



HAL
open science

Modélisation physique tridimensionnelle des mouvements gravitaires de grande ampleur en milieu rocheux.

Damien Bachmann

► **To cite this version:**

Damien Bachmann. Modélisation physique tridimensionnelle des mouvements gravitaires de grande ampleur en milieu rocheux.. Sciences de la Terre. Université Nice Sophia Antipolis, 2006. Français. NNT: . tel-00133173

HAL Id: tel-00133173

<https://theses.hal.science/tel-00133173>

Submitted on 23 Feb 2007

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

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

UNIVERSITÉ DE NICE-SOPHIA ANTIPOLIS – UFR Sciences
Ecole Doctorale Sciences Fondamentales et Appliquées

THESE

Pour obtenir le titre de
Docteur en Sciences
de l'UNIVERSITE de Nice-Sophia Antipolis

Discipline : Sciences de la Terre

Présentée par
Damien BACHMANN

**MODÉLISATION PHYSIQUE TRIDIMENSIONNELLE
DES MOUVEMENTS GRAVITAIRES DE GRANDE
AMPLEUR EN MILIEU ROCHEUX.**

Thèse dirigée par *Stéphane BOUISSOU*
et *Alexandre CHEMENDA*

Thèse soutenue le 1^{er} décembre 2006

Jury :

MERLE Olivier

SCAVIA Claudio

CROSTA Giovanni B.

PETLEY David

STEPHAN Jean-François

BOUISSOU Stéphane

CHEMENDA Alexandre

Professeur, Université Clermont-Ferrand II

Professeur, Politecnico Torino

Professeur, Università di Milano

Professeur, University of Durham

Professeur, Université de Nice

Maître de conférence, Université de Nice

Professeur, Université de Nice

Rapporteur

Rapporteur

Examineur

Examineur

Examineur

Directeur

Directeur

Remerciements

Les remerciements sont un exercice difficile. A chercher une diplomatie déférence on en oublie la sincérité du merci. Du simple lecteur aux gens qui ont pris de leur temps et de leur énergie, pour guider ce travail, pour le juger, pour me remonter le moral ou m'éclaircir les idées, de mon entourage proche à ceux qui n'ont été que de passage, de ceux qui restent à ceux qui sont partis, à tous je voudrais offrir en guise de merci quelques lignes que j'adore. Car après tout si j'en suis là, c'est parce que l'on revient toujours à ses premières amours. Qu'on les parcourt ou qu'on les étudie, qu'on les ausculte ou qu'on les modélise, qu'on les grave ou les regarde avec envie, puissent les montagnes être pour tous une source de sagesse.

Les montagnes ne vivent que de l'amour des hommes.
Là où les habitations, puis les arbres, puis l'herbe s'épuisent,
naît le royaume stérile, sauvage, minéral ;
cependant, dans sa pauvreté extrême, dans sa nudité totale,
il dispense une richesse qui n'a pas de prix :
le bonheur que l'on découvre dans les yeux de ceux qui le fréquentent

- Gaston Rébuffat -

Modélisation physique tridimensionnelle des mouvements gravitaires de grande ampleur en milieu rocheux.

Résumé

La gravité est un des principaux facteurs contrôlant l'évolution des chaînes de montagnes. Ses effets les plus connus sont les diverses formes de glissements de terrain. La gravité génère aussi des mouvements évoluant à plus grande échelle d'espace et de temps et dont les effets peuvent passer inaperçus, confondus avec ceux de la tectonique ou masqués par l'érosion. Ces mouvements sont connus sous le nom de DSGSD (Deep Seated Gravitational Slope Deformation). L'enjeu de la compréhension de ce phénomène est important, tant du point de vue de la géologie structurale ou de la géomorphologie que de celui de la prévention des risques naturels. Le manque d'observations en profondeur fait que les modalités de la rupture mises en jeu dans ces mouvements de grande ampleur sont inconnues.

Nous avons étudié ce phénomène par une approche de modélisation physique (expérimentale) tridimensionnelle. Le premier objectif de la thèse a donc été de finaliser la mise au point d'un protocole expérimental original récemment conçu. Cette méthode est fondée sur l'utilisation de nouveaux matériaux analogiques et d'un dispositif de chargement gravitaire original permettant de réaliser des modèles satisfaisant les critères de similarités physique. Ce protocole présente également l'avantage de pouvoir observer la déformation des modèles de manière incrémentale, ainsi que de permettre la réalisation de coupes pour visualiser la déformation en profondeur. Notre étude a permis de montrer que la profondeur maximale de la surface de rupture est comparable à la hauteur de l'édifice affecté. Par ailleurs, au cours de l'évolution de la rupture, ces phénomènes profonds participent au déclenchement de mouvements gravitaires de plus petite taille. Il a également pu être mis en évidence que la topographie à grande échelle est un facteur majeur contrôlant la géométrie et la répartition des mouvements gravitaires.

Mots clés : Géomécanique, Mouvements gravitaires, DSGSD, modélisation physique.

3D physical modelling of large-scale gravitational rock mass movements.

Abstract

Gravity is one of the principal forces controlling the evolution of mountain belts. The best known effects are various forms of landslides. However, gravity also causes movements over larger spatial and temporal scales, the effects of which are difficult to distinguish from tectonic structures or are hidden by erosion. These movements are known as Deep Seated Gravitational Slope Deformation (DSGSD). Understanding this phenomenon is therefore important, both from structural and geomorphological points of view and for the prediction of natural hazards. Yet the mode of rupture that causes these movements rests unknown due to the lack of observations at depth.

We have studied this phenomenon using a 3D experimental physical modelling approach. The first objective was to finalise the recently-developped experimental protocole. This method is based on the use of new analogue materials and an original experimental gravity loading device which allows tests to be carried out respecting the physical similarity criteria. The protocol also has the advantage of allowing the observation of incremental deformation, as well as obtaining cross-sections through the model to study deformation at depth. The study shows that the maximum depth of the rupture surface is of the same order as the height of the slope affected. Furthermore, during the evolution of the rupture, deep-seated phenomena help trigger gravity movements at a smaller scale. The larger-scale topography was also shown to be a major factor controlling the geometry and distribution of gravity movements.

Keywords: Geomechanics, gravity movements, DSGSD, physical modelling.

Trójwymiarowe modelowanie fizyczne przemieszczeń skał pod działaniem sił grawitacyjnych o dużym natężeniu.

Streszczenie

Przemieszczenia w środowisku skalnym pod wpływem sił grawitacyjnych stanowią element podstawowego zagrożenia naturalnego. Należy brać je pod uwagę podczas prowadzenia badań w zakresie geologii strukturalnej lub geomorfologii. Nasze prace eksperymentalne prowadzono metodą modelowania fizycznego. Rozpoczęliśmy od przygotowania oprzyrządowania, które dawało możliwość odtworzenia, w warunkach laboratoryjnych, grawitacyjnej destabilizacji górotworów, przebiegających w przyrodzie w skali wielokilometrowej. Metoda ta polega na zastosowaniu nowych materiałów analogowych i oryginalnego symulatora grawitacyjnego. Zaletą takiego protokołu jest możliwość obserwacji odkształceń modeli w sposób inkrementacyjny, oraz możliwość generowania przekrojów, dla wizualizacji odkształceń na głębokość. Pierwszym celem niniejszej pracy było opracowanie protokołu eksperymentalnego i sprawdzenie jego słuszności.

Następnie zrealizowano modele, aby móc lepiej zrozumieć zjawisko destabilizacji grawitacyjnej o dużym natężeniu, zwłaszcza w przypadku "Deep-Seated Gravitational Slope Deformations" (DSGSD). Zjawisko to było jak dotąd opisywane na bazie parametrów geomorfologicznych. Nasze badania pozwoliły na scharakteryzowanie głębokościowej deformacji. Również głębokość powierzchni pęknięcia jest porównywalna do wysokości badanego górotworu. Te głębokie zjawiska mają swój udział w powstawaniu lokalnych ruchów grawitacyjnych. Topografia wielkowymiarowa jest podstawowym elementem pozwalającym na kontrolę geometrii i rozkładu ruchów grawitacyjnych.

Słowa kluczowe : Geomechanika, Ruchy masowe, DSGSD, Modelowanie fizyczne.

Table des matières

Introduction.....	3
Chapitre 1: Les mouvements gravitaires.....	5
1.1. Introduction.....	5
1.2. Les mouvements gravitaires en milieu rocheux.....	6
1.2.1. Les chutes de blocs (rockfalls).....	6
Description générale.....	6
Un exemple caractéristique : l'avalanche de Randa.....	7
Les travaux de modélisation effectués.....	8
1.2.2. Les glissements de terrain (rockslides).....	11
Description générale.....	11
Un exemple caractéristique : le glissement de la Clapière.....	13
Les travaux de modélisation effectués.....	14
1.2.3. Les fauchages ou basculements (topples).....	16
Description générale	16
Un exemple : le fauchage de la mine de Lornex Pit (Canada).....	18
Les travaux de modélisation réalisés.....	19
1.2.4. Les Deep Seated Gravitational Slope Deformations (DSGSD).....	21
Description du phénomène.....	21
Les principales hypothèses quant à la déformation en profondeur :	25
Les travaux de modélisation réalisés.....	29
Bilan sur les DSGSD.....	33
Chapitre 2 : Procédure expérimentale.....	35
2.1 Introduction.....	35
2.2 Article 1 : 3-D Physical Modeling of Deep-Seated Landslides: new technique and first results.....	37
2.3 Article 2 : Comparaison entre sollicitations gravitationnelles continue et discrète en modélisation physique des mouvements gravitaires rocheux.....	53
Chapitre 3 : Résultats expérimentaux.....	67
3.1 Introduction.....	67
3.2. Article 1 : Influence of weathering and pre-existing large scale fractures on gravitational slope failure: insights from 3-D physical modelling.....	69
3.3 Article 2 : Analysis of massif fracturing during Deep Seated Gravitational Slope Deformation by physical and numerical modeling.....	81
3.4 Article 3 : Influence of large scale topography on gravitational rock mass movements: New insights from physical modeling.....	95

Chapitre 4 : Discussion et perspectives.....	105
4.1 Discussion de la méthode de modélisation.....	105
4.1.1 Comportement mécanique du matériau utilisé.....	105
4.1.2 La notion de temps.....	109
4.2 Discussion des résultats.....	110
4.2.1 Origine des DSGSD.....	110
4.2.2 Nature d'un DSGSD.....	111
4.3 Perspectives.....	116
4.3.1 Développement de la méthode de modélisation.....	116
4.3.2 Prise en compte des DSGSD en géologie structurale.....	118
 Conclusion.....	 121
 Références Bibliographiques.....	 123

Introduction

Les mouvements gravitaires jouent un rôle prépondérant dans l'évolution des chaînes de montagnes, par leur contribution importante à l'érosion. Ils constituent également un risque naturel majeur, pouvant être à l'origine de catastrophes importantes. Leur étude se révèle donc primordiale aussi bien pour la prévention des risques naturels que pour la compréhension de la géomorphologie ou de la géologie structurale des chaînes de montagnes. Cette étude est cependant difficile car les mouvements gravitaires sont influencés par des paramètres divers, depuis la structure géologique (lithologie, anisotropie, failles), les paramètres climatiques (épisodes glaciaires, précipitations) ou encore le champ des contraintes tectoniques, les sollicitations sismiques ou le rééquilibrage isostatique.

Afin de comprendre et prévoir les mouvements gravitaires, deux approches complémentaires sont nécessaires. La première consiste à s'intéresser à des exemples particuliers, en les caractérisant du mieux possible. La seconde consiste à déterminer l'influence relative des différents paramètres contrôlant les déstabilisations gravitaires, en modélisant ce phénomène.

Pour caractériser un exemple particulier, il faut tout d'abord effectuer des observations de terrain. Diverses informations peuvent être ainsi obtenues, notamment une première approximation de la structure géologique locale, de la localisation des zones déstabilisées, ainsi que de la vitesse de mouvement et de son évolution. Le problème de ces observations est que celles-ci sont forcément limitées dans le temps, mais aussi malheureusement dans l'espace. En effet la grande majorité des études de terrain se limite à l'étude d'un exemple particulier sans prendre en considération le massif dans son ensemble. De plus les observations sont limitées de manière évidente à la surface, très peu de données sont disponibles en profondeur, et celles-ci sont toujours partielles (tunnels, forages). Pour compléter ces observations, il faut déterminer la structure interne du massif considéré en utilisant les méthodes de prospection géophysique. Ces prospections visent à caractériser les grandes hétérogénéités (failles, différences de lithologie...). Ces méthodes ne permettent cependant pas d'obtenir des informations au delà de quelques dizaines de mètres (Ferrucci et al., 2000). Il est ensuite nécessaire de déterminer les paramètres mécaniques du ou des matériaux composant le massif étudié. Ceci est effectué en mesurant les paramètres mécaniques des matériaux, en laboratoire, sur des échantillons prélevés sur le terrain. Le problème est qu'une caractérisation ponctuelle d'un échantillon de taille centimétrique ne peut être représentative d'un versant entier de taille hecto à plurikilométrique. Les paramètres mécaniques sont donc ensuite extrapolés à l'échelle du versant par le biais de méthodes empiriques (Bieniawski, 1976; Hoek et Brown, 1980). Ce type d'études très approximatives, effectué le plus souvent pour le dimensionnement d'ouvrages géotechniques de stabilisation de versants, ne permet pas de comprendre les processus rupturés à la base des déstabilisations gravitaires.

La seconde approche consiste à faire des modèles en vue de déterminer l'importance relative des différents paramètres influençant l'initiation et l'évolution des mouvements de terrain. C'est un aller retour entre caractérisation d'exemples naturels et modélisation qui permettra la compréhension d'un phénomène. La modélisation peut être effectuée de manière

numérique ou physique (par des expériences de laboratoire). Cette dernière approche présente l'avantage de pouvoir être effectuée facilement en trois dimensions et en prenant en compte de grandes déformations du modèle. La modélisation physique doit toutefois respecter les critères de similarités afin de reproduire fidèlement les conditions naturelles. C'est cette dernière approche que nous avons utilisé dans le cadre de cette thèse.

La première partie de mon travail a consisté à finaliser le développement d'un protocole expérimental original récemment conçu. Ce protocole de modélisation physique est fondé sur l'utilisation d'un dispositif permettant d'augmenter l'accélération de la pesanteur de manière discrète au sein des modèles. Il a donc fallu caractériser le matériau analogue à utiliser ainsi que réaliser les tests et réglages nécessaires à la validation et à l'exploitation du dispositif. La seconde partie de mon travail a consisté en l'utilisation de cette méthode de modélisation pour étudier les mouvements gravitaires en milieu rocheux. Notre attention s'est tout d'abord portée sur les glissements de terrain de grande ampleur, inspirée notamment par l'exemple régional du glissement de La Clapière. Nous avons ensuite cherché à apporter des réponses à des questions relatives au phénomène de « Deep Seated Gravitational Slope Deformation » (DSGSD), aussi appelé « sagging » ou « sackung ». Ces déstabilisations de très grande ampleur sont de plus en plus observées dans toutes les chaînes de montagne. Elles sont cependant encore très mal comprises, aussi bien quant aux processus rupturés mis en jeu que quant à la géométrie de la masse mobilisée, ainsi qu'au lien qu'il existe entre ces DSGSD et les glissements de terrain plus superficiels.

