–32.
- [29] Konopasek J, Schulmann K, Lexa O. Structural evolution of the central part of the Krušné hory (Erzgebirge) Mountains in the Czech Republic—evidence for changing stress regime during Variscan compression. *J Struct Geol* 2001;23: 1373–92.
- [30] Stubley MP. Fault and kink-band relationships at Mystery Bay, Australia. *Tectonophysics* 1989;158:75–92.
- [31] Debaecker TN, Seghedi A, Belmans M, Sintubin M. Contractional kink bands formed by stress deflection along pre-existing anisotropies? Examples from the Anglo-Brabant Deformation Belt (Belgium) and the North Dobrogea Orogen (Romania). *J Struct Geol* 2008;30:1047–59.

ARMA/USRMS 06-Paper – No 1023



A NUMERICAL MODELING ATTEMPT OF FAILURE IN JOINTED ROCK MASSES BY KINK ZONE INSTABILITY

NOËL, Jean – François and ARCHAMBAULT, Guy

Centre d'études sur les ressources minérales
 Université du Québec à Chicoutimi
 Saguenay (Chicoutimi) (Québec) Canada G7H 2B1

Copyright 2006, ARMA, American Rock Mechanics Association

This paper was prepared for presentation at Golden Rocks 2006, The 41st U.S. Symposium on Rock Mechanics (USRMS): "50 Years of Rock Mechanics - Landmarks and Future Challenges," held in Golden, Colorado, June 17-21, 2006.

This paper was selected for presentation by a USRMS Program Committee following review of information contained in an abstract submitted earlier by the author(s). Contents of the paper, as presented, have not been reviewed by ARMA/USRMS and are subject to correction by the author(s). The material, as presented, does not necessarily reflect any position of USRMS, ARMA, their officers, or members. Electronic reproduction, distribution, or storage of any part of this paper for commercial purposes without the written consent of ARMA is prohibited. Permission to reproduce in print is restricted to an abstract of not more than 300 words; illustrations may not be copied. The abstract must contain conspicuous acknowledgment of where and by whom the paper was presented.

ABSTRACT : The stability of workings in intensely foliated or in jointed rock masses may be at risk with an unusual failure mode by *kink* zone instability. This paper is concerned with the conditions favourable to the development of kink zone instability in jointed rock masses in relation with: 1) joint frequency and pattern characteristics, 2) confining pressure, 3) joints contact friction angle and 4) stress tensor orientation relative to the joint pattern, characterizing such a mode of deformation in jointed rock masses. Biaxial tests results have shown that the stress – strain – dilatancy behaviour is variable and that the strength of the jointed rock mass in which this type of failure occurs, can show lower strength than those predicted by Mohr – Coulomb even for the case of friction on polished discontinuities. This mode of failure may be attributed to progressive failure mechanisms and rotational deformation mode by simple shear. Also kink bands formation show a much larger rate of dilation at failure and a peculiar behaviour with shear displacement. To validate the mechanical behaviour of this mode of deformation and failure in jointed rock masses in relation with the previous conditions and parameters; a numerical modeling was developed with a distinct element method (DEM) in the UDEC 2D code using previous biaxial test models and results as a basis.

1. INTRODUCTION

The stability of rock slopes, underground openings and other workings in intensely foliated or jointed rock masses may be at risk with an unusual failure mode by kink zone instability to form kink band (KB). These deformation and/or failure structures are more or less tabular zones, transverse to foliation or jointing, bounded by subparallel surfaces called kink band boundaries (KBB) or kink planes at which the layering is sharply deflected and rotated between the KBB with respect to the external layering or jointing. This type of buckling instability, in brittle or ductile foliated or layered rock, has been recognized since a long time by structural geologists in characteristic structures such as chevron folds and kink bands at all scales. Field and laboratory observations show this mode of deformation and/or failure from decimetric to decametric scales in anisotropic rock material [1, 2,

3, 4, 5, 6]. Megakinking in fold belt, where giant kink bands of mountain scale (over 10 km wide) in which beds stratification provide the mechanical anisotropy, were recognized by mapping and remote sensing [7, 8]. Numerous experimental studies on the deformation of various anisotropic rock like material and foliated rock generated structures similar in morphology to natural kink bands and has yielded valuable insights into kinking instability mechanisms as well as the stress – strain – dilatancy relationships characterizing them at the millimetric to centimetric scale [1, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17].

Jointed and fractured rock masses also show the development of kink zone instability as a mode of failure or deformation under particular conditions of loading path, joint pattern geometry and orientation relative to the stress tensor and joint spacing relative to their length, the presence of one or more joint

sets and the stress level. Although this phenomenon was observed in many rock mechanics studies on the shear strength of brittle anisotropic rock, no satisfactory mechanical models were proposed except adaptations from shear strength criteria for anisotropic rock materials. Geomechanical design of workings in jointed and fractured rock masses rarely takes into account this mode of deformation or failure by buckling instability [18]. A limiting case of this phenomenon of kink zone instability: toppling failure of rock slopes, has received much more attention [19, 20, 21, 22]. Few experimental and theoretical studies were dedicated to this problem [23, 24, 25, 26, 27, 28, 29] or synthesize the behaviour of jointed rock masses in which this phenomenon is considered out [20, 30, 31, 32]. Although these observations and studies produced large data bases on the geometrical properties of KB, no satisfactory constitutive laws, failure criteria or simple mechanical theory of kinking has been proposed to model this problem in jointed rock masses. It is a complex phenomenon, in which joint parameters such as orientation, density of jointing, number of joint sets and joint properties, play a major role in kink instability.

This paper considers the optimum conditions for the development of kink zone instability in jointed rock masses and their stress – strain – dilatancy behaviour. The characterization of the behaviour of these structures in relation to: 1) joint frequency and pattern characteristics, 2) confining pressure, 3) joints contact friction coefficient and 4) stress tensor orientation relative to the joint pattern, necessitate the development of a numerical modeling and simulation with a distinct element method (DEM) using the UDEC 2D code and the previous biaxial test model results as a basis.

2. BASIC CONCEPTS ON KINK ZONE INSTABILITY

Kinking is a result of buckling instability and of unstable yielding on planes of anisotropy. The main mechanisms of this rotational deformation are slip along the planes and simultaneous rotation of these planes. Few mechanical models of kinking has been proposed, although complex theoretical approaches were elaborated on the basis of instability theories of folding combined with limiting equilibrium methods of analysis. Phenomenological models, geometrical properties

and deformation characterization are developed in the literature for strongly foliated bodies.

2.1 Geometrical models

Three geometrical models have been proposed to explain KB formation [2], which may be summarized into two general models [5, 6]:

a) The hinge-migration model (model 1; Fig.1) assumes that a KB initiates as small lensoid structure, from point or a line source, propagates longitudinally and then widens by lateral migration of the KBB's during progressive deformation. The geometrical condition $\alpha=\beta$ must be satisfied throughout the growth of the kink such that volume and foliation spacing are conserved. This model is dependent upon the concept of an ideal foliated body in which the fundamental mechanism of plastic deformation is glide on closely spaced surfaces parallel to the foliation [11]. Implicit in this model is the folding and unfolding, at the KBB's, of the internal foliation as the kink planes change their positions. This model of ideal kinking is supported by experimental work [14, 16], and study of natural examples [2, 6, 17].

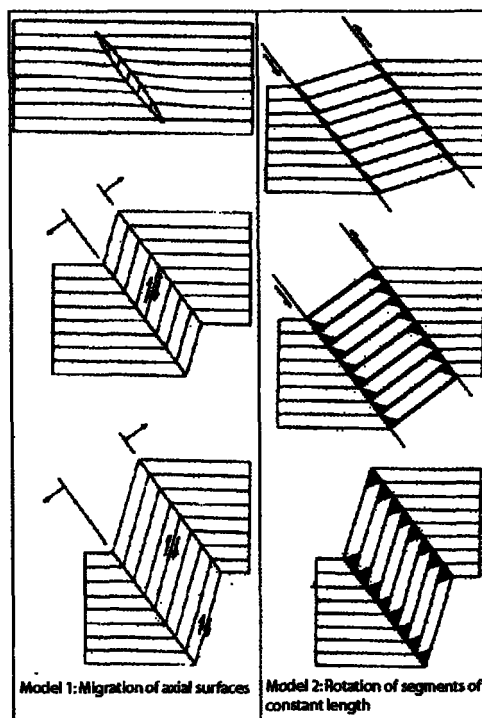


Fig. 1. Geometric model for the progressive development of a kink band (from Ramsay (1967).

b) The rotation model (model 2, Fig. 1) proposes that kink band form as segments of constant length rotate between KBB's fixed in space. Hence, the angle α between foliation plane and KBB is determined at infinitesimal strain, then with progressive strain the internal foliation, between the KBB's, rotates to an angular position β between these planes such that an inverse relationship exists between β and γ (Fig. 2 for the angular relationships). Volume and foliation spacing vary during rotation, but they can regain their original values if deformation progresses to bisection where $\alpha = \beta$. The rotation is partly performed by layer-parallel passive slip in the rotating segment – or sometimes accompanies delamination and transversal increase of volume by voids development between lamellae – and partly by an initial increase and subsequent decrease in the orthogonal width (W) between the KBB's. Rotation continues until the orientation of the rotated layering is such that slip is no longer possible, restricted by a locking phenomenon. Further deformation within the kink band is then accomplished by slip along the KBB's and by volume diminution in the kink until another KB is mobilized either in a conjugate manner or superposed on the previous one. A variant of this model: the simple shear model was proposed [2] and postulates that the KB width (W) between the KBB's stays constant with the rotation of the segments inside. The rotation model is supported by evidence from experimental and field observations [4, 5, 9, 10, 12, 15]. Figure 3B shows kinking in a dextral KB.

Kink bands morphology and deformation characterization has been studied on both natural and artificially deformed rocks [2, 9, 10, 12, 13, 16]. Kink bands are characterized by the angular relationships between (α , β , γ , θ) and the width (W) (Fig. 2). Two types of kink bands must be distinguished: normal or positive and reversed or negative kink bands specified by the variation of the KB width, where increasing width is considered positive, as illustrated in figure 3A [9, 10]. It must be reminded that [23] used an inverse terminology in his work on a similar problem.

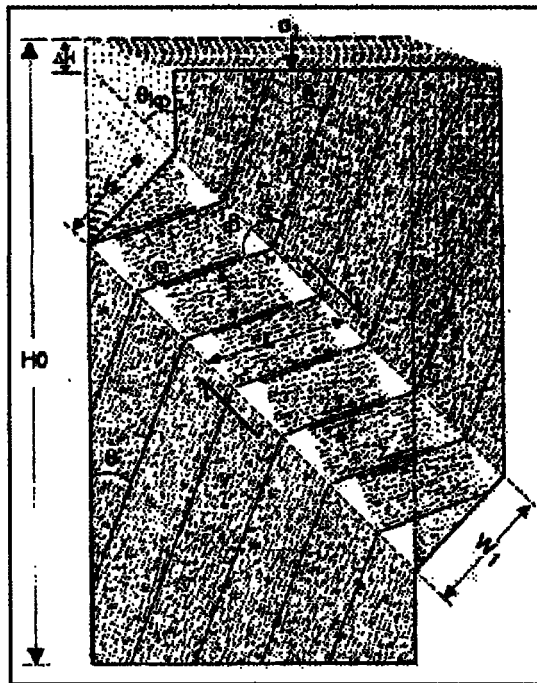


Fig. 2. Geometry of ideal kink band in jointed rock material. (from Donath, 1968).

2.2 Strain-angular relationships

Several strain-angular relationships are formulated on the geometrical basis illustrated in figure 2, by most of authors cited previously. Few of these relationships may be summarized as follows:

- The amount of shortening or axial deformation (e) attributable to the rotational mechanism of kinking is:

$$e = \frac{l}{H_0} [\cos \theta - \cos(\theta + \gamma)] = \frac{\Delta H}{H_0} \quad (1)$$

while the shortening parallel to joint planes (e_r) is given by

$$e_r = \frac{T}{L} \sin \gamma = \left(\frac{L - \gamma T}{L} \right) \cos \gamma - 1 \quad (2)$$

- The shear strain (s) by internal rotation in the kink band is given by:
 $s = \cot \alpha + \cot \beta$ (small deformation) (3)

while other shear strain relationships may be formulated for the strain and strain increments (in relation with e_r during rotation) on the segments surfaces within the kink zone [2].