Ce mémoire comporte quatre chapitres :

1. Le premier est un bilan des connaissances au sujet des déformations gravitaires en milieu rocheux. Il a pour but de situer l'objet de nos recherches de manière précise, ce qui est de première importance dans un domaine où des phénomènes très différents sont fréquemment définis par des termes identiques.
2. Le second chapitre présente sous la forme de deux articles la méthode de modélisation physique développée, et les justifications quant à sa validité.
3. Le troisième chapitre présente les résultats obtenus sous la forme de trois articles. Le premier était destiné à mieux contraindre les effets de la fracturation et de l'altération des massifs sur les déstabilisations gravitaires. L'article suivant est centré sur le phénomène de DSGSD. Il vise à déterminer la géométrie et l'évolution de la fracturation au sein d'un édifice affecté par un DSGSD. Il vise aussi à déterminer la résistance effective d'un massif, afin de mieux contraindre les conditions d'initiation des DSGSD. Le dernier article est consacré à l'étude de l'influence des variations topographiques à grande et petite échelle sur la déstabilisation d'un massif.
4. Le quatrième chapitre est une discussion de la méthode utilisée et des résultats obtenus, ainsi qu'une présentation de perspectives découlant du travail réalisé.

Chapitre 1: Les mouvements gravitaires

1.1. Introduction

Il existe divers types de mouvements gravitaires : glissements de terrain, chutes de blocs, effondrements, coulées de boue, laves torrentielles etc... Les déstabilisations gravitaires affectent tous les types de matériaux géologiques, et sont influencées par des paramètres aussi divers que la structure géologique du massif, la topographie, l'état de contraintes tectoniques, ou encore les conditions climatiques locales.

Plusieurs classifications ont été proposées pour nommer et regrouper ces différents mouvements de terrain. Parmi ces classifications, celle de Varnes (1978) (Tableau 1) est communément utilisée par la communauté scientifique s'intéressant au comportement mécanique des mouvements gravitaires.

<i>TYPE DE MOUVEMENT</i>		<i>TYPE DE MATERIAU</i>		
		Roche	Sol	
			Granuleux	Fin
CHUTES (falls)		Chute de blocs (rock fall)	Chute de débris (debris fall)	Chute de terre (earth fall)
GLISSEMENTS (slides)	ROTATIONNELS	Glissement rocheux (rock slide)	Glissement de débris (debris slide)	Glissement de terre (earth slide)
	TRANSLATIONNELS			
FAUCHAGE (topples)		Fauchage rocheux (rock topple)	Fauchage de débris (debris topple)	Fauchage de terre (earth topple)
ETALEMENTS LATERAUX (lateral spreads)		Etalement rocheux (rock spread)	Etalement de débris (debris spread)	Etalement de terre (earth spread)
ECOULEMENTS (flows)		Ecoulement rocheux (rock flow, deep creep)	Lave torrentielle (debris flow, soil creep)	Coulée de boue (earth flow, soil creep)
COMPLEXES		Combinaison d'au moins 2 principaux types de mouvements		

Tableau 1 : Classification des mouvements de terrain, d'après Varnes (1978), modifié.

La classification de Varnes (1978) présente deux grandes catégories de mouvements de terrain, selon le type de matériau impliqué. On peut ainsi distinguer les mouvements affectant les sols (moraines, argiles peu consolidées, horizons pédologiques, etc.), et ceux affectant les roches. Dans le cas des mouvements gravitaires affectant les matériaux de type sol, la déstabilisation a lieu généralement lorsque le matériau a une forte teneur en eau. Le déclenchement de ces mouvements de terrain est donc éminemment corrélé à l'abondance des précipitations atmosphériques. La masse mobilisée a un comportement mécanique très dépendant de la vitesse à laquelle elle est sollicitée (comportement visqueux). Le comportement mécanique est donc sensible à la vitesse d'écoulement, elle-même dépendante de la teneur en eau (Maquaire, 2002). C'est à la seconde grande catégorie, celle des mouvements gravitaires en milieu rocheux, qu'appartiennent les phénomènes étudiés dans le cadre de cette thèse. Ils vont donc faire l'objet d'une présentation plus détaillée dans la suite de ce chapitre. Au sein de cette catégorie il existe trois familles pour lesquelles la définition du phénomène est clairement établie. Ce sont les chutes de blocs, les glissements, et le fauchage. Ces trois familles vont être présentées par la suite en suivant la même démarche. Tout d'abord une définition générale du phénomène sera présentée, cette définition sera ensuite illustrée par la description d'un exemple particulier, et enfin une synthèse des travaux de modélisation effectués sera proposée. Les deux dernières familles (étalements et écoulements latéraux) semblent à l'heure actuelle regroupées en une même famille appelée « Deep Seated Gravitational Slope Deformations »(DSGSD) dont la définition est encore assez floue. La nature de la rupture est en particulier méconnue, même si différentes hypothèses ont été proposées. Cette catégorie sera présentée plus en détails, car elle est l'objet principal de ce travail de thèse. En premier lieu sera présentée la description générale du phénomène, ainsi que la définition qui semble actuellement admise. Par la suite seront présentées les différentes hypothèses quant à la nature de la rupture. Les travaux de modélisation effectués jusqu'à présent seront également présentés, et enfin un bilan sur les incertitudes majeures concernant ce type de phénomènes sera effectué.

1.2. Les mouvements gravitaires en milieu rocheux

1.2.1. Les chutes de blocs (rockfalls)

Description générale

Les chutes de blocs représentent une famille de mouvement très rapides, avec des vitesses de plusieurs dizaines à plusieurs centaines de mètres par seconde (Paronuzzi, 1987; Azzoni et al., 1995). Le contact entre la zone mobilisée (blocs) et la surface sur laquelle le trajet s'effectue est discontinu au cours du mouvement (Fig. 1).

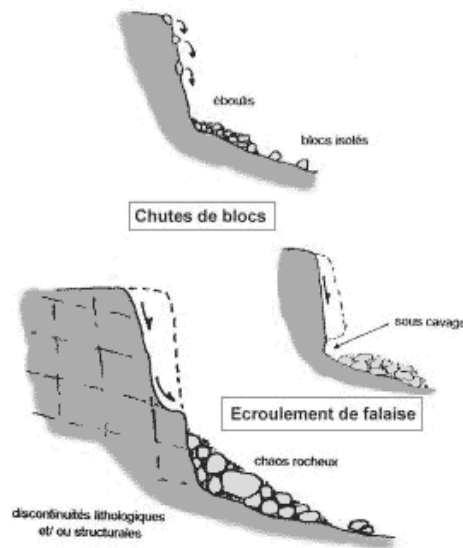


Figure 1 : Dynamique d'une chute de blocs (BRGM).

Lors de la chute la zone mobilisée se désagrège et perd sa structure initiale. Ce phénomène peut affecter des blocs isolés et donc des faibles volumes (Hutchinson, 1988). Des zones beaucoup plus importantes peuvent aussi être impliquées, avec des volumes de plusieurs milliers, voire millions de mètres cubes (Brueckl et Parotidis, 2001; Eberhardt et al., 2004). Dans ce cas on parle d'avalanche, ou de sturzstrom pour les mouvements de très grande ampleur (Hsü, 1975; Hutchinson, 1988). Les chutes de blocs sont généralement délimitées par des fractures pré-existantes (Whalley, 1984). L'état de pré-fracturation du massif semble donc jouer un rôle important dans ces mouvements gravitaires.

Un exemple caractéristique : l'avalanche de Randa

L'avalanche de Randa a eu lieu en 1991 dans les Alpes suisses, près du village de Randa (Fig. 2). Le 18 avril, 22.10^6m^3 de roche se sont effondrés, suivis de 7.10^6m^3 le 3 mai. La route et la voie de chemin de fer longeant la vallée ainsi que la rivière Matternvispa ont été bouchées lors du second effondrement. Le barrage ainsi formé a entraîné la création d'un lac qui a inondé le village de Randa. Aucune victime n'a été déplorée. Le mouvement de terrain a affecté des roches métamorphiques (orthogneiss massifs, avec des lits de paragneiss riches en micas) formant des pentes très raides. Suite à ces effondrements de nombreux travaux ont été réalisés afin de comprendre leur origine, ainsi que de prévoir l'évolution de la falaise qui présente encore des zones instables et potentiellement dangereuses.

La plupart des études géologiques du versant de Randa ont été effectuées après les effondrements. L'état du versant avant et entre les deux effondrements a cependant été analysé à posteriori par le biais de photographies aériennes. Ces analyses ont été mises en relation avec des observations in situ et des modèles numériques de terrain (Sartori et al., 2003). Ces études, couplées à des observations réalisées à proximité du site dans un tunnel destiné à éviter toute inondation de la vallée lors d'un futur effondrement, ont permis d'avoir une connaissance précise de la structure géologique locale. Elles ont notamment permis d'identifier certains réseaux de fractures importants, notamment un réseau de fractures parallèles à la pente (Schindler et al., 1993). Ces différentes fractures composent la majeure

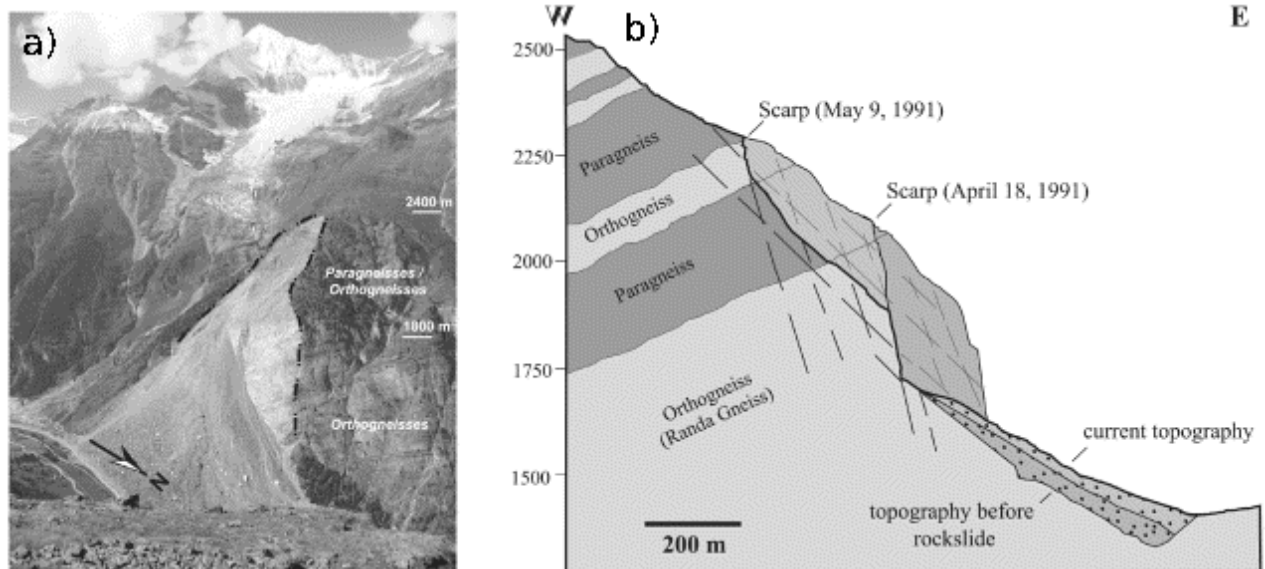


Figure 2 : a) Photographie et b) coupe du versant montrant l'avalanche de Randa (d'après Eberhardt et al., 2004, modifié)

partie des surfaces de rupture observées lors des deux effondrements (Ischi et al., 1991; Noverraz et Bonnard, 1992). Une analyse minéralogique a mis en évidence une altération importante au sein des fractures (Girod et Thélin, 1998).

Le déclenchement de la série d'effondrements a été tout d'abord attribué à une saturation du massif en eau, après une période d'intense fonte des neiges (Schindler et al., 1993). De tels épisodes de fonte des neiges ont cependant été également observés durant les années précédant les effondrements, sans pour autant que des chutes de blocs ne surviennent. Pour Eberhardt et al. 2004, il n'y a pas de facteur déclenchant particulier, mais la rupture est liée à une évolution de la stabilité de la falaise par une diminution progressive de la résistance de celle-ci. Ceci rend la prédiction de tels événements difficile. On voit bien qu'un massif fracturé est prédisposé à générer des chutes de blocs, mais ces dernières ne surviennent que lorsque la résistance effective du massif a suffisamment diminuée. Cette résistance effective est dépendante de la taille et de la disposition des fractures, mais aussi de leur état d'altération, l'ensemble étant lié notamment aux circulations de fluides.

Les travaux de modélisation effectués

Les travaux de modélisation effectués afin d'étudier les chutes de blocs se répartissent en deux catégories. Il y a les travaux qui s'intéressent au déclenchement de la chute, et ceux s'intéressant à la cinématique de la chute.

Parmi les travaux s'intéressant à l'initiation de la rupture, les travaux de modélisation numérique ont permis de reproduire les séquences d'effondrements de l'avalanche de Randa (Ferrero et al., 1996; Sartori et al., 2003; Eberhardt et al., 2004), que ce soit en utilisant des codes à éléments finis (Fig. 3) ou distincts (Fig. 4).

La principale originalité de l'approche proposée par Eberhardt et al. 2004, réside dans leur prise en compte de l'adoucissement dans leurs modèles à éléments finis (Fig. 5). Pour ceci ces auteurs prennent en compte un matériau intact avec une résistance principalement cohésive, considérant qu'à l'échelle d'un versant la résistance frictionnelle est négligeable. Pour un matériau déformé, ils prennent par contre en compte une résistance exclusivement

frictionnelle, considérant que c'est la seule résistance existant au sein des fractures. Cette approche est discutable dans la mesure où l'on peut se demander si l'on peut assimiler les ruptures au sein des massifs à des fractures nettes, ou à des zones de fracture plus ou moins remplies de matériau broyé et/ou altéré.

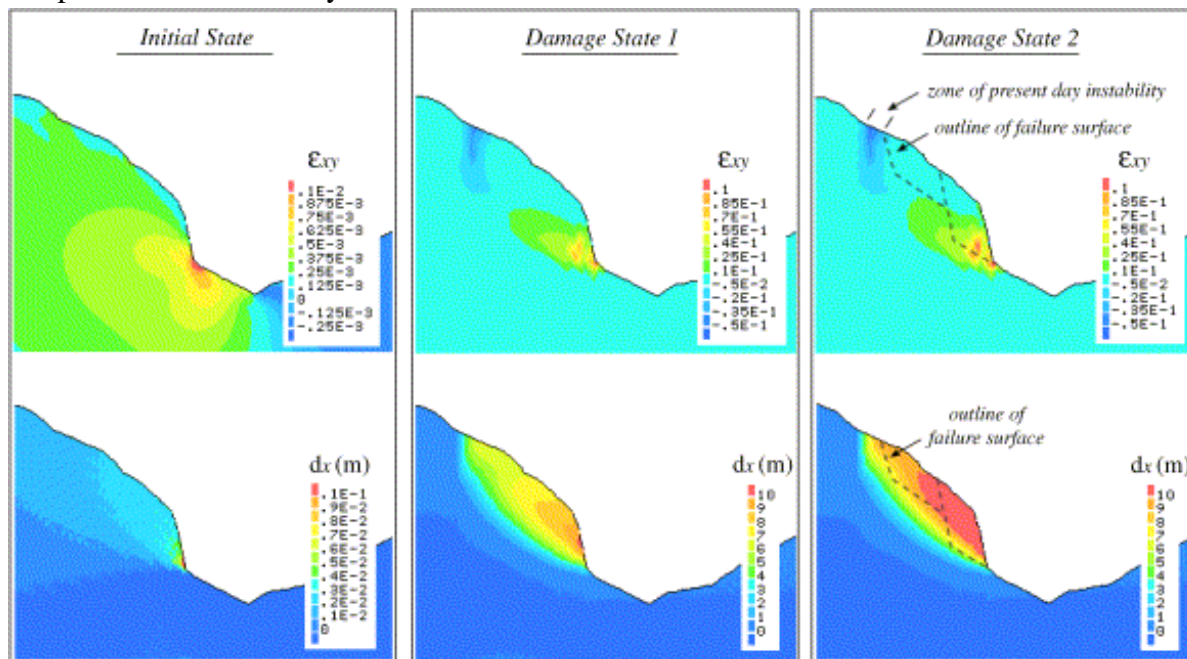


Figure 3 : Evolution de la déformation cisailante (ϵ_{xy}) et des déplacements horizontaux (dx) pour trois étapes de dégradation progressive de la résistance du matériau, conduisant à l'écroulement de la falaise de Randa (Eberhardt et al., 2004). En pointillés sont représentées les surfaces de ruptures des éboulements de 1991.

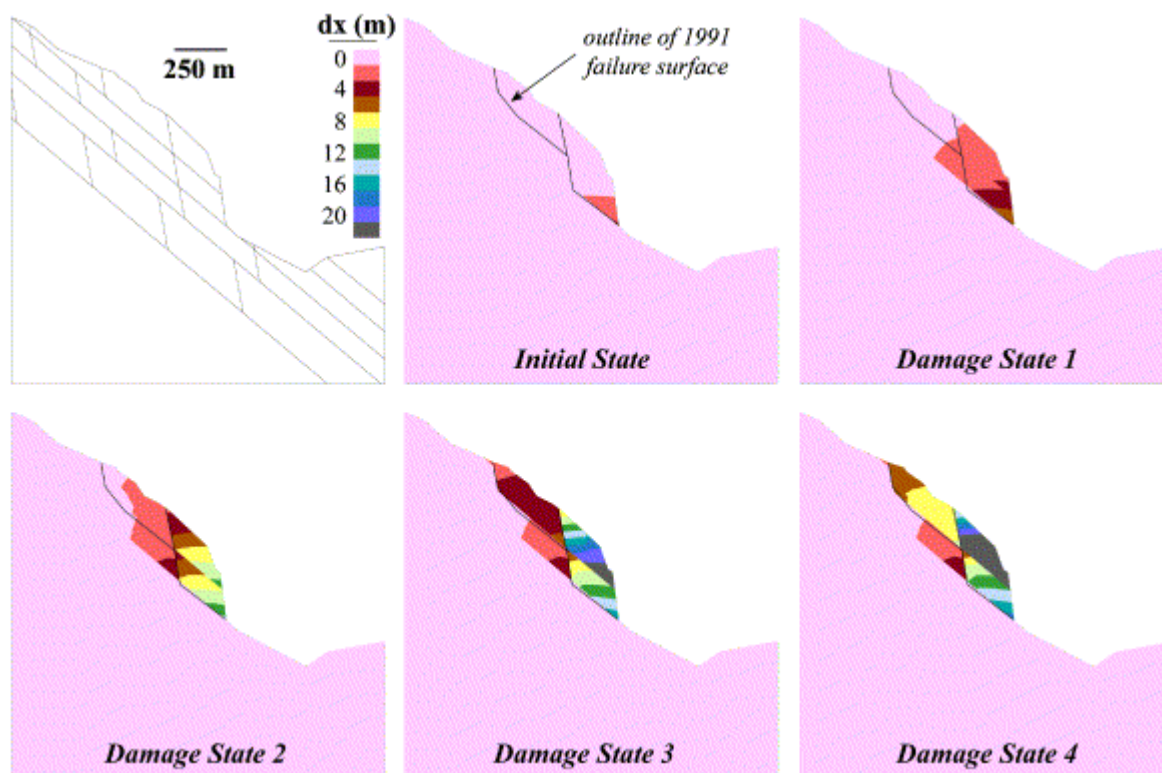


Figure 4 : Modélisation en éléments distincts de l'écroulement de la falaise de Randa, montrant les déplacements horizontaux des blocs pour une diminution progressive de la résistance au niveau des discontinuités. Dans ces modèles quelques hétérogénéités (fractures) sont introduites.

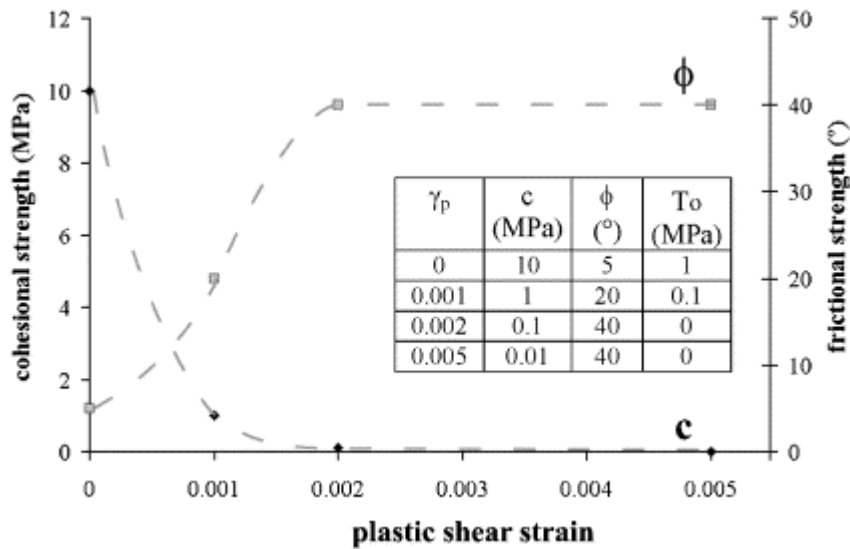


Figure 5 : Comportement mécanique du matériau utilisé par Eberhardt et al., dans leurs modèles à éléments finis.

Des travaux de modélisation physique ont également été réalisés (Bois, 2006). Ces modèles ont mis en évidence le rôle majeur joué par les discontinuités préexistantes dans la localisation de la zone d'instabilité, de même que la déformation et la dégradation progressive de la masse mobilisée. De plus les modèles physiques ont montré l'importance d'une étude 3D.

Les modèles dédiés à l'étude de la cinématique du mouvement tentent de prévoir la trajectoire des blocs déstabilisés. Parmi les travaux de modélisation numérique, trois approches sont généralement proposées, selon la façon dont sont considérés les blocs (Tableau 2). La première approche est celle des blocs considérés comme des « masses concentrées » (lumped mass), c'est à dire que les blocs sont considérés comme étant un point où la masse du bloc est concentrée. Cette approche semble satisfaisante pour l'étude de la chute libre des blocs. Les blocs peuvent être considérés également comme des « corps rigides » (rigid bodies), et dans ce cas leur géométrie est très simplifiée (une sphère ou un cylindre, par exemple). Cette approche est plus adaptée à l'étude de la trajectoire des blocs lorsque ceux-ci roulent ou rebondissent. Enfin des approches mixtes ont également été développées, considérant les blocs comme des « masses concentrées » pendant leur chute, puis comme des « corps rigides » lors des phases de roulement et de rebondissement. Le problème majeur est que ces blocs n'ont pas la capacité de se fracturer, et donc la distance qu'ils parcourent est généralement surestimée.

<i>Année</i>	<i>Auteur(s)</i>	<i>Nom du Programme</i>	<i>Dimensions</i>	<i>Approche</i>
1976	Piteau et Clayton	Computer rockfall Model	2-D	Masse concentrée
1982-86	Bozzolo et Pamini	SASS-MASSI	2-D	Mixte
1985	Bassato et al.	Rotolamento Salto Massi	2-D	Masse concentrée
1987	Descouedres et Zimmerman	Eboul	3-D	Corps rigide
1989	Pfeiffer et Bowen	CRSP	2-D	Mixte
1990	Kobayashi et al.	--	2-D	Corps rigide
1991-95	Azzoni et al.	CADMA	2-D	Mixte
1991	Scioldo	Rotomap	3-D	Masse concentrée
1998	Stevens	RocFall	2-D	Mixte
1999	Paronuzzi et Artini	mobyrock	2-D	Masse concentrée
2000	Jones et al.	CRSP4.0	2-D	Mixte
2002	Guzzetti et al.	STONE	3-D	Masse concentrée

Tableau 2 : Caractéristiques principales des principaux programmes destinés à l'étude de la trajectoire des chutes de blocs (d'après Guzzetti et al., 2002).

Des modélisations expérimentales ont également été réalisées, en général afin de valider des développements analytiques basés sur les principes de la physique granulaire (Savage et Hutter, 1989; Davies et McSaveney, 1999). Le problème de ces modèles est lié à leur dimensionnement. En effet ils ne reproduisent pas les chutes de blocs en respectant les lois d'échelle. Les résultats sont donc dépendants du volume impliqué, ainsi que du diamètre des particules utilisées.

1.2.2. Les glissements de terrain (rockslides)

Description générale

Les glissements de terrain correspondent à un déplacement d'une masse de roche plus ou moins cohérente sur une surface de cisaillement (Fig. 6 et 7). La zone mobilisée se déplace de manière relativement homogène, dans le sens où sa structure est conservée lors du mouvement, bien qu'elle puisse être relativement déformée. Les volumes impliqués peuvent aller jusqu'à plusieurs millions de mètres cubes (Julian et Anthony, 1996; Brueckl et Parotidis, 2001), avec une surface de rupture située de quelques mètres (Hutchinson, 1988) à quelques centaines de mètres de profondeur (cas des « deep seated landslides », Hutchinson, 1995). La transition entre glissement de terrain et avalanche peut apparaître après une déformation

importante, faisant peser le risque d'épisodes catastrophiques pour tous les mouvements lents en milieu rocheux (Petley, 1996).

Une distinction est généralement faite entre les glissements de terrain « translationnels » (fig. 6) et « rotationnels » (fig. 7). Les glissements de type translationnel sont généralement observés dans des milieux hétérogènes ou anisotropes, alors que les glissements rotationnels sont principalement observés dans les milieux homogènes (Varnes, 1978).

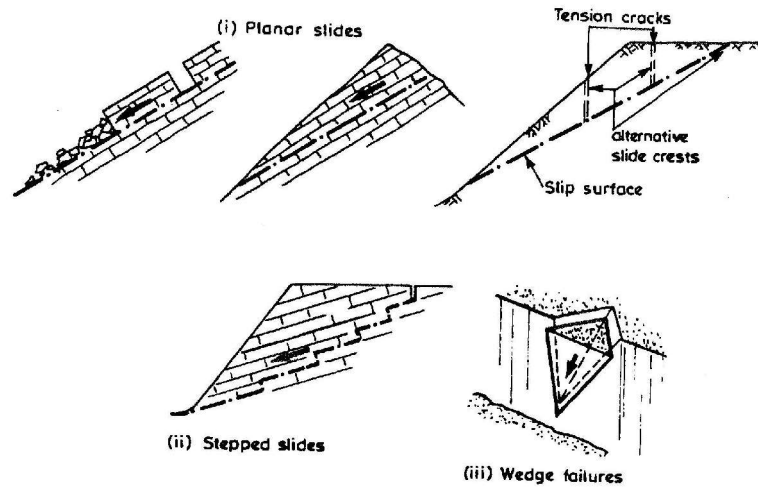


Figure 6 : Différents types de glissements de terrain translationnels en milieu rocheux (Hutchinson, 1988).

(i) glissements plans, (ii) glissements « en marches », (iii) ruptures « en coin ».

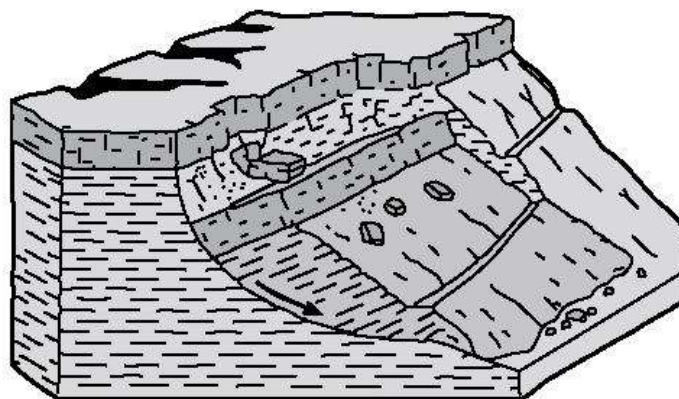


Figure 7: Glissement de terrain rotationnel en milieu rocheux, d'après Varnes, 1978.

Un exemple caractéristique : le glissement de la Clapière

Un exemple caractéristique de glissement de terrain en milieu rocheux est le glissement de La Clapière, situé dans la vallée glaciaire de la Tinée, dans les Alpes Maritimes françaises (Fig 8). Il affecte des gneiss du massif cristallin de l'Argentera-Mercantour. Ces unités métamorphiques sont composées de paragneiss migmatitiques (formation d'Anelle), comprenant un banc d'orthogneiss massif plus résistant (formation d'Iglière) (Julian, 1991; Gunzburger et Laumonier, 2002). Ce glissement semble faire partie d'une déstabilisation à plus grande échelle impliquant le versant tout entier. Le volume actuellement mobilisé est d'environ $60 \times 10^6 \text{m}^3$, réparti en trois compartiments principaux (Guglielmi et al., 2005). Sa largeur est d'environ 1000m à sa base et la longueur de l'escarpement sommital est de 800m. Il se développe sur 700m de dénivellation.