- The volume variation (Δ) in the kink band show two components (Fig. 3A). The first is the amount

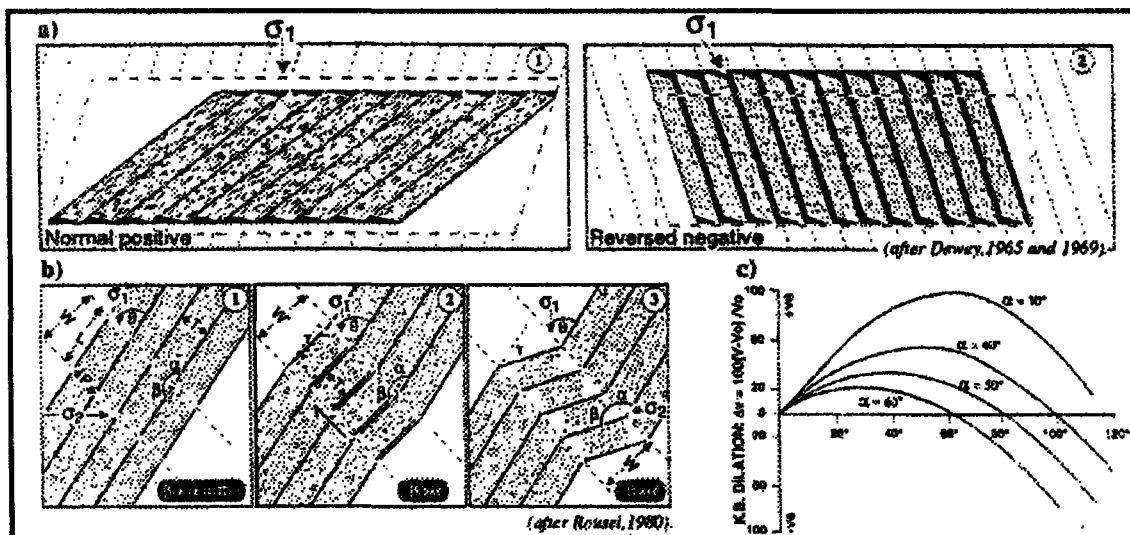


Fig. 3. Kink band development, their evolution during deformation by rotation and their dilatation characteristics. a) Types of kink bands in relation with jointing stress tensor orientation. b) Scenario of development and evolution kinking in jointed rock. c) Dilatation characteristics during deformation in relation with various angular relationships

of thickening or thinning of the segments in the KB and delaminating produce voids between the lamellae or dilation (Δ_1):

$$\Delta_1 = \frac{\Delta T}{T} = \frac{\sin \beta}{\sin \alpha} - 1 = \sin \gamma \cot \alpha + \cos \gamma - 1 \quad (4)$$

while the second component is caused by the variation of width (W) of the kink band during rotation of the segments between KBB and is denoted (Δ_2):

$$\Delta_2 = \frac{T}{L} (2 \tan \frac{\gamma}{2} - \gamma) \quad (5)$$

The volume variation ($\Delta = \Delta_1 + \Delta_2$) in the kink bands is illustrated in figure 3C for various angles α between the anisotropic planes and the KBB planes and in function of the angles (γ) of rotation of the segments within the KB.

Figure 3B indicates the scenario of kinking in a dextral KB where W is the width of the KB ($W = L \sin \alpha$), T is the thickness of the segments measured normal to them ($T = P \sin \alpha$) where P is the apparent thickness of the segments along the KB and L is the segments length within the kink band. The α , β and γ refer to the angles between the foliation outside the KB and the kink plane, the angle between the foliated plane inside and the kink plane, and the angle of rotation of the segments inside the kink band respectively. Angle α agreed with those

observed in experimental works and its observed average value is around 60° . As external rotation proceeds, (stage \ominus Fig.3B), slippage occurs between the segment planes within the KB, the sense of rotation is reversed internally, the KB width increases ($W' = L \sin (\alpha + \gamma)$), the distance between the segments increases and dilation increases by creating voids between them ($T' = P' \sin (\alpha + \gamma)$). For $\beta = 90^\circ$ (stage \ominus), the KB width ($W' = L \sin 90^\circ$) and dilation ($T' = P' \sin 90^\circ$) achieve maximum values. The amount of shortening (e_s) parallel to external foliation is $s = L - L \cos \gamma$. With further rotation, width ($W' = L \sin \beta$) and dilation ($T' = P' \sin \beta$) decrease while the amount of shortening (e_s) still increases. Stage \oplus (Fig. 3B) shows the situation where $\alpha = \beta$. The values of W and T are the same than initially (kinking stage \ominus) and s is at maximum. If slip between foliation planes within the KB is the sole operating mechanism, then the kink band locks when the resolved shear stress on the segments surfaces become less than the friction strength on these planes, and no further rotation can take place. This scenario described by [5] agreed with the observed kinking evolution in the deformation of biaxial models [25].

The relationship is also represented on the schematic axial stress-strain and volumetric strain-axial strain

relationships (Fig. 4) for three different arbitrary confining stresses for a given value of θ between axial stress and foliation plane. There must be peak value if cohesion or rugosities exists on the planes of weakness in the KB. Thus, four zones may be defined: first the development or the mobilization of the KB with contraction of the jointed mass; followed by an evolution through rotation of the segments inside the KB accompanied by a relatively high dilation resumed to contraction after $\beta = 90^\circ$; to culminate in a locking zone where slipping occurs on the segments surfaces within the KB until the resolved shear stress on these surfaces is greater than friction shear strength accompanied by a contraction within the KB; and end in a locked or gliding zone when $\alpha \equiv \beta$; the deformation continuing through the migration model at constant volume, or in mobilizing another KB superposed or conjugate to the previous, or by slipping on the KBB.

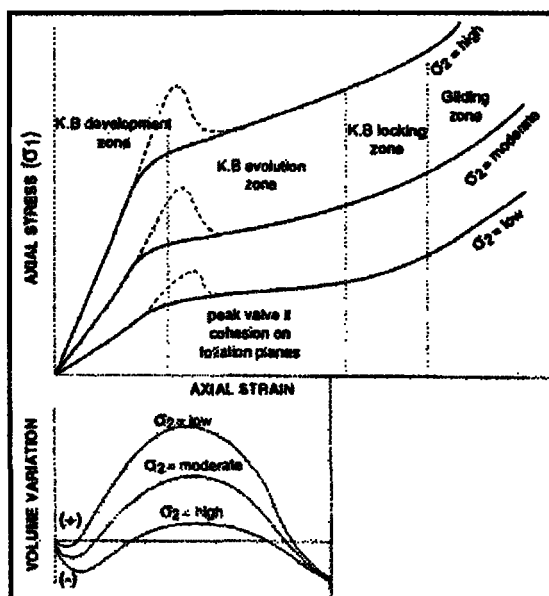


Fig. 4. Axial stress and strain-volume variation relationships during kinking in jointed rock mass for three level of confining pressure, with friction only (full line) and with cohesion on joint (dash line). (from Ladanyi & Archambault, 1993).

2.3 Physical modeling and simulations

Physical simulations were realized with two series of biaxial tests on rectangular block models composed of square cross-section rods, piled up in a

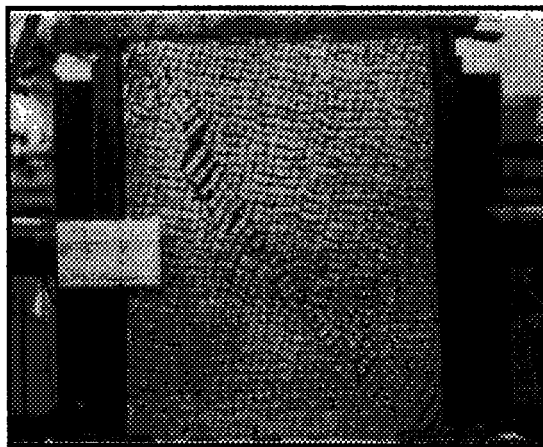


Fig. 5. Kink development in a biaxial test on small concrete rods. (Archambault, 1972).

staggered joint pattern so that the joints are continuous in one direction and discontinuous and orthogonal in the other for the first series. The second series was composed of two sizes of rods piled in a way to obtain a discontinuous pattern of joints in both directions. These block models (Fig. 5) were simulating a rock mass with different discontinuity orientation (from 0° to 90° at every 15°) and continuous/discontinuous orthogonal patterns of joint sets [25, 26, 27, 29]. Similar biaxial compression tests were performed on other geometrical configuration of jointing where joint frequency, density or spacing was tested [28]. These studies proved the development of three modes of failure: I) irregular shear planes (from $0^\circ / 90^\circ$, to $15^\circ / 75^\circ$ and for $90^\circ / 0^\circ$); II) shear zone through many adjacent planes (from $15^\circ / 75^\circ$ to $40^\circ / 50^\circ$) and III) Kink bands failure zones (from $45^\circ / 50^\circ$, to near $85^\circ / 15^\circ$) depending on the confining pressure. The results of these tests may be found in the cited studies and are discussed in details in [28, 29, 31]. The only strength components of the mechanism come from dilation, rolling and slipping friction. The constant-length segments rotation model is confirmed at least for the case of jointed rock masses. Kink bands are generated parallel to surfaces of maximum shear stress [9, 10, 12, 13] while the positions and attitudes of kink planes are determined at infinitesimal strain, so that $\theta_{kp} = \pm 45^\circ$ to the maximum principal stress (Fig. 2) while others [33, 34] define this angle (θ_{kp}) between the KBB and α at $\theta_{kp} = \pm(45^\circ + \phi/2)$. Observations on the value of

this angle by [12, 13] show mean value of this angle (θ_{kp}) around 50° very near the maximum shear stress orientation planes of failure with a slight difference probably caused by rolling friction angle. The volume variation inside the kink bands shows exactly the two components of dilation explained formerly (Fig. 3) and the dilatancy inside the KB depends on the angle α between the joints, the KB orientations (Fig. 3c) and on the confining pressure as shown of figure 6 for the volumetric strain

3. MODELLING AND SIMULATION WITH UDEC-2D

3.1 UDEC-2D basics

The Universal Distinct Element Code (UDEC-2D version 4.0 - Itasca Consulting Group Inc. 2000) was selected for this study. The code includes capabilities such as large displacements, rotations of blocks, block deformation, a joint generator capable of creating discontinuous joints by sets [35] and various joint-constitutive models [36]. A jointed rock mass is represented by distinct blocks that interact along their boundaries and each block are allowed to deform as a continuum modelled by finite differences. The rock mass is represented by an assemblage of blocks, and the discontinuities dividing the blocks act as boundary interactions with a prescribed joint behaviour. The formulation of the problem as a collection of interacting blocks allows the making and breaking of joint contacts between blocks, large displacements and rotation of blocks including complete detachments and automatically recognized new contacts. A soft-contact approach is used to treat the relative normal displacements at the block contacts. A finite normal stiffness is used to represent the measurable stiffness existing at the contact or joint. Realistic representation of crushing of the corners of the blocks, resulting from stress concentration, is achieved by rounding the corners so that blocks can smoothly slide past one and another when two opposing corners interact.

Explicit time-stepping is used to directly solve the equations of motion through an algorithm known as dynamic relaxation. The time step is sufficiently small that disturbances cannot propagate between elements. The calculation alternates between application of a force-displacement law at all contacts and Newton's second law at all blocks.

The program iterates by using constitutive relations to determine the stresses on the boundaries of each block resulting from the weight of the block and the influence of surrounding blocks. Motion is calculated at the grid point of triangular finite-strain zones within the blocks. The net stress on each block, the mass and geometry of the block are used to determine linear and rotational accelerations. Application of central difference integrations to the expression for acceleration, the change in displacement and rotation of a block in a time step can be determined. The cycle repeats itself when the new block location is used to determine the change in stresses on the block. The iterative cycle is modified slightly when the interior of a block is allowed to deform. The displacement of grid points within the blocks are linked to displacements of grid points forming the boundaries, and the time step becomes dependent on the propagation of information between adjacent zones within the blocks. The deformation of the interior of a block is accomplished by discretizing each block into triangular finite-difference zones. Plane-strain conditions are assumed, and the basic definitions of 2D strain are used to relate zone of strains and rotations to nodal displacements [35].

3.2 Modeling procedure

The constitutive relationship and properties for the joints and for fully deformable blocks used in this research program are listed in Table 1. These characteristics are the ones by default found in the UDEC database, except for steel properties determined by the user. The shear strength of the joints and the strength of the block material are limited by linear Mohr-Coulomb envelopes defined by the user. The user is also responsible to determine when and how failure occurs by monitoring parameters such as block or grid-point velocities, stresses, and displacements.

Properties	Rock	Platens	Joints
	Sandstone	Steel	Sandstone
Constitutive relationship	Mohr-Coulomb plasticity	isotropic-elastic	Point contact-Coulomb slip
Density (kg/m^3)	2700	7800	x
Bulk modulus (GPa)	26.8	166.7	10 (kN)
Shear modulus (GPa)	7.0	78.9	1 (kN)
Friction angle ($^\circ$)	27.8	x	30.0
Cohesion (kPa)	27.2	x	0.0

Table 1. Constitutive relationship and properties of rock, platens, and joints

3.3 Model geometry and boundary conditions

The model geometry used for UDEC simulations of kink banding in heavily fractured rock masses is represented in figure 7. The proposed geometry represents biaxial tests on rectangular block model composed of square cross-section rods of sandstone, piled up in a staggered joint pattern. The block model is loaded between steel platens offering three degrees of freedom in their movements: axial displacement, lateral displacement and rotation. Confining pressure (σ_3) is applied laterally and directly on the block model. Axial displacement of the platens is fixed at a constant rate (V_y). The basic boundary conditions and model dimensions are listed in Table 2.

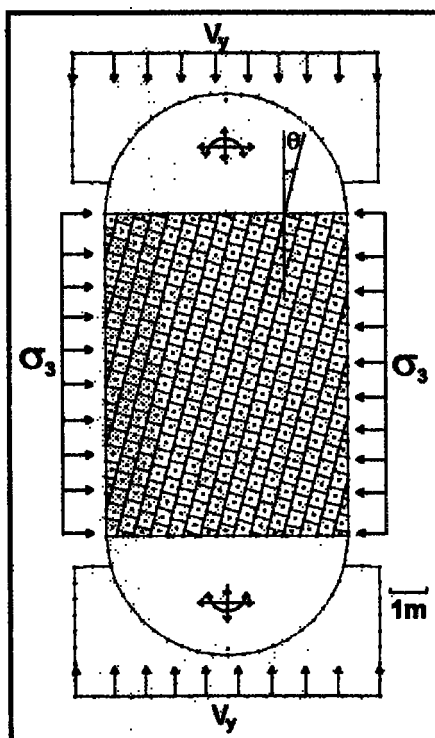


Fig. 7. Base numerical model geometry and boundary conditions. The platens degrees of freedom is illustrated by the double-headed arrows.

Boundary conditions	
σ_3 (MPa)	0.5
V_y (m/s)	± 0.2
Block model dimensions	
Height (m)	10.0
Width (m)	7.5
Primary joint orientation ($^\circ$)	45.0
Jointing frequency (%)	2.0

Table 2. Model dimensions and boundary conditions.

4. RESULTS AND DISCUSSION

4.1 Platen's degrees of freedom

Kink bands formation is facilitated by possible displacements of the platens. It is shown in figure 8 that kink bands develop for any number of degrees of freedom on platens. With only one degree of freedom: axial displacement (Fig. 8a), an important dilatancy occurs within the model. Dilatancy is very important at the upper right and lower left corners of the model, where it causes an important extrusion of the blocks and it follows the primary joint set. The kink band is not so well defined and the model axial strength is higher (54.6 MPa). The lateral displacement of the platens accommodates a part of the deformation (fig.8c), while dilatancy and extrusion of the corners are reduced. The kink are narrower, not so well defined and the strength is reduced (51.8 MPa). With rotation of the platens (Fig 8b and 8d), the kinks are well defined and corners extrusion is prevented. Dilatancy within the kink band is less important, but is concentrated near the kink boundaries. Model strength is considerably lowered to 33.6 MPa and 32.0 MPa in relation with two and three degrees of freedom respectively.

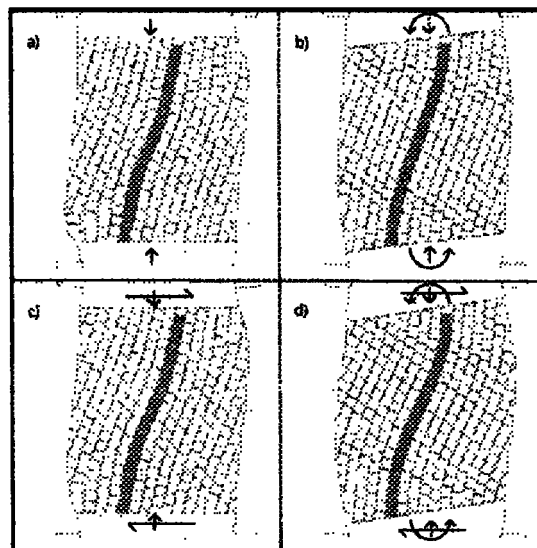


Fig. 8. Kink band formation in relation with platens degrees of freedom. a) Axial displacement. b) Axial displacement and rotation. c) Axial and lateral displacement. d) Axial and lateral displacement, and rotation.

4.2 Platen - rock contact friction angle

Frictionless contact between platens and model produce non-coaxial or rotational deformation and kinking is prevented (fig 9a). The main mechanism of deformation is slipping on primary joints. Kink bands formation appears when the friction contact angle is equal to or over 20° (fig. 9b). The kink band width also is influenced by this contact angle (fig 10): the higher this angle, the narrower is the kink band.

4.3 Joint frequency and pattern

Joint frequency is important in the development of kink bands and it is related to the dimension of the model. For instance, kink will not develop in a metric model with a joint frequency of 1 joint per meter, but it will develop in a decametric model with the same joint frequency. Figure 11 shows for the present model dimensions of 7.5m x 10m, that kink bands develop for joint frequency of 1 joint/m and more. Joint frequency also influences model axial strength. An axial strength drop is noted when joint frequency varies between 0 and 1 joint/m and no kink were formed. For frequencies greater or equal to 1 joint/m, the model axial strength shows a slight increasing. Figure 12 shows that the kink band width is not affected by joint frequency. Large variation at the boundaries is due to the block size that controls the position of the kink band boundaries.

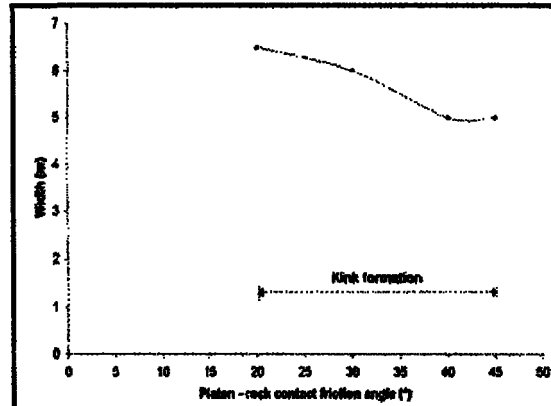


Fig. 10. Kink band width in relation with rock-platens contact friction angle.

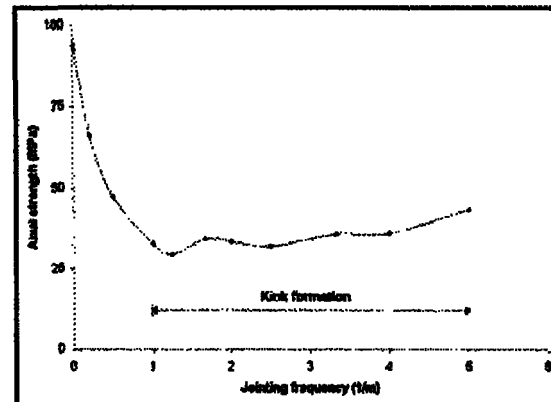


Fig. 11. Model axial strength in relation with joint frequency.

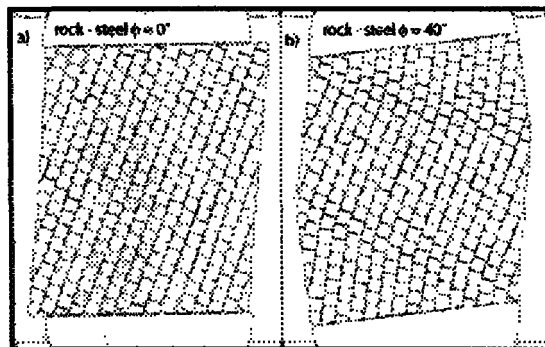


Fig. 9. Deformation type in relation with rock - platens contact friction angle. a) Sliding on planes, b) Kinking.

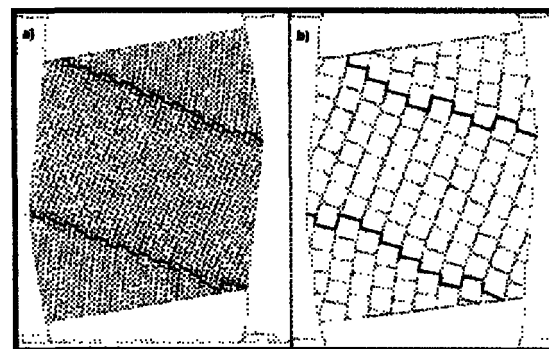


Fig. 12. Kink band width and variation of kink boundaries with joint frequency. a) $f = 4$ joints/m. b) $f = 1.25$ joints/m.

4.4 Confining pressure

The model was tested for different confining pressures, from 0.1 MPa to 200 MPa. An experimental failure envelope and the linear Mohr-Coulomb failure envelope of intact rock are shown in figure 13. As confining pressure increases, the two failure envelopes converge. Kink band is produced for various confining pressures up to 150 MPa, and no lower limit was detected (Fig. 14). The width of the kink band decreases with increasing confining pressure. At low confining pressures, kink band is wide and clearly defined, while appreciable dilatancy occurs near boundaries. At high confining pressures, kink band is narrow, nearly undefined while dilatancy is reduced to nearly nothing (fig. 15).

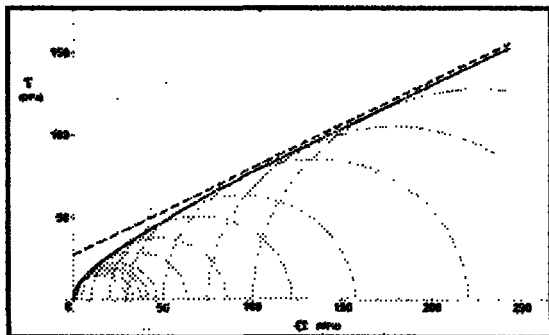


Fig. 13. Failure envelope of the model in the Mohr representation (full line). Dash-line represents the failure envelope of the intact rock.

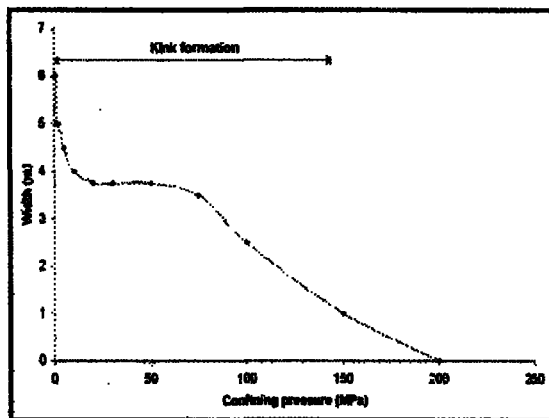


Fig. 14. Kink band width in relation with confining pressure.

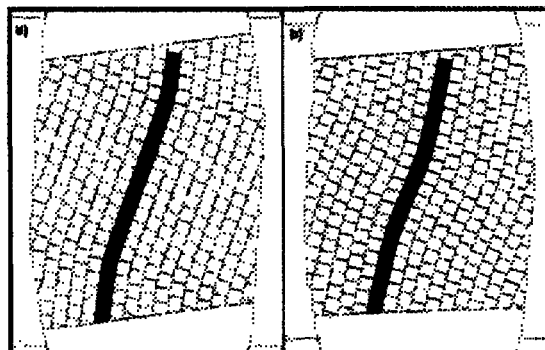


Fig. 15. Kink formation under different confining pressures. a) 0.1 MPa. b) 100 MPa.

4.5 Rock joints contact friction angle

A minimum of joint contact friction angle of 3° is necessary for the development of kink band. Axial strength of the model is linearly related to the joints contact friction angle (fig. 16). Natural contact friction angle values varies from 10°-15° (very smooth surfaces and/or clay filled contacts) to 35°-40° (rough surfaces). Also, the higher the joint contact friction angle, the narrower the kink will be (fig.17). Kink bands formed at low and high joints contact friction angle as well (fig. 18).

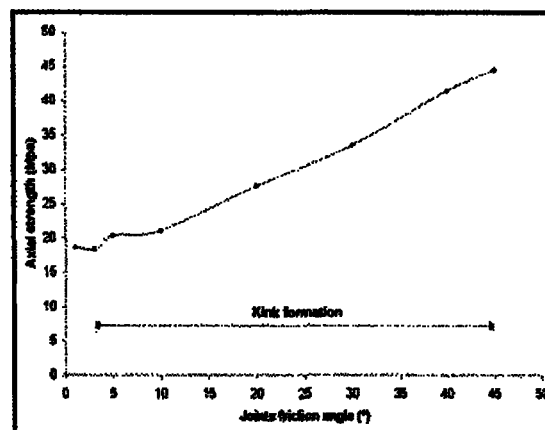


Fig. 16. Model's axial strength in relation with joint contact friction angle.