Figure 8 : Le glissement de terrain de La Clapière, Vallée de la Tinée, Alpes Maritimes (photo Y. Guglielmi).

Ce glissement a démarré dans les années 1950. Sa vitesse a augmenté régulièrement pour des raisons inconnues jusqu'à atteindre un maximum de 6m/an en 1987, puis a décliné jusqu'à 2 à 3 mètres par an actuellement. Des variations de vitesse saisonnières sont observées et corrélées à l'abondance des précipitations.

Les observations de terrain ont permis de bien situer le glissement dans le contexte géologique local. Ainsi le glissement est situé en une zone où la barre d'Iglière (plus résistante que l'unité d'Anelle) est la moins armée, avec des lacunes à l'affleurement aux limites du glissement (Follacci, 1987). De plus l'analyse de la déformation fragile a mis en évidence le lien entre les limites latérales du glissement actuel et des réseaux de failles subverticales affectant le socle à l'échelle régionale.

Des travaux de prospection géophysique ont permis d'imager localement la surface de rupture. Celle-ci est située à une profondeur n'excédant pas 100m (Lebourg et al., soumis). La

surface de rupture a aussi été étudiée par le biais de modèles numériques de terrain réalisés d'après des photos aériennes (Casson et al., 2005). Ces travaux proposent que le glissement est proche du type rotationnel, avec une surface de rupture suivant une trajectoire quasi-circulaire. Ceci semble être en adéquation avec le fait que la structure du massif est assez homogène. Cette analyse est discutable dans la mesure où l'on ne peut considérer le glissement de la Clapière comme une masse rigide et non déformée. Quoiqu'il en soit cet aspect descriptif n'explique pas les mécanismes rupteurs impliqués dans la déstabilisation.

Si la connaissance du terrain et de l'évolution passée du glissement de La Clapière est aujourd'hui assez précise, des interrogations majeures subsistent. En effet on ne sait encore pas pourquoi seule cette petite partie du versant est déstabilisée sous forme de glissement de terrain, et donc quels sont les paramètres principaux influençant la déstabilisation. Il semble que l'action conjuguée de la structure du massif, de son état de contrainte tectonique et de l'altération des roches, soit à l'origine de ce mouvement gravitaire.

Les travaux de modélisation effectués

Les travaux de modélisation visent généralement à déterminer les conditions nécessaires à la rupture au sein d'un massif. En ce sens l'approche est exactement la même que pour l'étude de l'initiation d'une chute de blocs (paragraphe précédent). D'autres travaux sont consacrés à l'étude de l'évolution d'un glissement en fonction de paramètres extérieurs comme la pression en fluide (Fig. 9, Cappa et al., 2004) ou des secousses sismiques (Fig. 10, Bhasin et Kaynia, 2004).

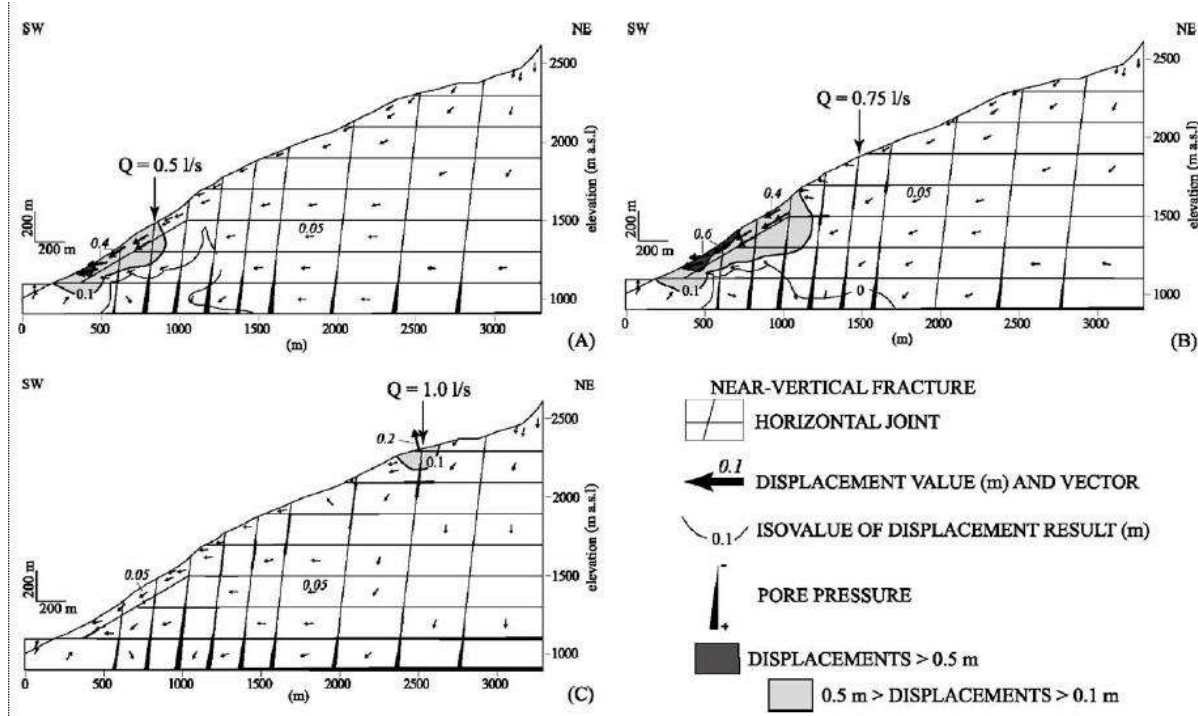


Figure 9 : Etude de l'influence d'infiltrations d'eau à différentes altitudes (A : 1500m, B : 1900m, C : 2300m) sur les déplacements du versant de La Clapière, Cappa et al., 2004.

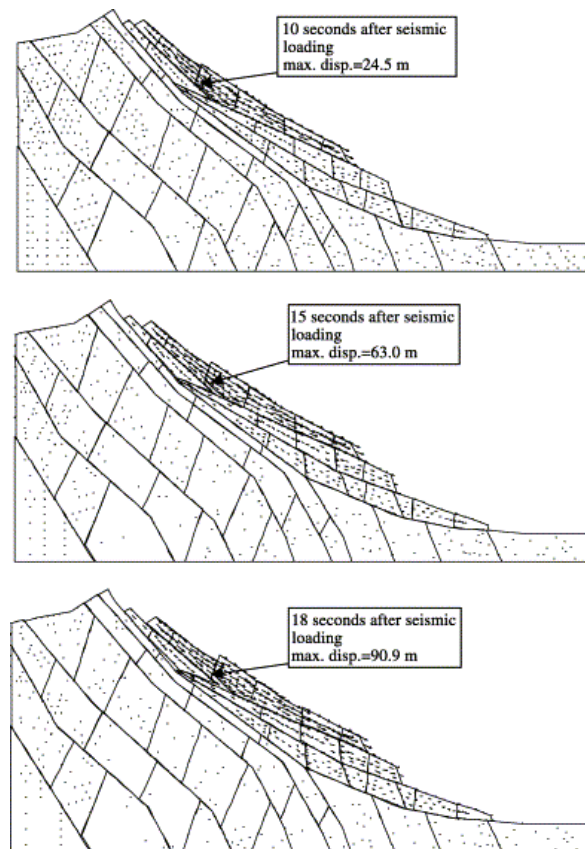


Figure 10 : Evolution d'un versant instable suite à une secousse sismique, Bhasin et Kaynia, 2004.

Des travaux de modélisation physique ont également été réalisés, principalement pour étudier les glissements de terrain affectant les édifices volcaniques (Donnadiou et Merle, 1998; Merle et Lénat, 2003; Oehler et al., 2005). Ces travaux utilisent comme matériaux analogues des roches des mélanges à base de sable, et dont le comportement est principalement contrôlé par la valeur du frottement interne ($\sim 30^\circ$). Aussi l'introduction de matériaux au comportement visqueux (silicone) simulant des zones fortement altérées ou des intrusions magmatiques est nécessaire à la déstabilisation (fig. 11).

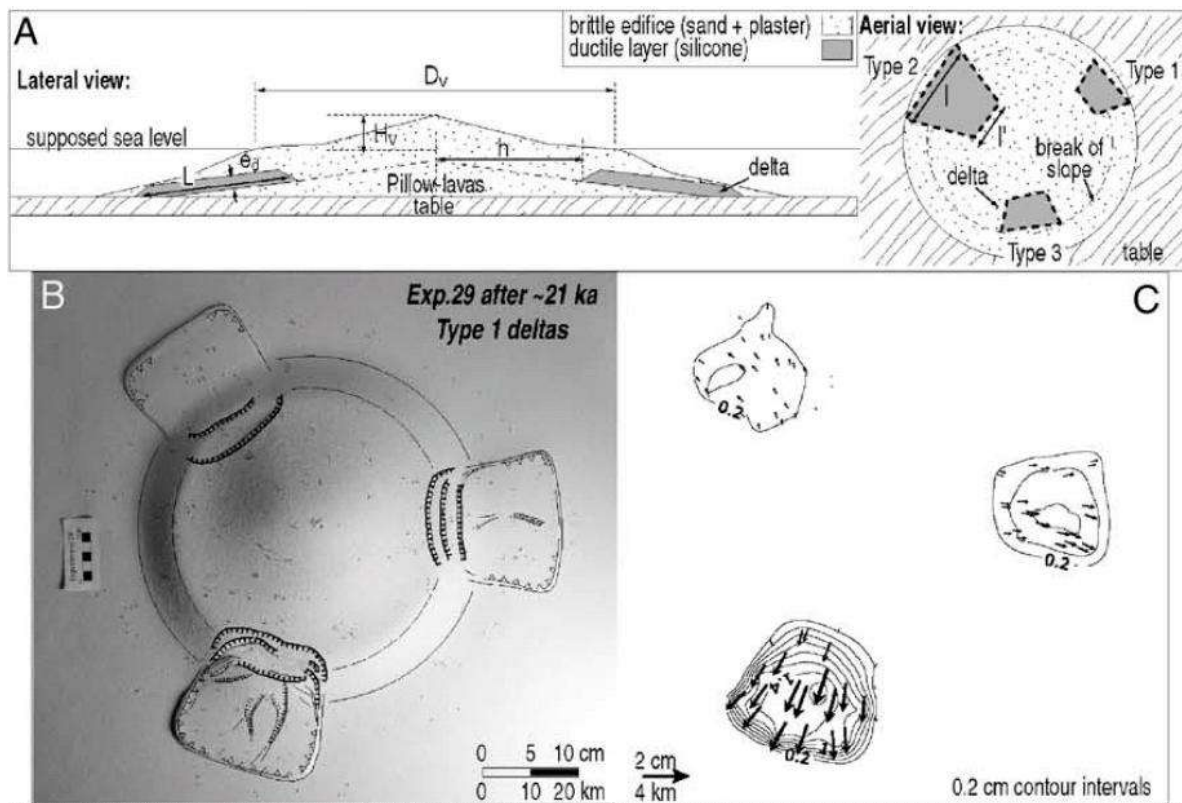


Figure 11 : Modélisation physique de glissements de terrain affectant les édifices volcaniques (d'après Oehler et al., 2004). (A) schéma du modèle, (B) modèle en cours de déstabilisation, (C) visualisation des champs de déplacements au sein du modèle.

Si un tel comportement est possible dans les édifices volcaniques, il semblerait que ce ne soit pas le cas dans les édifices montagneux où ni les effets importants de l'hydrothermalisme des zones volcaniques ni les intrusions magmatiques ne sont présents. Le fait d'utiliser un matériau analogue dont l'angle de frottement interne est d'environ 30° ne convient donc pas pour ce genre d'étude, en effet en ce cas aucun glissement de terrain ne peut se déclencher de manière spontanée si les pentes de l'édifice sont inférieures ou égales à la valeur du frottement interne. Cet aspect sera développé plus en détail dans le chapitre suivant.

1.2.3. Les fauchages ou basculements (topples)

Description générale

Un fauchage ou basculement correspond à une rotation d'une ou plusieurs colonnes de roches (Fig. 12). Ce type de déformation gravitaire est courant dans les massifs rocheux présentant des discontinuités à fort pendage. Ces discontinuités peuvent être des limites stratigraphiques, des réseaux de fractures, ou encore la foliation. Le terme de fauchage désigne un mécanisme exclusivement gravitaire, il est donc préféré à celui de basculement qui décrit aussi les variations de pendages dues à la tectonique.

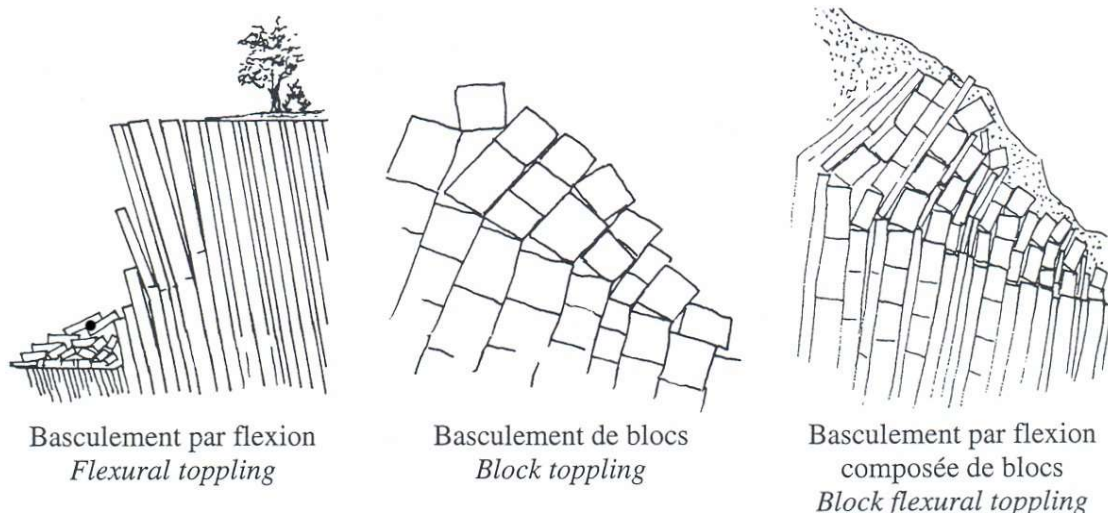


Figure 12: Différents types de fauchages, d'après Hoek et Bray, 1981 (modifié par Merrien-Soukatchoff et al., 2001).

Le fauchage peut aussi bien affecter des faibles volumes de roche, que des ensembles de plusieurs millions de mètres cubes (Merrien-Soukatchoff et al., 2001). Il est considéré comme étant un phénomène caractéristique des versants récents ayant acquis leur morphologie et ayant été déconfinés lors du retrait glaciaire, ainsi que des pentes d'origine anthropique (bordures de routes, mines).