4.6 Joints orientation

Kink band develops in a restricted definite range of primary joints orientation relative to stress tensor between 5° to 30° (Fig. 19). Normalized axial strength related to primary joints orientation in numerical modelling is similar to physical simulation model results [26]. The main problems for orientations over 50° are due to the impossibility to incorporate block fracturing in UDEC. Axial strength resulting from these orientations must take into account the intact rock strength. The minimum strength values are obtained for 40° orientations. These values are controlled by the joint geometry within the model. For the model dimension of 7.5 m x 10 m, the diagonal angle is 37° from the vertical axis and it is the restricted angle of KB formation.

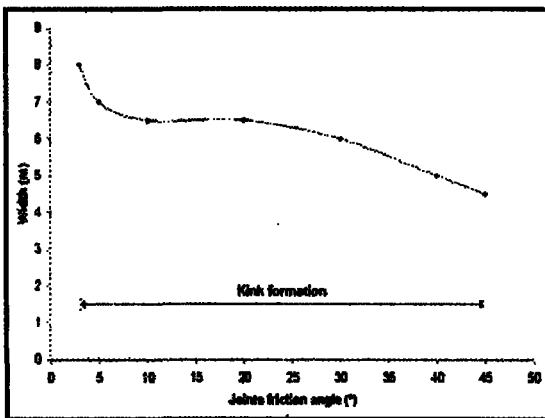


Fig. 17 Kink band width in relation with joint surface friction angle.

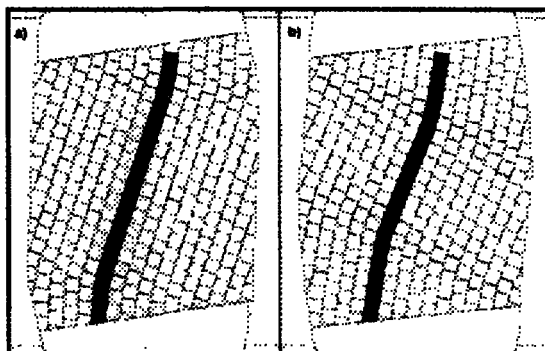


Fig. 18. Kink formation under different joints contact friction angle. a) 3°. b) 45°.

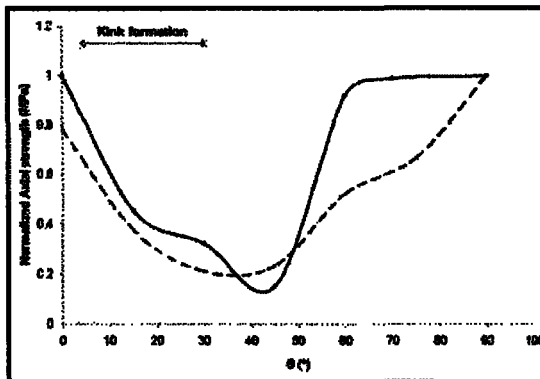


Fig. 19. Normalized axial strength related to primary joints orientation. Full line: numerical model; dash-line: physical model [26].

5. CONCLUSION

The deformability, strength and failure modes of jointed rock masses depend on the joint sets configuration and orientation in relation with the applied stress tensor, the density of joints (or joint spacing), the frictional properties of the joint surfaces, the jointed rock mass equivalent elastic constants may lead to the formation of kinking instabilities to from kink zone failure. Reduced friction on joints, larger block sizes and restrained dilatancy by loading path may prevent the development of such kinking instabilities.

It may be reminded that a scale effect may operate and larger spacing between joints does not mean higher stability, it depends largely on the workings dimensions. This instability phenomenon may be developed in a rock mass with low joint density (or large joint spacing), if favourable conditions of spatial attitude of the joint pattern relatively to the applied stress tensor exist, provided that the volume (or dimensions) of the rock mass implied in the working be sufficiently large.

This paper considered the optimum conditions for the development of kink zone instability in jointed rock masses. A part of the characterization of the behaviour of these structures has been done by numerical modeling and simulation with the distinct element method (DEM) in the UDEC 2D code. The developed model is well suited for simulating various conditions responsible of the formation of kinks. The model confirmed that the important

parameters responsible for the development of kink are those cited previously.

UDEC 2D code can be used to model and simulate the development of kink band instabilities for works of various geometries in fractured and jointed rock masses.

6. ACKNOWLEDGEMENTS

National Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC) and the "Institut de Recherche Robert-Sauvé en Santé et en Sécurité au Travail" (IRSST) for the scholarships. Also NSERC for the grants to G. Archambault.

REFERENCES

- Ramsay, J.G. and M.I. Huber. 1987. The technique of modern structural geology - Volume 2: Folds and fractures. Academic Press Inc. London, pp. 405-444.
- Ramsay J.G. 1967. *Folding and fracturing of rocks*. New-York: McGraw-Hill.
- Baer A.J. and D.K. Norris (eds). 1968. *Conference on research in tectonics: kink bands and brittle deformation*. GSC Paper 68-52.
- Stubley M.P. 1990. The geometry and kinematics of a suite of conjugate kink bands, southeastern Australia. *J. Struct. Geol.* 12(8): 1019-1031.
- Roussel, D.H. 1980. Kink bands in the Onaping formation, Sudbury Basin, Ontario, *Tectonophysics*. 66: 83-97.
- Hanner, S.K. 1982. Vein arrays as kinematic indicators in kinked anisotropic materials. *J. Struct. Geol.* 4(2): 151-160.
- Collomb, P. and M. Donzeau. 1974. Relations entre kink-bands décimétriques et fractures de sol dans l'Hereynien des Monts d'Ougarta (Sahara Occidental Algérie). *Tectonophysics*. 24 : 213-242.
- Mc A.Powell, C., J.P. Cole, and T.J. Cudahy. 1985. Megakinking in the Lachlan Fold Belt, Australia. *J.Struct. Geol.* 7(3/4): 281-300.
- Dewey J.F. 1965. Nature and origin of kink bands. *Tectonophysics*. 24: 213-242.
- Dewey J.F. 1969. The origin and development of kink bands in a foliated body. *Geol. J.* 6: 193-216.
- Paterson M.S. and L.E. Weiss. 1966. Experimental deformation and folding in phyllite. *Geol. Soc. Am. Bull.* 77: 343-374.
- Donath F.A. 1968. Experimental study of kink band development in strongly anisotropic rock. In *Conference on research in tectonics: kink bands and brittle deformation*, eds. A.J. Baer and D.K. Norris, 255-293.
- Donath F.A. 1969. The development of kink band in brittle anisotropic rock. In *Geol. Soc. Am. Memoir 115*, ed. L.H. Larsen, 453-493.
- Gay N.C. and L.E. Weiss. 1974. The relationship between principal stress directions and the geometry of kinks in foliated rocks. *Tectonophysics*. 21: 287-300.
- Anderson T.B. 1974. The relationship between kink bands and shear fractures in the experimental deformation of slate. *Geol. Soc. Lond.* 130: 367-382.
- Weiss L.E. 1980. Nucleation and growth of kink bands. *Tectonophysics*. 65: 1-38.
- Stewart, K.G. and W. Alvarez. 1991. Mobile - hinge kinking in layered rocks and models. *J. Struct. Geol.* 13(3): 243-259.
- Goodman, R.E. 1989. *Introduction to Rock Mechanics*. 2nd ed. New-York: John Wiley and Sons.
- Goodman R.E and J.W. Bray. 1976. Toppling of rock slopes. *Proceedings of the ASCE speciality conference, Rock Engineering for Foundations and Slopes, Boulders, CO, 2: 201-234.*
- Hoek E and J.W. Bray. 1981. *Rock Slope Engineering*. Revised 3rd ed. Hertford: The Institute of Mining and Metallurgy, Stephen Austin and Sons Ltd.
- Pritchard M.A. and K.W. Savigny. 1990. Numerical modelling of toppling. *Can. Geotech. J.* 27: 823-843.
- Barla G., M.B. Brunetto, and G. Gerbaudo. 1992. Physical and mathematical modelling of a jointed rock mass for the study of block toppling. *Proceedings of the fractured and Jointed Rock Masses Conference of the ISRM-Commission on Rock Joints, Lake Tahoe, CA, USA.* 3: 616-623.
- Hayashi M. 1966. Strength and dilatancy of brittle jointed mass - The extreme value stochastics and anisotropic failure mechanism. *Proceedings of the 1st cong. Int. Soc. Rock Mech., Lisbon.* 1: 295-302.
- Kawamoto T. 1970. Macroscopic shear failure of jointed and layered brittle media. *Proceedings of the 2nd Cong. Int. Soc. Rock Mech., Belgrade.* 2: 215-221.
- Archambault G. 1972. Comportement mécanique des massifs rocheux. Doctoral thesis, not published, Montréal : École Polytechnique.
- Ladanyi B. and G. Archambault. 1972. Évaluation de la résistance au cisaillement d'un massif rocheux fragmenté. *Compte-rendu du 24^e Congrès géologique international, Montréal, Sec. 13D.* 249-260.
- Ladanyi B. and G. Archambault. 1980. Direct and indirect determination of shear strength of rock mass. *AIME Annual Meeting Proc., SME of AIME édition, Las Vegas, Nevada, USA.*

28. Rizopoulos G. and J.P. Boehler. 1992. Mechanical behavior of jointed rock masses: an experimental approach on physical model. In *Colloque René Houpert – Structure et comportement mécanique des géomatériaux*. eds. F. Homand, F. Masroui, and J. P. Tissot. 389-400.
29. Archambault G. and B. Ladanyi. 1993. Failure of jointed rock masses by kink zone instability: An important and dangerous mode of rupture. *EUROCK 93*. eds. Ribeiro e Sousa and Grossmann. 761- 769.
30. Goodman R.E. 1976. *Methods of Geological Engineering in discontinuous rocks*. New-York: West-Publishing.
31. Lama, R.D. and V.S. Vutukuri. 1978. *Handbook on Mechanical Properties of Rocks. Series on Rock and Soil Mechanics - vol. IV*. Clausthal: Trans. Tech. Publications.
32. Hoek E. 1983. Strength of jointed rock masses. *Geotechnique*. 33(3): 187-223.
33. Reches, Z. 1979. Deformation of a foliated medium. *Tectonophysics*. 57: 119-129.
34. Collier, M. 1978. Ultimate locking angles for conjugate and monoclinical kink bands. *Tectonophysics*. 48: T1-T6.
35. Cundall P.A. 1980. UDEC - A generalized distinct element program for modelling jointed rock. Peter Cundall associates, Report PCAR-1-80; European research office, US Army, Contract DAJA37-79-C-0548.
36. ITASCA Consulting Group Inc. 2000, Universal Distinct Element Code: Manual, version ICG3.1. Itasca Consulting Group Inc., Minneapolis, MN.

Boundary conditions effects on the formation of kink bands in fractured rock masses

J.-F. Noël & G. Archambault

*Centre d'études sur les ressources minérales,
Université du Québec à Chicoutimi
Saguenay, Québec, Canada*

ABSTRACT: This paper investigates the conditions favourable to the development of a kink zone instability in jointed rock masses in relation with: 1) the rate of deformation and 2) the boundary conditions. Numerical simulations using the distinct element code UDEC have shown that the rate of deformation influences the peak strength, volume variation and post-peak behaviour of kink bands. The model's peak strength is influenced by the rate of deformation. An increase of the deformation rate leads to an increase up to five times the peak strength. Slow rates show a consistent strength-deformation-dilatancy relationship. Boundary conditions have an important influence on the initiation, orientation and dilatancy within the kink band. Non-coaxial deformation occurs when the boundaries are frictionless, and it does not lead to kink band development. Finally, the numerical modelling results also suggest that lateral freedom of movement of the upper platen is essential for the kink band's formation.

1 INTRODUCTION

The stability of rock slopes, underground openings and other works in intensely foliated or in jointed rock masses, may be at risk with an unusual failure mode by kink zone instability. This type of instability is developed by buckling instability in brittle, ductile foliated or layered rock. Jointed and fractured rock masses also show the development of kink zone instability as a mode of failure or deformation. Goodman and Kieffer (2000) classified this mode of failure as "buckling and kink band slumping". This happens under particular conditions of loading path, joint pattern geometry and orientation relative to the stress tensor and joint spacing relative to their length and stress level. Geomechanical designs of works in jointed and foliated rock masses rarely takes into account such a mode of failure, and very few studies considered this problem (Hayashi, 1966; Kawamoto, 1970; Archambault, 1972; Ladanyi and Archambault, 1972; and 1980; Rizopoulos & Boehler, 1992). Very few experimental and theoretical studies were dedicated to progressive failure in shear zone and by kink instability. Recently, numerical modelling has been proven to be suitable for simulating the formation of kink bands (Nichols, 2002; Preh and Poisel, 2004; Noël and Archambault, 2006).

Noël and Archambault (2006) showed that the development of kink bands can be simulated with numerical models using the 2D distinct element code UDEC. Important parameters were tested in Noël

and Archambault (2006): confining pressure, primary joints orientation, jointing frequency, and joints contact friction. These parameters concern internal features of the rock mass, but no simulations dealt with external features like boundary conditions and the rate of deformation.

This paper considers the optimum conditions for the development of kink zone instability in jointed rock masses and their stress – strain – dilatancy behaviour. The characterization of the behaviour of these structures in relation to: 1) the rate of deformation and 2) the boundary condition is done using a previously developed UDEC numerical model (Noël and Archambault, 2006).

2 BASIC CONCEPTS ON KINK ZONE INSTABILITY

Kinking is the result of buckling instability and unstable yielding on planes of anisotropy. The main mechanisms of this rotational deformation are slip along the planes and simultaneous rotation of these planes. Few mechanical models of kinking has been proposed, although complex theoretical approaches were elaborated on the basis of instability theories of folding combined with limiting equilibrium methods of analysis (Honea and Johnson, 1976). Phenomenological models, geometrical properties and deformation characterization are developed in the litera-

ture for strongly foliated bodies (Archambault and Ladanyi, 1993).

Kink bands are characterized by the angular relationships between $(\alpha, \beta, \gamma, \theta)$ and the width (W) (figure 1).

2.1 Strain-angular relationships

Several strain-angular relationships are formulated on the geometrical basis illustrated in figure 1, by most authors cited previously. Few of these relationships may be summarized as follows:

The amount of shortening or axial deformation (ϵ_{yy}) attributable to the rotational mechanism of kinking is:

$$\epsilon_{yy} = \frac{l}{H_0} [\cos \theta - \cos(\theta + \omega)] = \frac{\Delta H}{H_0} \quad (1)$$

while the shortening parallel to joint planes (ϵ_f) is given by:

$$\epsilon_f = \frac{T}{L} \sin \omega = \left(\frac{L - \omega T}{L} \right) \cos \omega - 1 \quad (2)$$

The shear strain (s) by internal rotation in the kink band is given by:

$$s = \cot \alpha + \cot \beta \quad (\text{small deformation}) \quad (3)$$

while other shear strain relationships may be formulated for the strain and strain increments (in relation with ϵ_f during rotation) on the segment surfaces within the kink zone (Ramsay, 1967)

The volume variation (ΔV) in the kink band show two components. The first is the amount of thickening or thinning of the segments in the kink band and delaminating produce voids between the lamellae or dilation (ΔV_1):

$$\Delta V_1 = \frac{\Delta T}{T} = \frac{\sin \beta}{\sin \alpha} - 1 = \sin \omega \cot \alpha + \cos \omega - 1 \quad (4)$$

while the second component is caused by width variation (W) of the kink band during the segments rotation between kink band boundaries and is denoted (ΔV_2):

$$\Delta V_2 = \frac{T}{L} \left(2 \tan \frac{\omega}{2} - \omega \right) \quad (5)$$

3 NUMERICAL MODEL

3.1 Modeling procedure

The joints and the deformable blocks properties used in this numerical simulation program are listed in table 1. The blocks and joints properties had been defined to represent the physical model developed by Archambault (1972). The steel platens are assumed

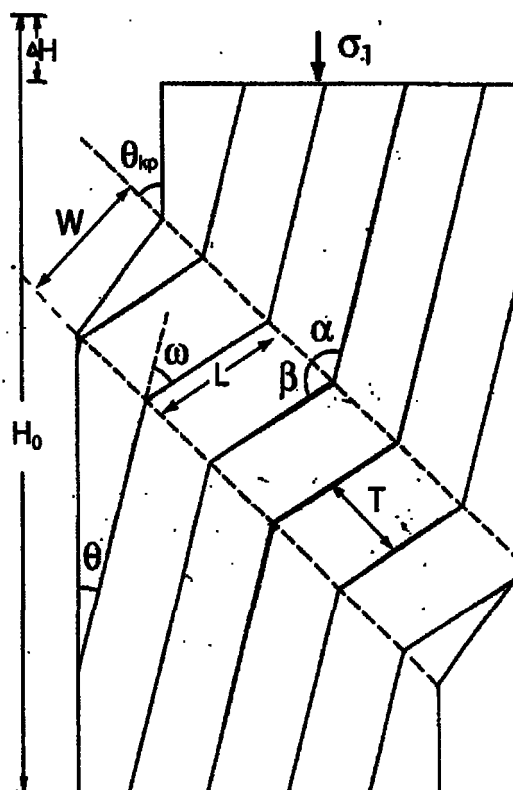


Figure 1. Geometry of ideal kink band in jointed rock material. (Donath, 1968).

Table 1. Properties and parameters of the numerical model

Blocks and joints properties			
	Blocks ¹	Platens ²	Joints
Type	Concrete	Steel	Concrete
ρ (kg m ⁻³)	2700	7800	—
Friction (°)	39.0	—	30.0
Cohesion (MPa)	5.92	—	0.0
G (GPa)	4.94	76.9	—
K (GPa)	5.61	166.7	—
Co (MPa)	24.82	—	—
To (MPa)	2.76	—	—
Kn (GPa m ⁻¹)	—	—	5.6*
Ks (GPa m ⁻¹)	—	—	0.5*
Model dimensions			
Height (m)	10		
Width (m)	7.5		
θ (°)	15		
Joint frequency (m ⁻¹)	2.0		
Boundary conditions			
σ_3 (MPa)	0.5		
Vy (% min ⁻¹)	0.06; 0.3; 0.6; 1.5; 3.0; 6.0		
Platens displacement freedom	Axial and rotation and/or lateral		

1. Archambault, 1972. 2. Bazergui et al., 1993. *. Determined in laboratory, not published

to be fully elastic with no possible failure. This assumption is valid because the steel's yielding point is far greater than the model's strength. The shear strength of the joints and the strength of the block material are limited by linear Mohr-Coulomb envelopes defined by the user. The user is also responsible to determine when and how model failure occurs by monitoring parameters such as block or grid-point velocity, stress, and displacement. These parameters are computed with FISH, the programming language embedded within UDEC.

3.2 Model geometry and parameters

The model's geometry used for UDEC simulations of kink banding in heavily fractured rock masses is represented in figure 2. The proposed geometry represents a biaxial test on a rectangular block model composed of squared cross-section rods of concrete, piled up in a staggered joint pattern. This pattern is composed of a set of continuous joints named "primary joints" and a set of discontinuous joints (secondary joints). The basic model dimensions and parameters are listed in table 1.

Because kink banding is a deformation characterized by strain localization, the computation of volume variation is done for a zone centered on the kink (figure 3). In this way, boundary effects are omitted.

3.3 Boundary conditions

The block model is loaded between steel platens offering various degrees of freedom in their movements: axial displacement, lateral displacement and/or rotation. Axial displacement of the upper platen is fixed at a constant rate (V_y). The lower platen is fixed. Confining pressure (σ_3) is applied laterally and directly on the block model. A typical loading path is divided in two steps:

- 1) Confinement: the upper platen is fixed and confining pressure is applied laterally. The computations are done until a near equilibrium state is reached.
- 2) Loading: a fixed velocity is applied on the upper platen. The computations are done until a kink band is well defined or until blocks overlaps became unrealistic.

4 RESULTS AND DISCUSSION

4.1 Rate of deformation

Simulations with different deformation rates were conducted on a model in which the upper platen could move axially and laterally only. Six different rates of deformation were tested: 0.06, 0.3, 0.6, 1.5, 3.0 and 6.0 % min^{-1} . The typical deformation rates for the ASTM physical tests on rock samples are between 0.07 and 0.5 % min^{-1} .

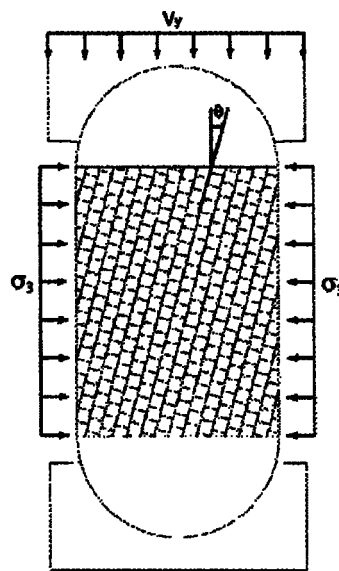


Figure 2. Model's geometry

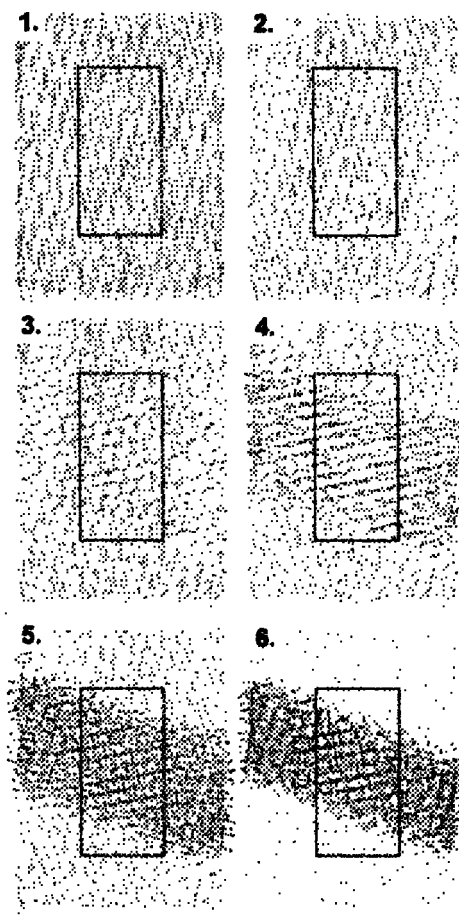


Figure 3. Strain localization in the kink band. Small rectangle indicates the computation zone for volume variation.

4.1.1 Stress-strain-dilatancy curves

Simulations with small deformation rates (0.06 to 0.6 % min⁻¹) show similar deformation curves (figure 4). These curves can be described in five steps:

- A) Joints closure and elastic mobilization: linear increase in stress associated with a negative dilatancy.
- B) Dilatancy mobilization: the stress increment is not linear anymore and the rate of dilatancy passes from negative to zero.
- C) Peak strength: at the peak, the rate of dilatancy increases, but is not maximal.
- D) Kink band initiation: in this part, unstable rotation and slip occurs and leads to a drop in stress. The rate of dilatancy increases rapidly.
- E) Kink band development: deformation occurs at constant stress. This part is associated with positive dilatancy at maximal rate. Finally another stress diminution occurs associated with a decrease in the dilatancy rate.

Simulations with higher rates of deformation (1.5 to 6.0 % min⁻¹) behave differently (figure 5). The three first steps described for the small rates of deformation are similar, except that the peak strength is not well defined. Instead of having a clear peak, there's a yielding zone. This zone is followed by post-failure strain hardening. This part is associated with a constant rate of dilatancy.

4.1.2 Peak strength

Peak strength of the models is influenced by the rate of deformation. There's a non linear relation between the peak strength and the rate of deformation. The higher the deformation rate, the higher the peak strength (figure 6). For the rates tested, the model strength changes from 3.76 MPa to 18.7 MPa, this is a 5 times increase in peak strength for a 120 times increase in deformation rate.

4.1.3 Volume variation

The model's deformation leads to volume variation up to 3% and more. The rate of dilatancy is influenced by the rate of deformation. The faster the deformation, the lower is the rate of dilatancy (figure 4). Small rates of deformation (0.06 to 0.6 % min⁻¹) show little variation of the rate of dilatancy, but high rates of deformation (1.5 to 6.0 % min⁻¹) show an important decrease in the rate of dilatancy.

4.2 Boundary conditions

Two main features of the boundary conditions were tested: the effect of friction and the upper platen's freedom of movement. Simulations were conducted with a deformation rate of 0.6 % min⁻¹.

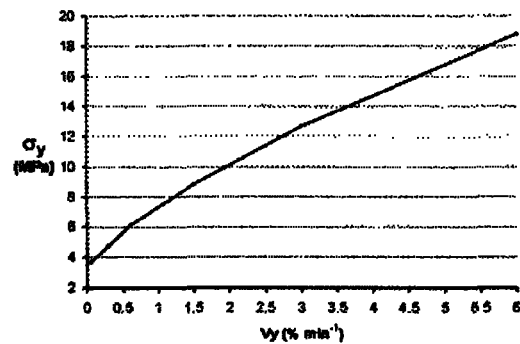


Figure 6. Relation between peak strength and deformation rate.