Le lien entre fauchage et glissements de terrain est mal contraint, mais certains auteurs voient dans le fauchage un phénomène préliminaire au déclenchement de glissements de terrain (Tamrakar et al., 2002, Fig 13). Si l'on regarde le schéma proposé par Tamrakar et al., 2002, on peut voir que le fauchage s'initie d'abord comme une flexion ductile de colonnes de roche. Ce comportement ductile est irréaliste pour des roches massives en conditions superficielles, en ce sens cette hypothèse me semble infondée. Le fauchage peut par contre être le résultat de l'interaction d'une surface de rupture avec des discontinuités pré-existantes, mais dans ce cas il est la conséquence du glissement de terrain et non son origine.

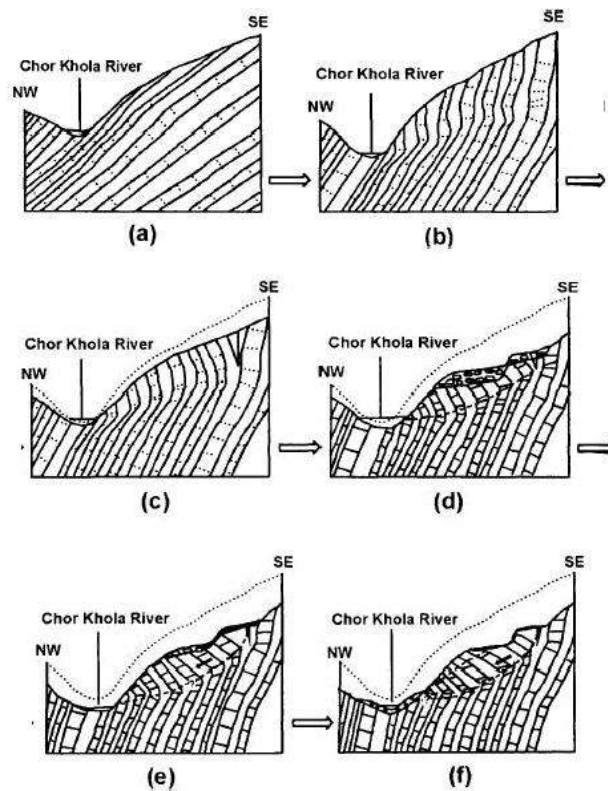


Figure 13 : Le fauchage comme origine d'un glissement de terrain, d'après Tamrakar (2002).

(a) état initial du versant, (b-e) évolution du fauchage, (c) glissement de terrain actif dû au fauchage.

Un exemple : le fauchage de la mine de Lornex Pit (Canada).

La plupart des descriptions de fauchages sont faites pour des mouvements affectant les versants de mines. L'influence anthropique est dans ce cas clairement avérée. L'exemple de la mine de Lornex Pit (Canada) est ici présenté (Fig. 14). Cette mine productrice de minéraux de cuivre et de molybdène est constituée de roches cristallines (granodiorites, diorites, porphyre quartzique) (Sjöberg, 1996). Ces roches sont toutes fracturées et légèrement altérées. La faille de Lornex ainsi que des failles secondaires recoupent l'ensemble de la structure. La hauteur des versants de la mine est de 350m. Une partie des flancs de la mine est affectée par des mouvements de fauchage. Des déplacements allant jusqu'à 200mm/j ont été mesurés. Un suivi des déformations a mis en évidence un déplacement horizontal d'environ 70m en 8 ans. Un système de drainage a permis de réduire la vitesse de déplacement à quelques 35mm/j. Des fentes de tension sont observées jusqu'à 100m du sommet des pentes.

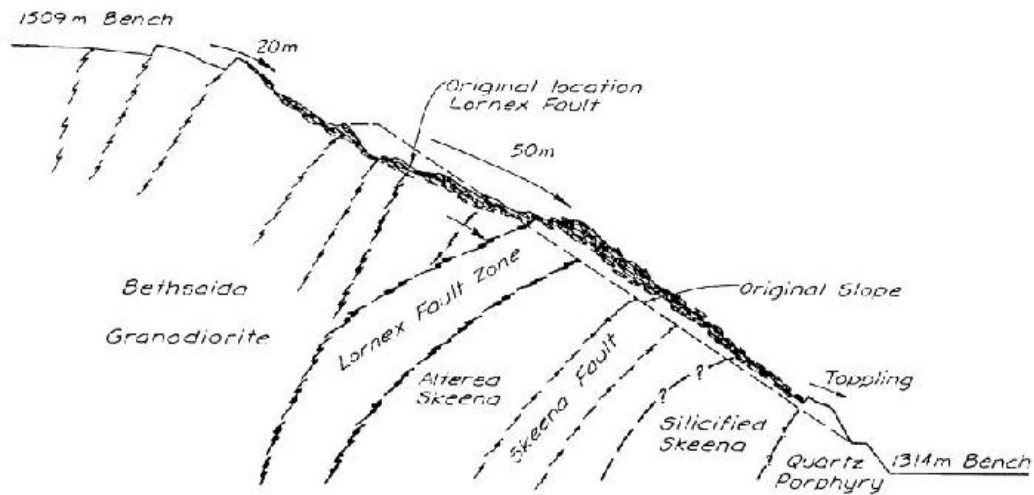


Figure 14 : Photographie et coupe de la mine de Lornex Pit (d'après Daly et al., 1988).

Les travaux de modélisation réalisés

Les conditions d'initiation du fauchage gravitaire ont été étudiées par le biais de solutions analytiques (Goodman et Bray, 1976; Bobet, 1999, Sagaseta et al., 2001). Ces solutions prennent en compte les paramètres géométriques et la résistance du matériau. Ces solutions se basent sur des calculs à l'équilibre limite en lien avec une surface de discontinuité en échelon, située à la base de chacune des colonnes de roche (Fig. 15). La localisation de cette discontinuité peut être générée aléatoirement (Scavia et al., 1990).

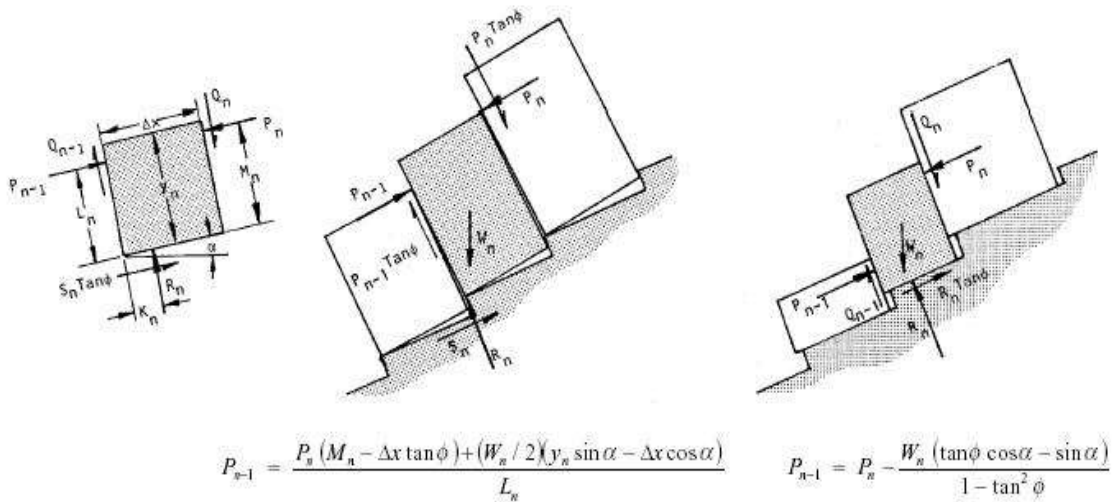


Figure 15 : Solution analytique proposée par Hoek et Bray (1991) pour étudier le phénomène de fauchage gravitaire.

Le fauchage a également été étudié par modélisation numérique, avec des codes à éléments finis (Adhikary et al., 1997) ou distincts (Fig. 16)(Cundall, 1971; Benko, 1997; Alfonsi et al., 1998; Merrien-Soukatchoff et al., 2001). Ces modélisations mettent en évidence le rôle important du frottement entre les colonnes de roche.

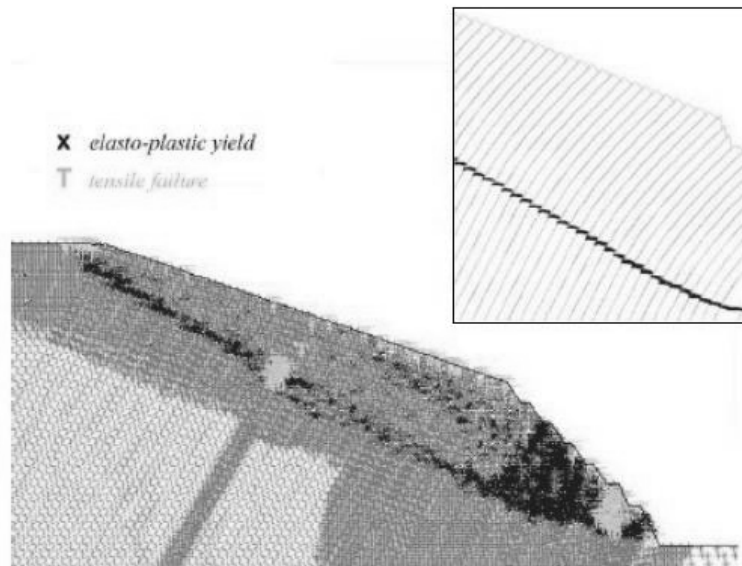


Figure 16 : Modélisation par éléments distincts du phénomène de fauchage gravitaire, d'après Benko (1997).

Des modèles expérimentaux ont également été réalisés (Sanchez et al., 1982; Lanaro et al.,

1997)(Fig. 17). Ces modèles ont montré le développement discontinu du déplacement, aussi bien dans le temps que dans l'espace. Ces modèles ont cependant été réalisés de manière très sommaire. Un empilement de dominos était effectué, et l'ensemble était basculé jusqu'à atteindre la déformation par fauchage. Ces modèles n'étaient pas du tout mis à l'échelle, et ne présentent donc aucun résultat quantitatif.

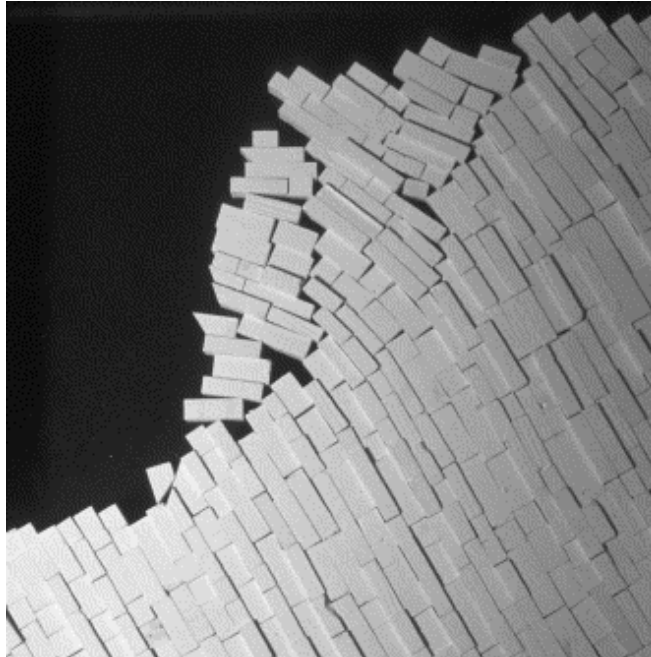


Figure 17 : Modélisation expérimentale du phénomène de fauchage gravitaire.
(Sanchez et al., 1982).

1.2.4. Les Deep Seated Gravitational Slope Deformations (DSGSD)

Description du phénomène

Les écoulements et étalements rocheux présentés dans la classification de Varnes sont des types de mouvements de terrain lents définis par des caractéristiques morphologiques. Leur différenciation se fait en fonction de la pente et de la direction du mouvement : pente faible et déplacement horizontal pour les étalements, pente plus forte et déplacement avec une composante verticale importante pour les écoulements. Ces deux catégories ne sont à l'heure actuelle plus différenciées, et sont regroupées sous l'appellation de DSGSD (Dramis et Sorriso-Valvo, 1994). Le phénomène est également appelé Sagging (en anglais) ou Sackung (en allemand) (Zischinsky, 1966; Hutchinson, 1988). Ces termes correspondent en français à « affaissement », bien que le terme français ne soit pas utilisé. Si ces termes semblent à l'heure actuelle adoptés par la grande majorité des auteurs, ce phénomène a pris une grande diversité d'appellation au cours du temps (bergzerreisung, talzuschub, deep-seated rock slide, depth creep, mass rock creep...).

La principale particularité morphologique de ces déformations est la présence de contre-

pentcs (counterscarps, uphill facing scarps, Figs. 18, 19, 20) associées à des dépressions linéaires, principalement situées dans les zones supérieures des versants affectés (Zischinsky, 1966; Hutchinson, 1988; Crosta, 1996, Agliardi et al., 2001). Les contre-pentes peuvent affecter la zone sommitale des massifs, générant ainsi des sommets doubles, ou des doubles crêtes ou graben sommitaux. Ces déformations n'ont pas été dès l'origine attribuées à des mouvements gravitaires. Au début l'hypothèse d'une érosion différentielle, liée par exemple à la cryoclastie, était invoquée (Paschinger, 1928). Ces déformations ont également souvent été attribuées à la tectonique récente (Sauro et Zampieri, 2002). Le lien entre ces particularités morphologiques et des déformations gravitaires lentes, profondes et de grande ampleur a cependant été supposé dès le début du siècle passé (Stiny, 1926), puis clairement établi par la suite (Zischinsky, 1966; Beck, 1968).



Figure 18 : Contres pentcs en Alaska (Radbruch-Hall, 1978). La hauteur maximale des escarpements observés est de 3,80m.

Le rejet le long de ces contre-pentes peut être de plusieurs dizaines de mètres, sur des longueurs de plusieurs centaines ou milliers de mètres (McCLEary et al., 1978; Hippolyte et al., 2006, Jomard et al., soumis). D'autres particularités morphologiques sont aussi fréquemment observées sur les massifs affectés, notamment des escarpements, ou un bombement de la base des versants (Nemčok, 1972; Radbruch-Hall, 1978, Varnes et al., 1989; Agliardi et al., 2001). La présence de mouvements de terrain de petite taille au sein des montagnes affectées par les DSGSD est aussi fréquemment avérée (Crosta, 1996, Agliardi et al., 2001).