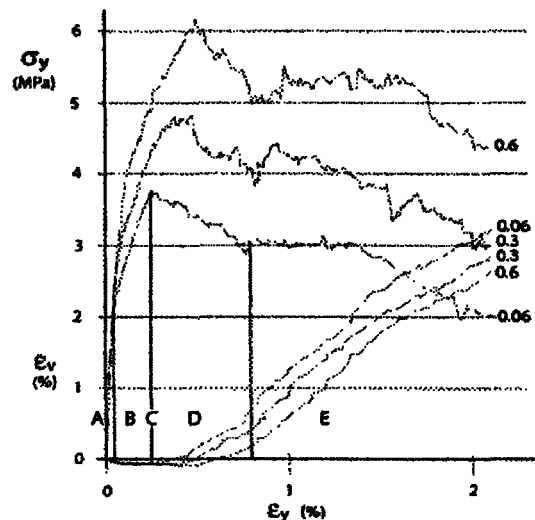


Figure 4. Model's strength and dilatancy. Top curves: strength; bottom curves: dilatancy. Deformation rates in % min⁻¹ appear at the end of each curve.

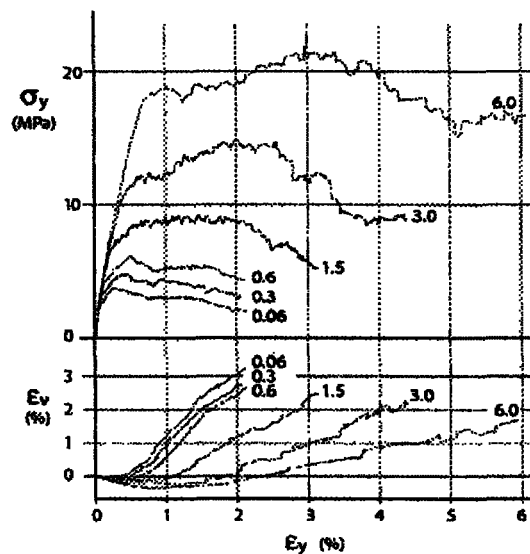


Figure 5. Strength and dilatancy of models with higher deformation rate.

4.2.1 Effect of friction

Simulations with one or two frictionless axial boundaries have been conducted. Friction along the boundaries is essential for the development of kink bands. Frictionless boundaries lead to a non-coaxial deformation or toppling instead of kink banding (figure 7). The main mechanism of deformation is slipping on primary joints.

4.2.2 Upper platen's freedom of movement

Kink bands formation is facilitated by possible displacements of the upper platen. There's a localization of rotation phenomenon associated with kink banding (figure 8). It is shown in figure 8 that kink bands develop when lateral displacement of the upper platen is possible. In this case, there's not an important variation in the behaviour of the model with or without rotation of the platen (figure 8a and 8b). In these cases, only the blocks within the kink band rotate. Important dilatancy is associated with this deformation. Voids appear between rotating slabs and at the kink band hinges. With only axial displacement as freedom of movement (figure 8c) no singular rotation zone is defined. Also, dilatancy occurs principally at the upper right and lower left corners of the model, where it causes an important extrusion of the blocks. This dilatancy is more of a boundary effect than a real phenomenon. The rotation of the platen accommodates part of the deformation (figure 8d), while dilatancy and extrusion of the corners are reduced. There's no single rotation zone and the deformation is more like buckling than kinking.

Model's strength and dilatancy variations related to boundary condition are illustrated in the figure 9. Models with lateral displacement freedom (figure 9a and 9b) show low strength of about 5.7 MPa and high dilatancy rates. Behaviour of these two simulations is very similar. Models without lateral displacement freedom (figure 9c and 9d) show high strength and negative dilatancy. When rotation is not possible, the model axial strength is the highest (20.2 MPa) and the dilatancy is the lowest. When rotation is possible, the model's strength is 14.3 MPa.

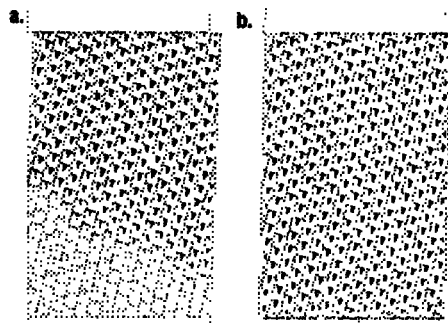


Figure 7. Effect of frictionless boundaries. a) Frictionless upper boundary. b) Frictionless upper and lower boundaries. Small triangles represent relative rotation of the blocks.

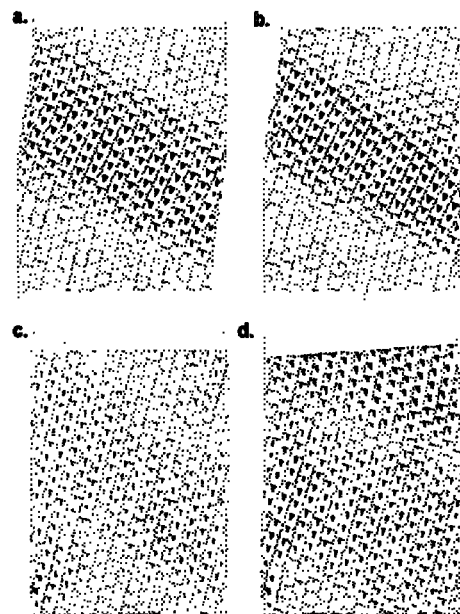


Figure 8. Blocks rotation related to the upper's platen freedom of movement. a) Axial and lateral displacement only. b) Axial, lateral displacement and rotation. c) Axial displacement only. d) Axial displacement and rotation. Small triangles represent relative rotation of the blocks.

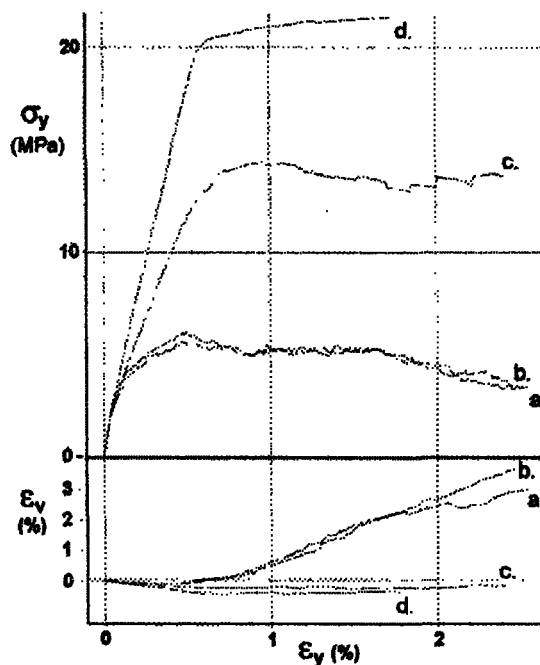


Figure 9. Model's strength and dilatancy. Top curves: strength; bottom curves: dilatancy. Possible displacements: a) Axial, lateral and rotational. b) Axial and lateral. c) Axial and rotational. d) Axial only.

5 CONCLUSION

The strength and dilatancy of jointed rock masses deformed by kink banding depend on the rate of deformation. Small rates of deformation (0.06 to 0.6% min⁻¹) lead to smaller strength, but higher dilatancy and dilatancy rates. They show more similar stress-strain-dilatancy curves with five steps of deformation:

- 1) Joint closure and elastic mobilization
- 2) Dilatancy mobilization
- 3) Peak strength
- 4) Kink band initiation
- 5) Kink band development

High rates of deformation (1.5 to 6.0 % min⁻¹) lead to higher strength and lower dilatancy and dilatancy rates. They show an important variability of the two last steps of deformation.

Because practical rates of deformation are far slower than those simulated in this research, it should be noted that real strength of a rock mass similar to the model tested may be below calculated strength.

Friction at the boundaries is essential for the formation of kink bands. Frictionless boundaries lead to non-coaxial deformation or toppling.

The upper platen's freedom of movement is critical for the formation of kink bands. Kink bands form only when the platen is free to move laterally. In this case, the model's strength is the lowest.

6 ACKNOWLEDGEMENTS

National Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC) and the "Institut de Recherche Robert Sauvé en Santé et en Sécurité au Travail" (IRSST) for the scholarships. Also NSERC for the grants to G. Archambault.

7 REFERENCES

- Archambault G. and B. Ladanyi. 1993. Failure of jointed rock masses by kink zone instability: An important and dangerous mode of rupture. *EUROCK 93*. eds. Ribeiro e Sousa and Grossmann. 761- 769.
- Archambault, G. 1972. *Comportement mécanique des massifs rocheux*. Ph.D. thesis, Montréal: École Polytechnique.
- Bazergui, A., Bui-Quoc, T., Biron, A., McIntyre, G., and Lamberge, C. 1993. *Résistance des matériaux*, 2^e ed. Montréal: École polytechnique de Montréal. 595 p.
- Donath F.A. 1968. Experimental study of kink band development in strongly anisotropic rock. In *Conference on research in tectonics: kink bands and brittle deformation*, eds. A.J. Baer and D.K. Norris, 255-293
- Goodman, R.E., and Kieffer, D.S. 2000. Behavior of rock in slopes. *Journal of geotechnical and geoenvironmental engineering*, 126: 675-684.
- Hayashi, M. 1966. Strength and dilatancy of brittle jointed mass- The extreme value stochastics and anisotropic failure mechanism. *Proc. 1st cong. Int. Soc. Rock Mech., Lisbon 1*.
- Honea, E., and Johnson, A.M. 1976. A theory of concentric, kink and sinusoidal folding of monoclinic feluring of compressible, elastic multilayers. IV. Development of sinusoidal and kink folds in multilayers confined by rigid boundaries. *Tectonophysics*, 30: 197-239.
- Kawamoto, T. 1970. Macroscopic shear failure of jointed and layered brittle media. *Proc. 2nd Cong. Int. Soc. Rock Mech., Belgrade, 2*.
- Ladanyi, B. & Archambault G. 1972. Évaluation de la résistance au cisaillement d'un massif rocheux fragmenté. *Compte-rendu du 24e Congrès géologique international, Montréal, Sec. 13D*.
- Ladanyi, B. & Archambault, G. 1980. Direct and indirect determination of shear strength of rock mass. *AIME Annual Meeting Proc., SME of AIME edition, Las Vegas, Nevada, USA*.
- Nichol, S.L; Hungr, O. & Evans, S.G. 2002. Large-scale brittle and ductile toppling of rock slopes. *Canadian Geotechnical Journal* 39: 773-788.
- Noël, J.-F. & Archambault, G. 2006. A numerical modeling attempt of failure in jointed rock masses by kink zone instability. *Proc. 41th US rock mechanics symposium, Golden, CO*. (In press).
- Preh, A. & Poisel, R. 2004. A UDEC model for "kink band slumping" type failures of rock slopes. In Konietzky (ed.), *Numerical modeling of discrete materials*. London: Taylor & Francis group.
- Ramsay J.G. 1967. *Folding and fracturing of rocks*. New-York: McGraw-Hill.
- Rizopoulos G. & Boehler J.P. 1992. Mechanical behavior of jointed rock masse : an experimental approach on physical model. In Homand, F.; Masrouri, F. & Tissot, J.P. (eds), *Structure et comportement mécanique des géomatériaux; Colloque René Houpert*. Nancy, France.

ARMA 08-074



Analytical failure criterion for kink zone instability

Noël, J.F.

Université du Québec à Chicoutimi, Saguenay, Québec, Canada

Archambault, G.

Université du Québec à Chicoutimi, Saguenay, Québec, Canada

Copyright 2008, ARMA, American Rock Mechanics Association

This paper was prepared for presentation at San Francisco 2008, the 42nd US Rock Mechanics Symposium and 2nd U.S.-Canada Rock Mechanics Symposium, held in San Francisco, June 28-July 2, 2008.

This paper was selected for presentation by an ARMA Technical Program Committee following review of information contained in an abstract submitted earlier by the author(s). Contents of the paper, as presented, have not been reviewed by ARMA and are subject to correction by the author(s). The material, as presented, does not necessarily reflect any position of ARMA, its officers, or members. Electronic reproduction, distribution, or storage of any part of this paper for commercial purposes without the written consent of ARMA is prohibited. Permission to reproduce in print is restricted to an abstract of not more than 300 words; illustrations may not be copied. The abstract must contain conspicuous acknowledgement of where and by whom the paper was presented.

ABSTRACT: Considering that dilatancy results directly from the development of kink zone instabilities, an analytical failure criterion is developed by adapting Rowe's stress-dilatancy model to rotational deformation. Shear resistance through kink zone come principally from the work done against dilatancy. Peak strength calculated with this criterion show similar results to those obtained by experimental direct shear tests and by numerical simulations using UDEC. The main influencing factors on shear strength in this particular failure case are the normal pressure, the rotating slabs initial inclinations and slenderness. The criterion is valid for small normal pressures when there's no sliding of the rotation axis and no rupture through intact rock.