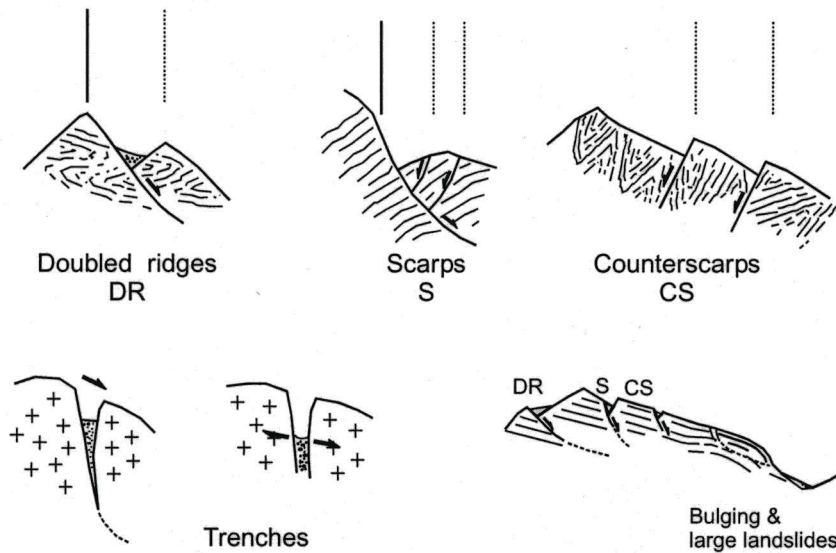


Figure 19: exemples de morphostructures caractéristiques des DSGSD, selon Agliardi et al. (2001).

Un DSGSD semble être défini à l'heure actuelle par (Agliardi et al., 2001) :

- la présence de morphologies particulières (doubles-crêtes, contre-pentes, tranchées),
- un volume mobilisé comparable au versant entier,
- une vitesse de déformation actuelle très lente (quelques millimètres par an),
- la présence de mouvements de terrain de petite taille au sein du volume mobilisé par un DSGSD.



Figure 20 : Cretes multiples et tranchées, Mont Pétoumier, Mercantour (la largeur de la zone photographiée est de 300m environ).

Des exemples de ce type de déformation sont maintenant recensés en grand nombre

dans tous les massifs de la planète, et on trouve même des exemples de DSGSD sur la planète Mars (Fig. 21). On les trouve dans tous les types de lithologies, mais il semblerait que les massifs cristallins soient les plus fréquemment affectés.

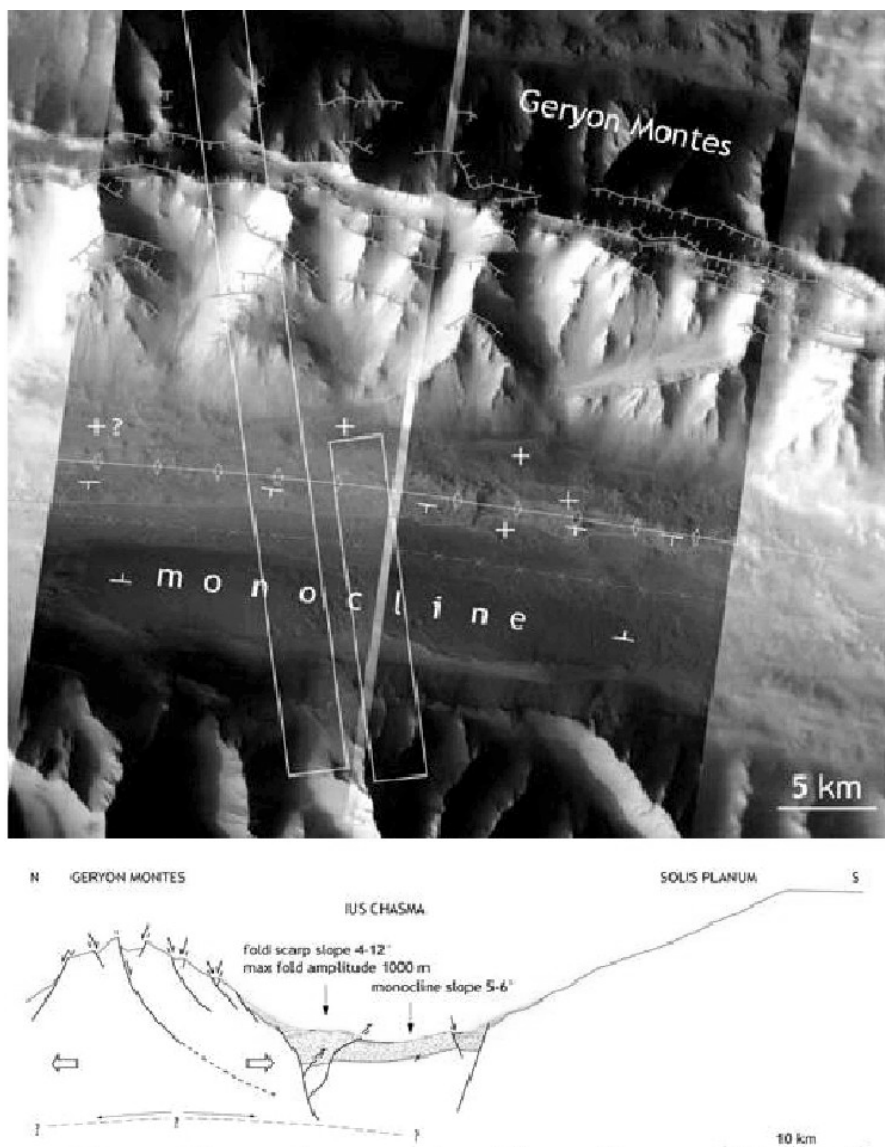


Figure 21: Image et coupe interprétative du DSGSD de la région de Geryon Montes sur la planète Mars, d'après Mège et al. (2005).

La cinématique des DSGSD est de mieux en mieux contrainte. En effet durant ces dernières années les travaux se sont multipliés pour mieux comprendre la dynamique de ces mouvements par un suivi et des mesures de déplacement, notamment grâce au GPS (Varnes et al., 2000; Toni and Rizzo, 2001; Rizzo, 2002; Rizzo and Leggeri, 2004), ou à des travaux de datation. Parmi les datations obtenues, certaines mettent en évidence une activité post-glaciaire, liant ainsi les DSGSD à une décompression des versants suite à la fonte des glaciers (Hippolyte et al., 2006). La présence de DSGSD dans des zones où il n'y avait pas de calotte glaciaire durant la dernière glaciation met cependant en doute cette hypothèse (Jomard et al., soumis). D'autres travaux de datation indiquent en revanche une déformation initiée plus de

5000 ans après la déglaciation (Gutierrez-Santolalla et al., 2005). Il semblerait donc que le déconfinement et l'augmentation des pentes après les périodes de glaciation soit un facteur prédisposant à la genèse des DSGSD, mais non un facteur déclenchant suffisant pour initier le mouvement. Les mesures GPS contraignent quant à elles la connaissance de la cinématique des DSGSD. Ainsi des vitesses de déformations de l'ordre de 0,6mm/an ont été mesurées (Varnes et al., 2000), impliquant des déformations étalées sur plusieurs milliers d'années pour obtenir des escarpements de taille plurimétrique. Sur une telle durée le problème de l'érosion ne peut pas être négligé. En effet le taux d'érosion, par exemple dans le Mercantour est d'environ 0,4 à 0,8 mm/an (Bigot-cormier et al., 2000), soit un ordre de grandeur comparable à celui du déplacement des DSGSD. Il semblerait donc que la vitesse de déformation connaisse des variations importantes, avec des périodes de déformation très rapide.

La majorité des auteurs s'intéressant aux DSGSD ont cherché à relier les déformations observées en surface à des déformations en profondeur. En l'absence d'observations directes et de modèles fiables, différentes hypothèses ont été évoquées.

Les principales hypothèses quant à la déformation en profondeur :

Hypothèse de Zischinsky (1966) :

Zischinsky (1966) conclut à la présence d'une déformation ductile en base de versant, et fragile en haut de versant (Fig. 22).

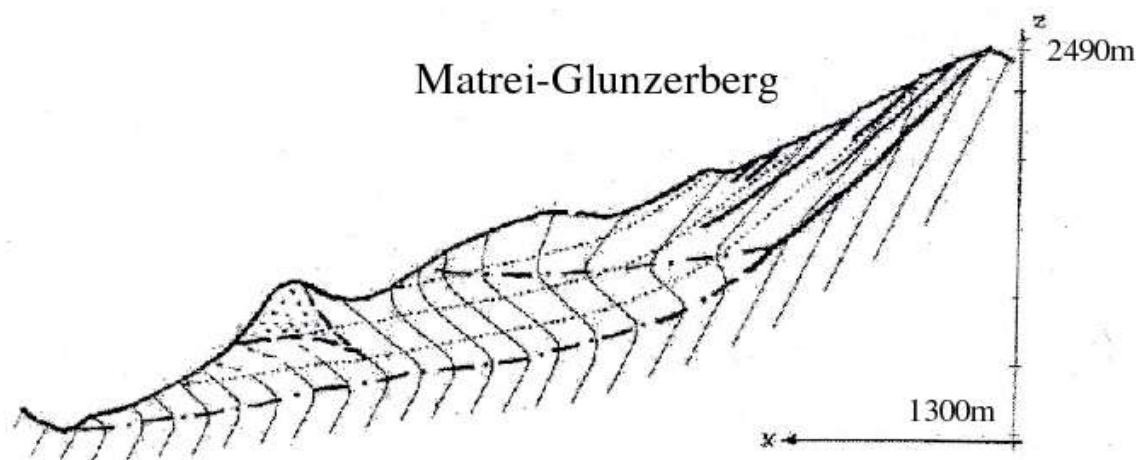


Figure 22: Illustration du phénomène de Sackung, d'après Zischinsky (1967).

Cette hypothèse a depuis été reprise par de nombreux auteurs (Mortara et Sorzana, 1987; Savage et Varnes, 1987; Bisci et al., 1996; Kinakin et Stead, 2005), en l'absence d'observation de zone de rupture en base de versant. Le problème est que les bases de versant sont souvent recouvertes par des alluvions ou des éboulis. Le fait de ne pas observer de rupture en base de versant ne veut donc pas forcément dire qu'il n'y en a pas, mais que celle-ci est peut-être masquée.

Hypothèse de Jahn (1968) :

Pour Jahn (1964), les tranchées observées dans les Tatras en Pologne et en Slovaquie sont dues à une ouverture et un affaiblissement de la roche le long de fractures préexistantes (Fig. 23). L'ouverture des fractures, et donc la formation des tranchées, est générée par un basculement de colonnes de roches (fauchage). Le matériau affaibli est désagrégé et vient remplir les tranchées.

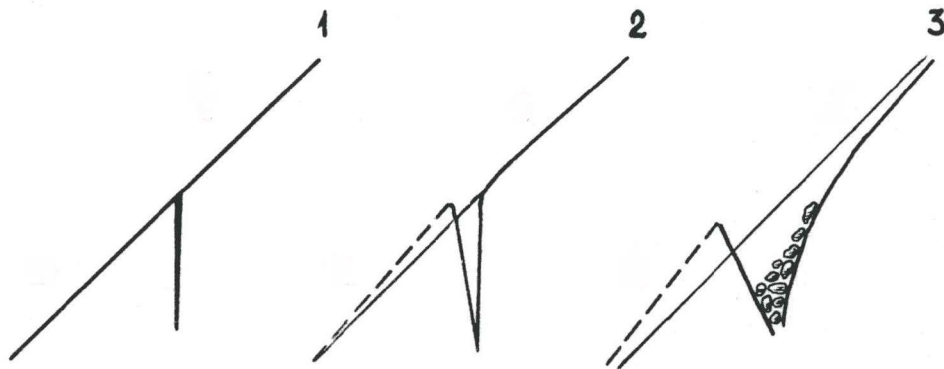


Figure 23: Formation et développement des tranchées, d'après Jahn (1964)(modifié). (1) stade initial, (2) stade intermédiaire, (3) stade avancé.

Cette hypothèse de fauchage gravitaire à grande échelle a également été reprise par la suite et est encore acceptée par une partie de la communauté scientifique (Fig. 24)(Bovis, 1982; Bovis et Evans, 1996; Hürlimann et al., 2006; Hippolyte et al., 2006).

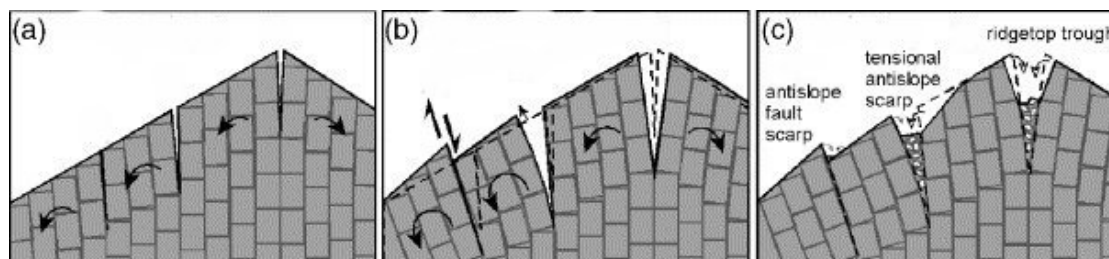


Figure 24 : Formation des tranchées et contrepenches par fauchage gravitaire (d'après Hippolyte et al., 2006). (a) premier stade de déformation, (b) stade intermédiaire, (c) stade final de déformation, et érosion du massif.

Hypothèse de Feda (1973) :

Pour Feda (1973) comme pour Nemčok (1977) et Mahr and Nemčok (1977) la déformation est localisée le long de fractures en surface. En profondeur, en revanche, la déformation est diffuse et répartie en une large zone sur des discontinuités locales (Fig. 25).

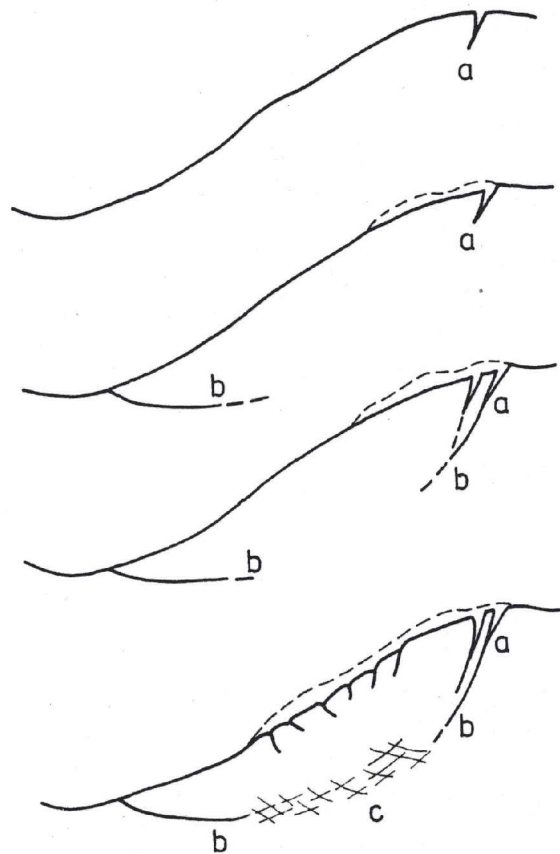


Figure 25: développement d'une déstabilisation profonde, selon Feda (1973).

a – fentes de tension, b- plans de cisaillement, c- zone de cisaillement avec comportement contractant.

Ces auteurs estiment que le versant subit une diminution de volume (voir Fig. 25) et expliquent cette diminution par un comportement de Mohr-Coulomb contractant. Cette hypothèse est mécaniquement discutable dans la mesure où les fractures ont plutôt un comportement dilatant à faible pression de confinement. De plus on peut se demander s'il y a réellement une diminution du volume du versant, et si oui comment elle a pu être mise en évidence.

Hypothèse de Beck (1968) :

Pour Beck (1968) les contre-pentes et tranchées observées en Nouvelle-Zélande sont dues à un effondrement des montagnes suite à l'augmentation rapide des pentes lors des périodes de glaciation. Cet effondrement est à l'origine de failles gravitaires (« gravity faulting ») affectant la montagne dans son ensemble et à grande profondeur (Fig. 26).

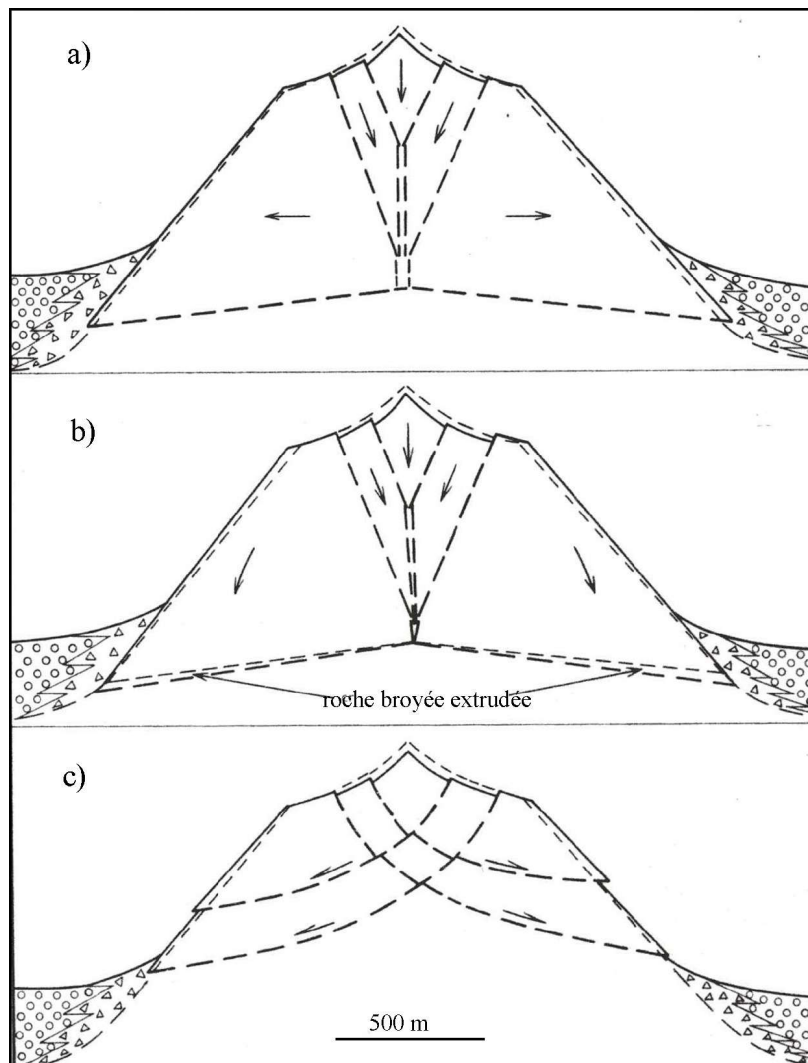


Figure 26 : Coupes présentant les mécanismes possibles de formation des contre-pentes, selon Beck (1968)

Beck propose trois modes de déformations. Les deux premiers (a et b) mettent en jeu des fractures linéaires. C'est la direction du mouvement qui les différencie. Le premier schéma (a) propose un déplacement latéral, le second (b) un déplacement principalement vertical. Le troisième schéma (c) met en jeu des fractures en arc de cercle. C'est pour Beck le schéma le moins crédible car il considère comme peu probable qu'une fracture intersecte la surface en haut et bas de versant sur des cotés opposés par rapport à la ligne de crête.

L'hypothèse d'une déformation localisée le long d'une surface de rupture a été reprise par de nombreux auteurs (Radbruch-Hall, 1978; Hutchinson, 1988; Varnes et al., 1989; Ferrucci et al., 2000; Agliardi et al., 2001; Tibaldi et al., 2004; Di Luzio et al., 2004). Cependant la profondeur de la surface de rupture est inconnue. Des essais de prospection géophysique ont été menés pour déterminer la profondeur de la surface de glissement, ainsi que la fracturation en profondeur de la masse glissée (Ferrucci et al; 2000). Ces essais n'ont malheureusement pas permis de mettre en évidence de surface de déstabilisation profonde car ces méthodes ne permettent pas d'identifier des fractures ou zones de déformations irréversibles au delà de quelques dizaines de mètres. Le résultat majeur qui en découle est que les DSGSD ont une

épaisseur supérieure aux limites de prospection ($\approx 100\text{m}$), ou alors qu'il n'y a pas de surface de rupture.

Les travaux de modélisation réalisés

Assez peu de travaux de modélisation numérique ont été effectués, et à notre connaissance le phénomène n'a jamais été étudié par modélisation physique. Généralement les modèles numériques ont été réalisés en complément d'études de terrain ou de mesures géomécaniques, et ce principalement en 2D (Fig. 27)(Barla and Chiriotti, 1995; Crosta, 1996; Agliardi et al., 2001; Forlati et al., 2001; Zanchi et Crosta, 2002; Kinakin et Stead, 2005; Hürlimann et al., 2006). Les modèles numériques 3D sont pour l'instant très peu utilisés (Ambrosi et Crosta, 2006, Fig. 28). Ces travaux cherchent à reproduire les morphologies observées sur le terrain afin de proposer des mécanismes de déformation et des géométries possibles de la masse mobilisée.

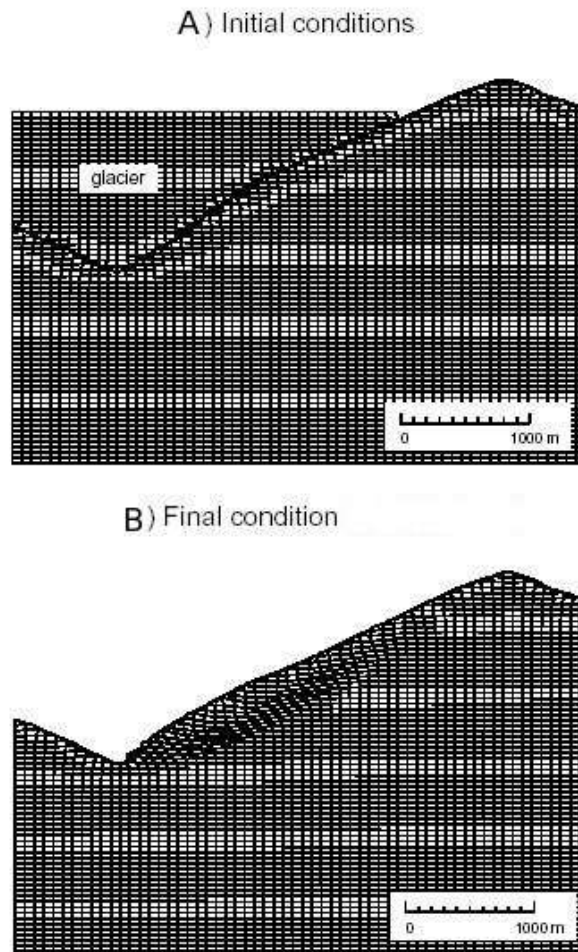


Figure 27 : Modélisation du phénomène de DSGSD avec le code FLAC, en prenant en compte un comportement de Mohr-Coulomb, d'après Agliardi et al. (2001). (A) Stade initial montrant le maillage avant retrait du glacier, (B) stade final montrant le maillage déformé suite à la suppression du glacier.

La plupart des travaux de modélisation prend en compte des propriétés mécaniques issues de mesures effectuées sur des échantillons, parfois pondérées par le biais de méthodes empiriques comme le « Rock Mass Rating » (RMR, Bieniawski, 1976) ou le « Geological Strength Index » (GSI, Hoek et Brown, 1980, 1997). Ces méthodes visent à estimer la résistance effective d'un massif en fonction de la résistance d'un échantillon, de la taille et de l'état de fracturation et d'altération du massif (Figure 29).

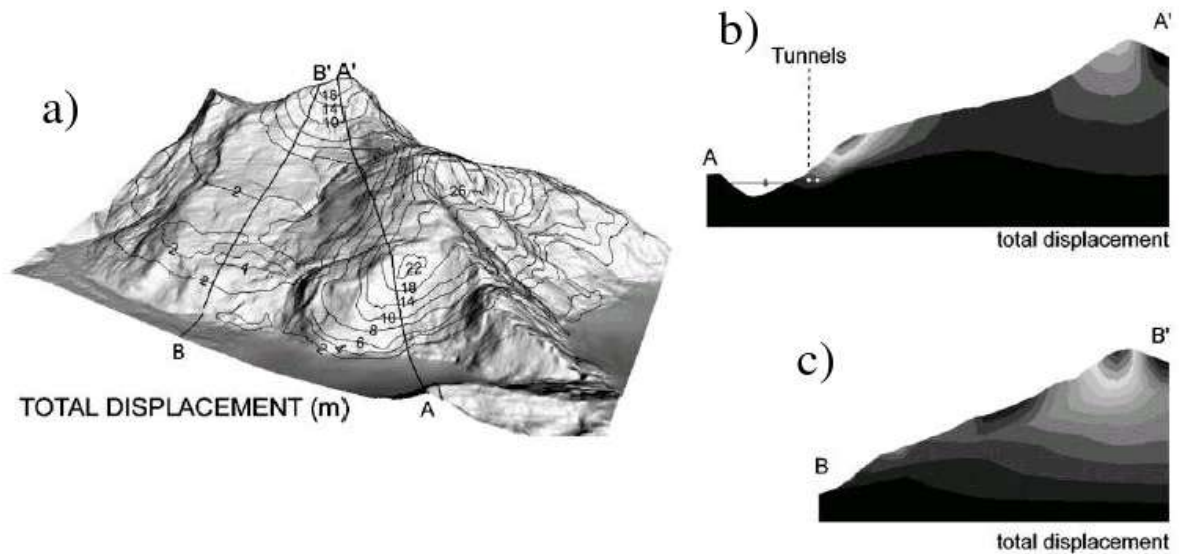


Figure 28 : Modélisation de la déstabilisation gravitaire du versant de Legnoccino, d'après Ambrosi et Crosta (2006). a) modèle réalisé avec Flac3D montrant les déplacements de la surface du modèle, b) et c) modèles réalisés avec Flac2D montrant les déplacements au sein des coupes AA' et BB', respectivement.

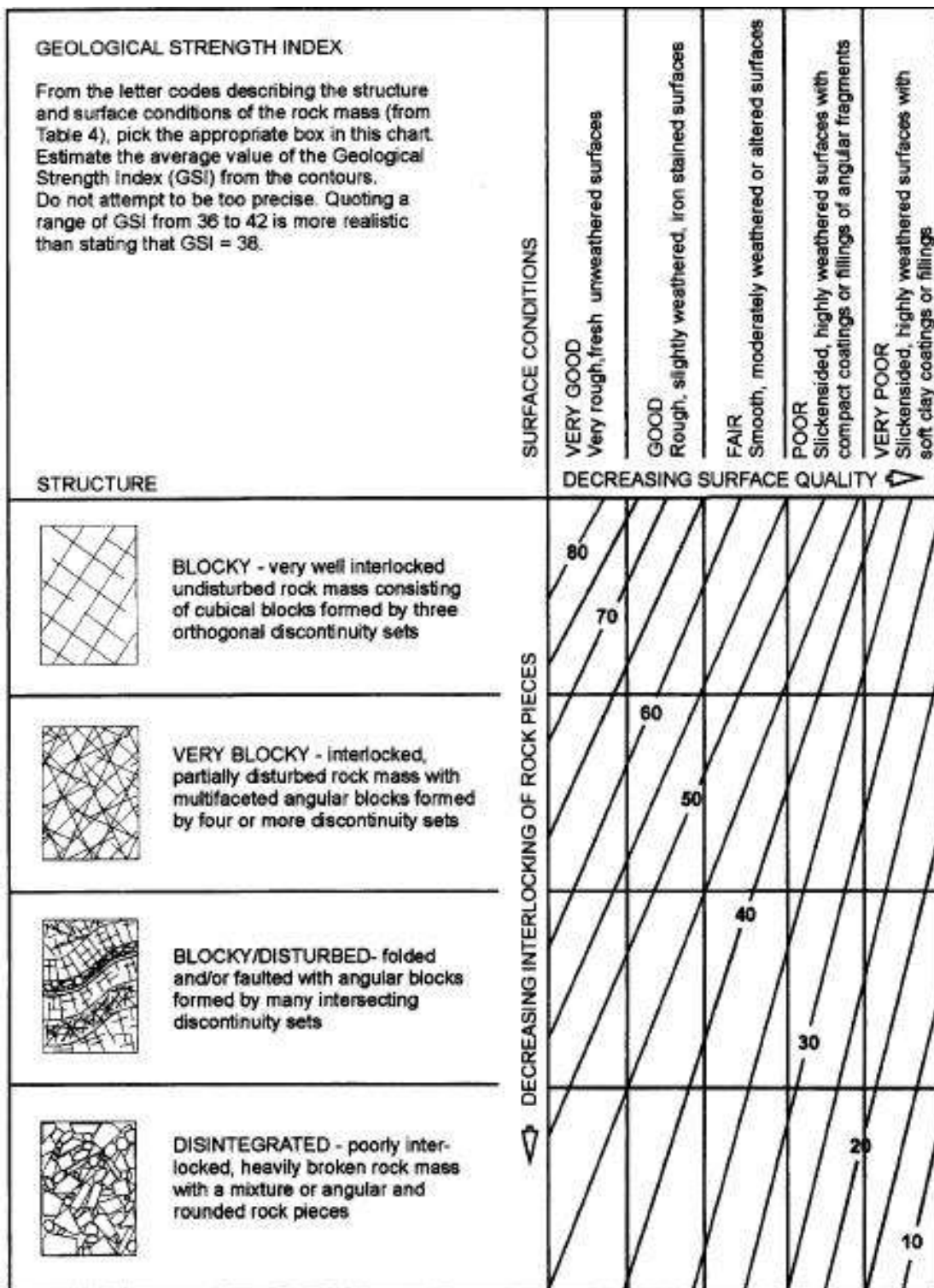


Figure 29 : "Geological Strength Index", un paramètre empirique permettant d'estimer la résistance d'une roche en fonction de son état de fracturation et d'altération (Hoek et Brown, 1997).