1. INTRODUCTION

The stability of rock slopes, underground openings and other works in intensely foliated or in jointed rock masses, may be at risk with an unusual failure mode by kink zone instability. This type of instability is developed by buckling instability in brittle, ductile foliated or layered rock. Jointed and fractured rock masses also show the development of kink zone instability as a mode of failure or deformation. Goodman and Kieffer [1] classified this mode of failure as "buckling and kink band slumping". Geomechanical designs of works in jointed and foliated rock masses rarely takes into account such a mode of failure.

Physical and numerical studies with models of jointed rock masses [2-7] lead to a better understanding of the critical conditions triggering kink band instabilities in fractured rock masses. This happens under particular conditions of loading path, joint pattern geometry, joint relative orientation to the stress tensor, joint spacing relative to their length and the stress level.

Very few theoretical studies were dedicated to progressive failure by shear zone and by kink instability. Several models are based on the elastic instability of a foliated medium [8, 9]. Unfortunately these models assume that deformation occurs at constant volume. Such a hypothesis contradicts experimental observations that show important dilatancy within kink zone development [6, 10]. Another model uses the mechanics

of generalized Cosserat continua to analyze rotational-shearing deformation or "bookshelf mechanism" [11]. Once implemented in a numerical simulation [12], this model predicts the shear strength of rock masses deformed by kink zone instability. However it is a continuum theory applied to a discontinuous medium and implies an important simplification of reality.

Considering that dilatancy is necessary to the development of kink zone instabilities [10] within jointed and fractured rock masses, this paper proposes an analytical failure criterion developed by adapting Rowe's stress-dilatancy model [13, 14] to rotational deformation under direct shear conditions.

2. PROPOSED FAILURE CRITERION

2.1. Rowe's stress-dilatancy model

Shearing through uniform, non-cohesive rod stacks can be modeled similarly to shearing along an indented surface (Fig. 1). The total shear force, S , may be considered as a sum of three components:

$$S = S_1 + S_2 + S_3 \quad (1)$$

Where, S_1 = component due to external work done in dilating against the external normal force.

$$S_1 = N \cdot \frac{dy}{dx} = N \cdot \tan \alpha \quad (2)$$

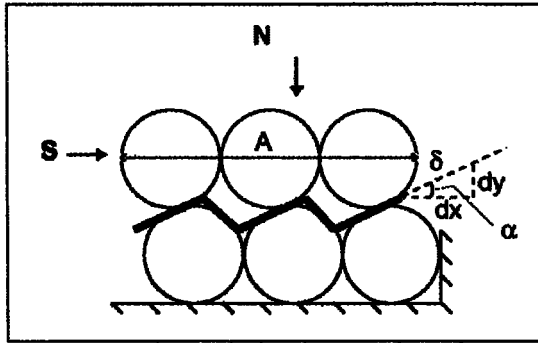


Figure 1: Shearing along an indented surface.

S_2 = component due to additional internal work in friction due to dilatancy.

$$S_2 = S \cdot \tan \alpha \cdot \tan \phi_\mu \quad (3)$$

Where ϕ_μ is the indented surface friction angle.

S_3 = component due to work in internal friction if sample did not change volume during shearing.

$$S_3 = N \cdot \tan \phi_\mu \quad (4)$$

Substituting Eqs. (2) (3) and (4) in Eq. (1), the general equation of sliding on an indented surface [15] is obtained:

$$S = N \cdot \tan (\phi_\mu + \alpha) \quad (5)$$

Dividing by the area of applied forces, A , the peak shear resistance is:

$$\tau_p = \sigma_n \cdot \tan (\phi_\mu + \alpha) \quad (6)$$

2.2. Model's geometry for rotational deformation
 Kink bands in rock masses indented by two orthogonal joint sets can be modeled by brick stacks (Fig. 2). The continuous joints are called "primary joints", and discontinuous joints are called "secondary joints". Under shear stress, slab segments formed of aligned bricks rotate creating an important dilatancy. A simplification of this model consists of inclined, rectangular rock slabs stacked one on the other between two shearing planes (Fig. 3). The rock slabs slenderness is characterized by angle β for which:

$$\frac{b}{h} = \tan \beta \quad (7)$$

Inclination of the slabs is defined by the angle α and inclination of the slabs diagonal, r , is defined by the angle ψ related to the previous angles by:

$$\psi = \alpha + \beta \quad (8)$$

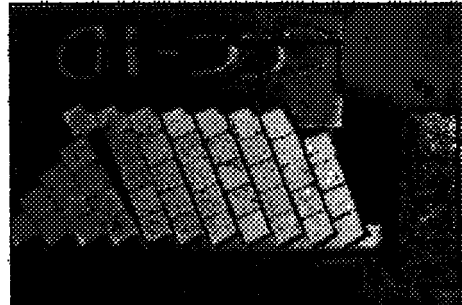


Figure 2: Direct shear on concrete brick stack [2].

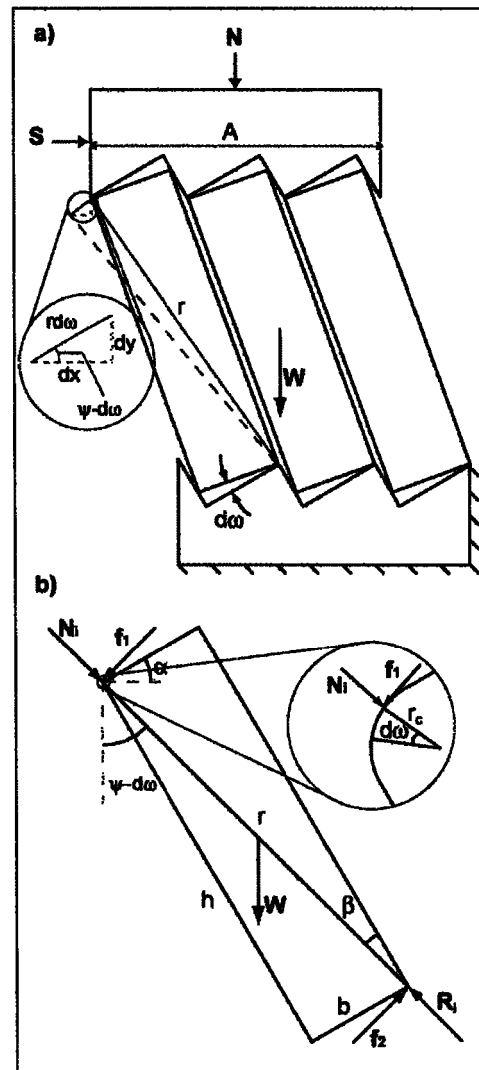


Figure 3: Geometry for rotational deformation. a) Global system. b) Isolated slab.

2.3. Proposed model

When rotation occurs, the slabs diagonal is used as a lever to force dilatancy. Shear strength is calculated from an energetic approach. Development of the model postulates four assumptions:

- No sliding of the rotation axis occurs (slabs contact are on their corners) because displacements on secondary joints are normal to the surface;
- Normal loads are such that no failure occurs within rock slabs;
- Due to rotational displacement, shear strength due to friction between slabs is neglected because the relative motion of one slab to another is near perpendicular to its surface;
- Internal energy dissipation is due to rolling friction at the slab corners.

The external work W_E associated with an infinitesimal rotation $d\omega$ is defined by (figure 3):

$$W_E = S \cdot dx - N \cdot dy - W \cdot \frac{dy}{2} \quad (9)$$

Rearranging through the geometric definitions of dx and dy (figure 3a)

$$W_E = S \cdot (r \cdot d\omega \cdot \cos(\psi - d\omega)) - \left(N + \frac{W}{2}\right) \cdot (r \cdot d\omega \cdot \sin(\psi - d\omega)) \quad (10)$$

Because $d\omega \ll \psi$;

$$W_E = \left[S \cdot \cos \psi - \left(N + \frac{W}{2}\right) \cdot \sin \psi \right] \cdot r \cdot d\omega \quad (11)$$

The internal work W_I is defined by (figure 3b):

$$W_I = (f_1 + f_2) \cdot r_c \cdot d\omega \quad (12)$$

Considering C_R as the coefficient of rolling friction and the following relations:

$$f_1 = C_R \cdot N_i \quad (13)$$

$$f_2 = C_R \cdot R_i = C_R \cdot (N_i + W \cdot \cos \psi) \quad (14)$$

$$N_i = S \cdot \sin \psi - N \cdot \cos \psi \quad (15)$$

Eq. (12) becomes after substitution:

$$W_I = [2 \cdot (S \cdot \sin \psi - N \cdot \cos \psi) + W \cdot \cos \psi] \cdot C_R \cdot r_c \cdot d\omega \quad (16)$$

If all the external work is dissipated by internal friction:

$$W_E = W_I \quad (17)$$

After substituting Eq. (11) and Eq. (16) in Eq. (17):

$$S = \left(N + \frac{W}{2}\right) \cdot \tan \psi + \left[S \cdot \tan \psi + \left(N + \frac{W}{2}\right) \cdot \tan \psi \right] \cdot 2 \cdot C_R \cdot \frac{r_c}{r} \quad (18)$$

Defining a global rolling friction coefficient for the overall rotation of each slab:

$$\tan \phi_R = 2 \cdot C_R \cdot \frac{r_c}{r} \quad (19)$$

Eq. (18) becomes:

$$S = \left(N + \frac{W}{2}\right) \cdot \tan \psi + S \cdot \tan \psi \cdot \tan \phi_R + \left(N + \frac{W}{2}\right) \cdot \tan \psi \cdot \tan \phi_R \quad (20)$$

Or

$$S = S_1 + S_2 + S_3 \quad (1)$$

Where, S_i = component due to external work done in dilatancy against the external normal force.

$$S_1 = \left(N + \frac{W}{2}\right) \cdot \tan \psi \quad (21)$$

S_2 = component due to additional internal work in friction due to dilatancy.

$$S_2 = S \cdot \tan \psi \cdot \tan \phi_R \quad (22)$$

S_3 = component due to work in internal friction if sample did not change volume during shear.

$$S_3 = \left(N + \frac{W}{2}\right) \cdot \tan \phi_R \quad (23)$$

Substituting Eqs. (21) (22) and (23) in Eq. (1), the total shear force needed to initiate kink zone instabilities is given by:

$$S = \left(N + \frac{W}{2}\right) \cdot \tan(\phi_R + \psi) \quad (24)$$

Dividing by the area of applied forces, A , the peak shear resistance is:

$$\tau_p = (\sigma_n + \sigma_w) \cdot \tan(\phi_R + \psi) \quad (25)$$

3. EXPERIMENTATIONS AND NUMERICAL SIMULATIONS

The proposed model of kink zone instabilities for peak shear strength was compared with experimental and numerical test results. This section describes the experimental and numerical models used to test the proposed analytical model.

3.1. Experimental tests

Experimental test results come from the literature [2]. They consist of direct shear tests of concrete brick stacks (Fig. 2). Different model configurations of slab inclinations ($\alpha \in \{15^\circ, 30^\circ, 45^\circ\}$), normal stress ($0.8 \text{ MPa} \leq \sigma_n \leq 17.4 \text{ MPa}$), and slab slenderness

$$\left(\frac{b}{h} \in \left\{\frac{1}{3}, \frac{1}{4}, \frac{1}{5}\right\}\right) \text{ were tested.}$$

3.2. Numerical simulations

The numerical model, created with the UDEC code, simulates the rock slab stack under direct shear conditions. The joint and the deformable block properties used in the numerical simulations are listed in table 1. The block and joint properties were defined to represent the physical model developed by Archambault [2]. The steel platens are assumed to be fully elastic with no possible failure. This assumption is valid because the steel yielding point is far greater than the model strength. The joint and block shear strength are limited by linear Mohr-Coulomb envelopes. Model failure is determined by monitoring parameters such as block or grid-point velocity, stress, and displacement. These parameters are computed with FISH, the programming language embedded within UDEC.

Table 1. Properties and parameters of the numerical model

Blocks and joints properties			
	Blocks ¹	Platens ²	Joints
Type	Concrete	Steel	Concrete
ρ (kg m ⁻³)	2700	7800	—
Friction (°)	39.0	—	30.0
Cohesion (MPa)	5.92	—	0.0
G (GPa)	4.94	76.9	—
K (GPa)	5.61	166.7	—
Co (MPa)	24.82	—	—
To (MPa)	2.76	—	—
Kn (GPa m ⁻¹)	—	—	5.6*
Ks (GPa m ⁻¹)	—	—	0.5*
Model geometry			
α (°)	15; 30; 45		
Slab slenderness (b/h)	0.21 to 0.24		
Boundary conditions			
σ_n (MPa)	1.0; 2.0; 4.0; 6.0; 8.0; 10.0; 15.0		
V_x (% min ⁻¹)	0.3		

1. [2]. 2. [16]. * Determined in laboratory, not published

4. INTERPRETATION AND DISCUSSION

Results of peak shear strength calculated by the proposed analytical model were compared to those obtained by physical tests and numerical simulations.

4.1. Rotation vs. Sliding

Considering an initial system composed of inclined rock slabs, two failure modes may occur (Fig. 4):

- Rotational deformation;
- Sliding on secondary joints.

In both cases, the peak shear strength depends on dilatancy and friction. Considering slab diagonal inclinations between $0^\circ \leq \psi \leq 90^\circ$, rotational dilatancy is always higher than sliding dilatancy:

$$\tan \psi = \tan(\alpha + \beta) \geq \tan \alpha \quad (26)$$

On the other hand, sliding friction is higher than rolling friction:

$$\tan \phi_R < \tan \phi_\mu \quad (27)$$

A parameter that prevents sliding is the secondary joint plane friction. Rotational peak resistance was determined with the proposed model, assuming that $\tan \phi_R = 0$ as first approximation. Sliding resistance was calculated with Rowe stress-dilatancy model. Results of numerical simulations with different secondary joints friction angle are shown in figure 5. No intermediate resistance is observed, either rotation or sliding occurs for a particular model state. The least resistant behavior will control the global system resistance. The critical friction angle on secondary joints can be calculated by inserting rotational peak strength (Eq. 25) into Eq. (6):

$$\tan \phi_{\mu c} = \frac{\tau_{Rp} - \sigma_n \cdot \tan \alpha}{\sigma_n + \tau_{Rp} \cdot \tan \alpha} \quad (28)$$

Where $\phi_{\mu c}$ is the sliding friction angle for which rotational and sliding strength are identical. τ_{Rp} is the rotational peak shear strength.

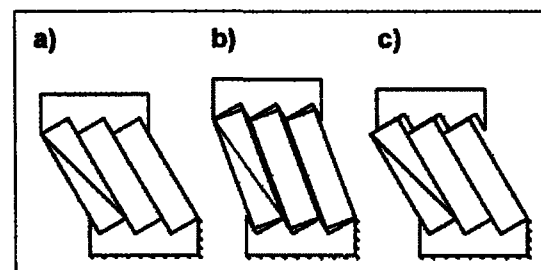


Figure 4: Failure modes. a) Initial state. b) Rotational deformation. c) Sliding on indented surface.

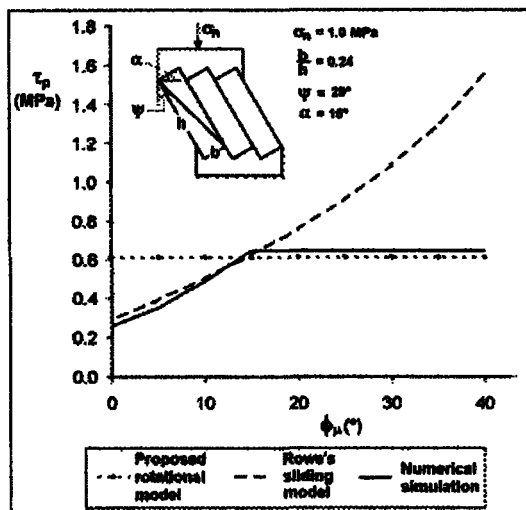


Figure 5: Peak shear resistance of different failure mode.

4.2. Model testing

Figure 6 presents comparisons between peak shear strengths obtained from physical tests and numerical simulations with those calculated with the proposed analytical model. From top graph to bottom graph, slab inclination varies from 15° to 45°. Three important parameters were investigated:

- The effect of normal stress;
- The effect of slab inclination;
- The effect of slab slenderness.

First, normal stress has an important effect on peak shear strength of the kink zone instability. At small normal stress, results from the proposed model are comparable with results from physical and numerical tests. A near linear relationship is shown between shear stress and normal stress. At higher normal stress, divergence occurs between the results. While the proposed model gives a linear relationship between shear and normal stresses, the numerical and physical tests shows a non-linear relationship. This is due to slab rupture under high normal stress. Important fractures occur within bricks in physical tests [2], and tensile fracture indicators appears in the numerical simulation.

Second, the slab inclination has a direct effect on the system shear resistance, because it defines the dilatancy ($\psi = \tan \psi = \tan(\alpha + \beta)$). The higher the slab inclination (α is higher), the more resistant is the system, as shown by the scales on the three graphs in figure 6. As slab inclination increases, rupture through intact material occurs at a smaller normal stress, so

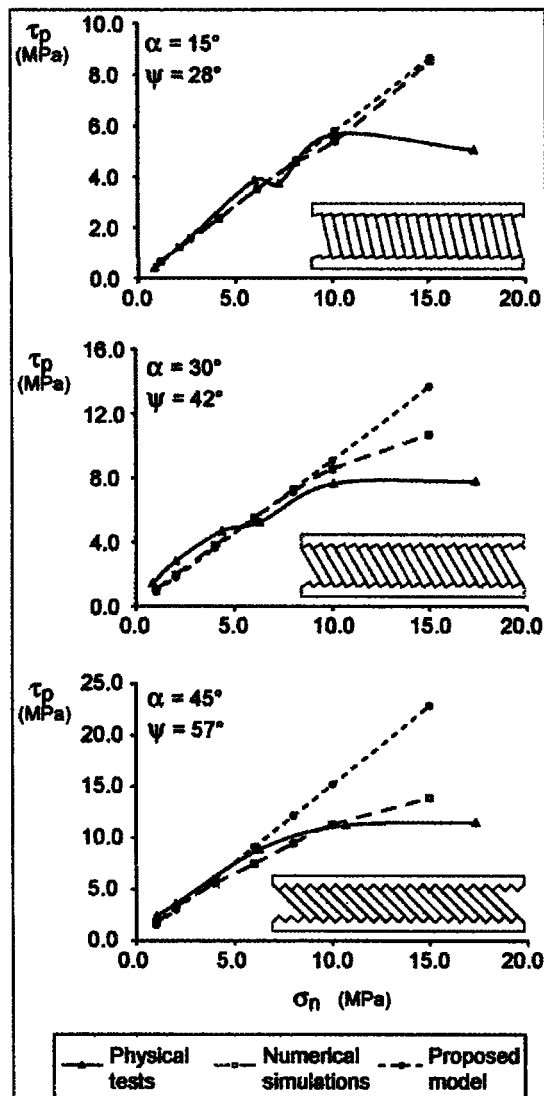


Figure 6: Compared physical, numerical, and analytical results for different slabs diagonal's orientation and normal stress.

model range of applicability decreases. For $\alpha = 15^\circ$, the proposed model is valid up to $\sigma_n = 10$ MPa, but for $\alpha = 45^\circ$, the model is valid only up to $\sigma_n = 4$ MPa.

Third, slab slenderness has two cumulative effects on the system shear strength. It defines dilatancy (β angle) and it is directly related to the length of the lever arm (r) used against dilatancy. Figure 7 shows the slab slenderness effect on the system shear strength. Comparison between physical tests and calculated results are shown. For the same normal stress, an

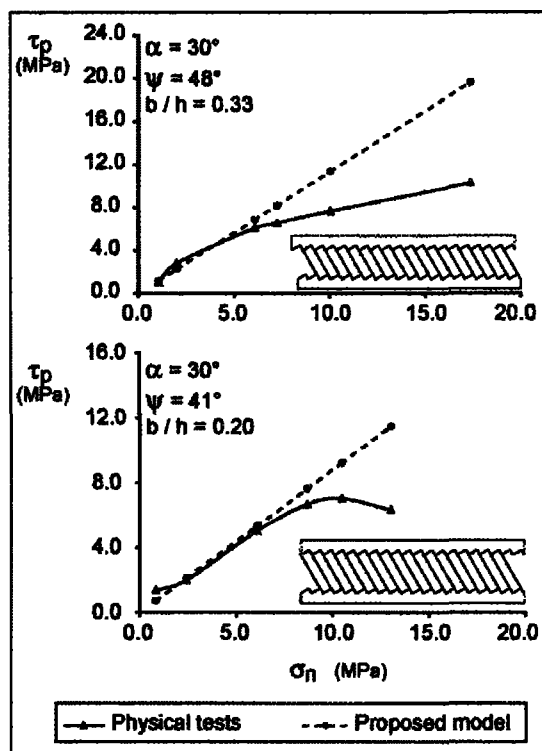


Figure 7: Compared physical and analytical results for different slabs slenderness.

increase of slab slenderness (b/h ratio is lower) leads to a decrease of the shear strength, because angle β is smaller (dilatancy is smaller) and the lever arm is longer (more torque is produced from the same shear force). As slab slenderness decreases, rupture through intact material occurs at smaller normal stress, so model range of applicability decreases.

5. CONCLUSIONS

Adaptation of Rowe's stress-dilatancy model to rotational deformation leads to a failure criterion for kink zone instabilities based on energetic considerations.

The peak strength of a system composed of a stack of oriented rock slabs under direct shear is determined either by sliding resistance or by rotational resistance. The least resistant behavior will occur. The critical sliding friction angle was defined as the friction angle for which sliding resistance and rotation resistance are identical.

Peak strength calculated by the proposed model was compared and validated by numerical simulations and physical tests. Shear strength variation is associated

with the variation of normal stress, slab inclination, and slab slenderness. As long as no fracture through intact material occurs, the analytical model is valid.

6. ACKNOWLEDGEMENTS

National Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC) and the "Institut de Recherche Robert Sauvé en Santé et en Sécurité au Travail" (IRSST) for the scholarships. Also NSERC grants to G. Archambault for this project.

REFERENCES

1. Goodman, R.E. and D.S. Kieffer. 2000. Behavior of rock in slopes. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering* 126: 675-684.
2. Archambault, G. 1972. *Comportement mécanique des massifs rocheux*. Ph.D. thesis. Montréal: École Polytechnique de Montréal.
3. Ladanyi, B. and G. Archambault. 1972. Évaluation de la résistance au cisaillement d'un massif rocheux fragmenté. In *Proceedings of the 24th International Geological Congress, section 13, Montréal*, ed. 249-260.
4. Ladanyi, B. and G. Archambault. 1980. Direct and indirect determination of shear strength of rock mass. In *Proceedings of the AIME Annual Meeting, Las Vegas, Nevada*, ed. Society of Mining Engineers.
5. Noël, J.-F. and G. Archambault. 2006. A numerical modeling attempt of failure in jointed rock masses by kink zone instability. In *Proceedings of the 41th U.S. Rock Mechanics Symposium, Golden, CO*, ed. D. P. Yale, et al., On CD
6. Noël, J.-F. and G. Archambault. 2007. Boundary conditions effects on the formation of kink bands in fractured rock masses. In *Proceedings of the 1st Canada-U.S. Rock Mechanics Symposium, Vancouver, BC*, ed. E. Eberhardt, et al., 379-384. London: Taylor & Francis.
7. Rizopoulos, G. and J.P. Boehler. 1992. Mechanical behavior of jointed rock mass: an experimental approach on physical model. In *Proceedings of the Structure et comportement mécanique des géomatériaux; Colloque René Houpert, Nancy, France*, ed. F. Homand, et al.,
8. Honea, E. and A.M. Johnson. 1976. Theory of concentric, kink and sinusoidal folding and of

- monoclinical flexuring of compressible, elastic multilayers. 4. Development of sinusoidal and kink folds in multilayers confined by rigid boundaries. *Tectonophysics* 30: 197-239.
9. Hunt, G.W., M.A. Peletier and M.A. Wade. 2000. The Maxwell stability criterion in pseudo-energy models of kink banding. *Journal of Structural Geology* 22: 669-681.
 10. Archambault, G. and B. Ladanyi. 1993. Failure of jointed rock masses by kink zone instability: An important and dangerous mode of rupture. In *Proceedings of the Eurock'93 conference, Lisboa, 21-24 June 1993*, ed. L. Ribeiro e Sousa, et al., 761-769. Rotterdam: A.A. Balkema.
 11. De Figueiredo, R.P., E.A. Vargas jr. and A. Moraes. 2004. Analysis of bookshelf mechanisms using the mechanics of Cosserat generalized continua. *Journal of Structural Geology* 26: 193-216.
 12. Durand, A.F., E.A. Vargas and L.E. Vaz. 2006. Applications of numerical limit analysis (NLA) to stability problems of rock and soil masses. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences* 43: 408-425.
 13. Rowe, P.W. 1962. Stress-dilatancy relation for static equilibrium of an assembly of particles in contact. *Proceedings of the Royal Society of London Series a-Mathematical and Physical Sciences* 269: 500-527.
 14. Rowe, P.W. and L. Barden. 1964. Energy component during the triaxial cell and direct shear tests. *Geotechnique* 14: 247-261.
 15. Newland, P.L. and B.H. Allely. 1957. Volume change in drained triaxial tests on granular materials. *Geotechnique* 7: 17-34.
 16. Bazergui, A., T. Bui-Quoc, A. Biron, G. McIntyre and C. Laberge. 1993. *Résistance des matériaux, 2e édition*. Montréal: École Polytechnique de Montréal.