Le comportement mécanique généralement considéré est celui de Mohr-Coulomb. L'adoucissement, qui permet de prendre en compte la déformation fragile caractéristique des roches, est généralement ignoré. Les résultats sont donc dictés par la valeur de la pente et celle du frottement interne. Ainsi la notion de profondeur de la zone de rupture est ignorée au profit

de l'épaisseur de la zone déformée. De plus les calculs se limitent à l'initiation de la déformation.

Une autre approche consiste à créer des modèles discontinus, et dans ce cas la déformation est largement accommodée par les discontinuités pré-existantes (Fig. 30). Le problème est que la géométrie de ces discontinuités est très mal contrainte en profondeur, de plus la question de l'origine de ces discontinuités n'est pas abordée. Ainsi des discontinuités d'origine gravitaire peuvent être introduites au sein d'un modèle visant à déterminer l'effet de la gravité, ce qui semble incohérent. Là encore l'étude se limite à l'initiation de la déformation irréversible car ces codes ne permettent pas de travailler en grande déformation.

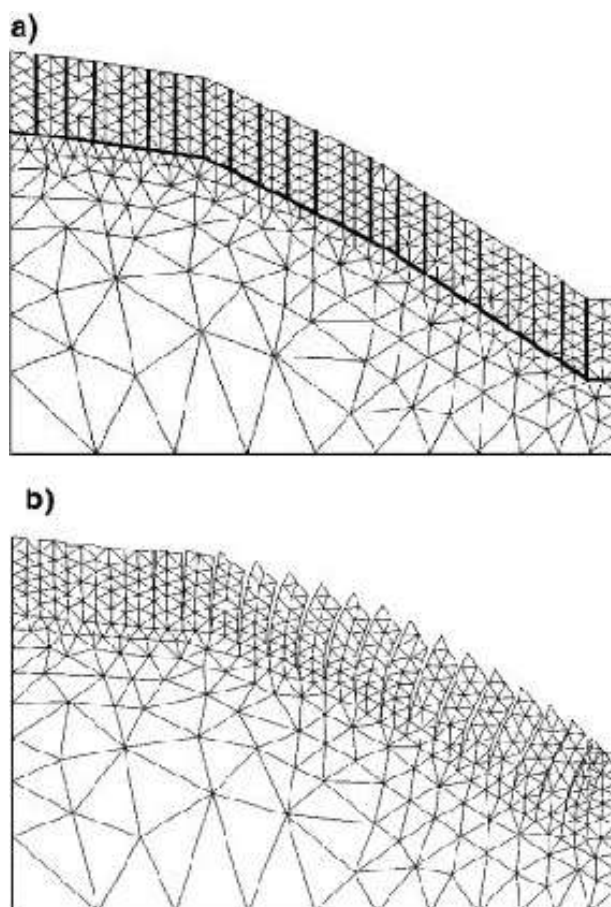


Figure 30 : Modèle du versant d'Encampadana réalisé avec le code à éléments finis Drac, d'après Hurlimann et al., 2006. a) maillage initial, avec en gras les discontinuités imposées au modèle. b) maillage déformé.

Pour l'instant aucun des modèles réalisés ne décrit correctement les processus ruptuels à l'origine des DSGSD.

Bilan sur les DSGSD

L'origine gravitaire des contre-pentes, doubles-crêtes, tranchées, ne semble aujourd'hui plus faire de doute. Le phénomène à l'origine de ces déformations est cependant encore très mal contraint. En effet, il est encore difficile de proposer une définition claire du phénomène de DSGSD.

Les hypothèses proposées dans les années 1970 alimentent toujours la controverse. Faute de modèles réussissant à reproduire fidèlement les déformations observées en surface, la nature et la géométrie de la déformation en profondeur sont toujours inconnues. Ainsi pour Ambrosi et Crosta (2006) : « Les caractéristiques physiques et géométriques de sub-surface des mouvements gravitaires lents et profonds sont communément inconnues ».

Par ailleurs, le phénomène de DSGSD semble être à l'origine de mouvements gravitaires de plus petite échelle et beaucoup plus rapides. Le lien entre ces deux types de déformation n'est toutefois toujours pas compris.

Il apparaît donc de première importance de contraindre la géométrie des DSGSD, notamment la nature de la déformation et l'épaisseur de la zone mobilisée. De même la compréhension du lien entre ces déformations lentes et profondes et les mouvements de terrain de plus petite taille et d'évolution plus rapide est essentielle pour évaluer des risques gravitaires avec fiabilité.

Chapitre 2 : Procédure expérimentale

2.1 Introduction

Ce chapitre présente le protocole expérimental utilisé ainsi que les hypothèses et tests effectués pour valider cette approche. Ceci est présenté sous la forme de deux articles.

Le premier article présente la démarche suivie dans la conception et le développement de la méthode de modélisation. Cette méthode est fondée sur un respect des critères de similarité. Il a donc été nécessaire de développer des matériaux satisfaisant ces critères de similarité, ainsi qu'un dispositif de chargement adapté. Ce dispositif permet d'augmenter l'accélération de la pesanteur au sein des modèles de manière discrète. Cet article présente également les développements théoriques permettant de valider la méthode développée. Enfin les premiers résultats sont présentés, tout d'abord la déstabilisation d'un modèle de montagne homogène, puis d'un même modèle faillé, et enfin d'un modèle comprenant une zone altérée superficielle. La conclusion de cet article insiste sur le fait que la méthode de modélisation physique développée présente de nombreux avantages par rapport aux méthodes numériques, notamment ceux de pouvoir réaliser des modèles en 3-D et en grandes déformations. De plus les résultats préliminaires sont en accord avec les données géologiques disponibles, ce qui fait de cette méthode un outil puissant en vue d'étudier les mouvements gravitaires en milieu rocheux.

Le second article est consacré à la validation de la méthode développée et notamment du mode de chargement (augmentation de l'accélération gravitationnelle au sein des modèles de façon discrète). Cette technique de chargement a en effet été comparée à un chargement continu obtenu en centrifugeuse. Les résultats expérimentaux sont similaires dans les deux cas. Ainsi dans nos conditions expérimentales, une somme de chargements discrets imposée par le dispositif mis au point est équivalente à un chargement continu imposé en centrifugeuse.

2.2 Article 1 : 3-D Physical Modeling of Deep-Seated Landslides: new technique and first results

A. Chemenda, S. Bouissou, and D. Bachmann

Publié à :

Journal of Geophysical Research, vol. 110, F04004, doi: 10.1029/2004JF000264, 2005.

Abstract

A new technique for physical (experimental) modeling of landsliding and first results are presented. The technique is based on the use of new elasto-brittle-plastic analogue materials, and an original vertical accelerator device enabling an increase in the “gravity acceleration.” This technique allows slope stability to be addressed in a full 3-D, large strain formulation involving brittle and ductile rupture of the material. Three sets of experiments on the scale of a mountain ca. 1 km-high are presented. The first one was designed to define the conditions and the mode of instability (deformation) in a homogeneous unfractured model. Instability occurs when the effective compressive strength σ_c of the mountain is as small as 10^7 Pa, i.e. about one order of magnitude lower than the typical strength of small rock samples. The deformation and rupture involve the whole mountain and correspond to well-known *deep-seated gravitational slope deformation*. In the second set of experiments we introduced inherited “tectonic” faults, which considerably reduce mountain stability, with deformation again developing at the mountain scale. The introduction of the local small-scale fractures and weak zones in the last set of experiments resulted in smaller scale shallow landslides.

Keywords: Landslide, Deep-seated gravitational slope deformation, Slope stability, Physical modeling.

1. Introduction

Deep seated landslides are phenomena usually observed in anisotropic fractured rock massifs [e.g. *Kato and Hada*, 1980; *Chigira*, 1985; *Agliardi et al.*, 2001]. Slope movements develop largely through the propagation and interaction of pre-existing fractures [*Scavia*, 1995; *Kaneko et al.*, 1997] and the development of shear localization zones [*Allison*, 1992; *Petley*, 1996]. New surface zones are subjected to physical and chemical weathering and alteration caused by temperature changes and fluid circulations within the fractures and pores [*Broch*, 1974; *Hoek and Brown*, 1997; *Hall and André*, 2001]. These factors, as well as the discontinuities and heterogeneities of various scales in the rock masses, strongly complicate a definition of the effective mechanical properties of mountain masses. This in turn makes the mechanical modeling of gravitational instability a difficult exercise [*Barla and Chiriotti*, 1995; *Voight*, 2000; *Brueckl and Parotidis*, 2001; *Agliardi et al.*, 2001; *Eberhardt et al.*, 2004].

On the other hand, it is still a challenge for continuum numerical modeling approaches to take into account brittle rupture processes [*Scavia*, 1990, 1995; *Hajiabdolmajid and Kaiser*, 2002] or large plastic strain [*Brueckl and Parotidis*, 2001; *Eberhardt et al.*, 2004]. Models with explicit representation of the heterogeneities can treat only a few fracture-like heterogeneities [*Benko*, 1997; *Stead and Eberhardt*, 1997], which are not allowed to propagate [*Hencher et al.*, 1996; *Stead and Eberhardt*, 1997], whereas propagation is an inherent part of the landslide initiation and further evolution.

The essentially 3-D geometry (hence nature) of landslides makes modeling still more difficult. This difficulty can be overcome using a physical (experimental) modeling approach. Physical models are inherently 3-D and there is normally no problem with the introduction of different kinds of heterogeneities such as fractures/faults, and weak and strong zones. This technique has been applied to the problem in question mainly using granular materials, particularly sand [*Donnadieu and Merle*, 1998; *Vidal and Merle*, 1999; *Davies and Mc Saveney*, 1999]. The angle of internal friction of the sand and of most other granular materials is about 30°. Models of mountains of realistic geometry made of such materials remain stable. To cause sliding, slopes have to be increased unrealistically or lubricating internal layers must be added [*Donnadieu and Merle*, 1998; *Vidal and Merle*, 1999]. In addition, such granular materials with low cohesion and toughness do not reproduce the brittle fracturing responsible for initiating instabilities in many cases [*Forcella*, 1984].

Experimental models should be physically scaled properly, so that their properties satisfy the necessary similarity criteria. Because materials with such properties do not exist, they were created for this study. The material used in the present work represents a compositional system based on liquid and solid hydrocarbons. It possesses elasto-brittle-plastic properties sensitive to the temperature. Variation of the temperature allows us to obtain the required strength and elasticity modulus.

One more freedom degree in variation of material rupture properties is provided by the original vertical accelerator device designed for this modeling. It allows us to increase the “gravity acceleration” in the model (hence, to use stronger and more brittle materials) up to a factor of 50. We are thus able to study slope stability in three dimensions and at large strains that involve both brittle and ductile rupture of the material.

2. Similarity criteria, modeling concept and analogue material

To perform the dimensional analysis, we have first to establish a list of the parameters that control the phenomenon under study. Generally, it should include the following parameters: the specific weight ρg (ρ is the density and g is the acceleration due to gravity), uniaxial compressive σ_c and tensile σ_t strengths, Young modulus E , Poisson's ratio ν , internal friction angle ϕ , parameters characterizing strain softening, pore-pressure p , the spatial scale of the phenomenon (the mountain height H , for example) and angles that define the geometry of the object (the model must be geometrically similar to the prototype). The similarity criteria can be then derived using the Pi-theorem. Having these criteria and the parameter values for the natural prototype, one can easily obtain the values of these parameters for the model.

The problem is that the properties are not well known for the natural case, and we have to introduce the necessary simplifications. For example, the friction angle ϕ for a wide variety of rock mass types (or rock mass qualities according to [Hoek and Brown, 1997]) varies between 20° and 40° [Hoek and Brown, 1997; Cruden, 2003] and in weathered rock masses (where landsliding is usually initiated) can fall below 10° [Bjerrum, 1967; Matsukura, 1996]. The ϕ value representative of slope destabilization at the scale of a mountain is not clear from these data. On the other hand, it is known that the effective resistance parameter values (including frictional resistance) reduce as both the spatial and temporal scales increase [e.g. Hoek and Brown, 1997] for three principal reasons: (1) for larger rock masses, the number of different kinds of discontinuities (e.g. fractures) that can interact to provoke early failure is larger; (2) for larger sizes (hence depth and pressure), the inclination of the strength envelope (or friction angle) is smaller, and can reach zero or even negative values in the case when non-elastic deformation is accompanied by pressure-induced compaction (grain/block crushing) of the material [e.g. Issen and Rudnicki, 2000]; (3) long loading activates various creep mechanisms (see below) which reduce the strength and make the material more ductile (hence less frictional) [e.g. Ranalli, 1996].

Pore pressure also strongly affects the effective resistance and the frictional stresses between the grains [Terzaghi, 1950; Jaeger, 1972; Biot, 1973]. The distribution and temporal variation of this pressure at large spatial and temporal scale are not very clear. Therefore we neglect in our first approximation analysis both the internal friction and the pore-pressure. On the contrary, we pay much attention to the material cohesive strength and its capacity to generate brittle fractures. This capacity depends on the constitutive law characterizing the material and can be defined approximately by the strain softening and σ_c/σ_t ratio. The higher the ratio and the softening, the higher the fracturing capacity (the material is more brittle). We do not have, however, quantitative constraints on the parameters defining brittleness in nature at the scale of interest. Therefore we simply ensure that the model material should be "brittle enough."

Real rock masses show time-dependent behavior at different (including mountain) scales. The causes of this creep phenomenon are more or less known: pressure-solution, stress corrosion, subcritical crack growth affected by physical and chemical interaction of rocks with fluids, progressive damage [e.g. Brückl and Parotidis, 2004] and alteration. On the other hand, the corresponding constitutive laws defining in particular the effective viscosity of a rock mass have not yet been obtained. Therefore we do not know how to incorporate this viscosity into our analysis. For this reason we will consider that the natural material is strain-rate independent and exclude the viscosity from the list of the defining parameters. The

remaining parameters yield the following similarity criteria for modeling quasi-static processes [Shemenda, 1994]:

$$\frac{H^o}{V^o t^o} = \frac{H^m}{V^m t^m}; \quad \frac{\sigma_c^o}{\rho^o g^o H^o} = \frac{\sigma_c^m}{\rho^m g^m H^m}; \quad \frac{E^o}{\sigma_c^o} = \frac{E^m}{\sigma_c^m}, \quad (1)$$

where superscripts “o” and “m” mean original and model, respectively; V is the displacement rate (the Poisson’s ratio is neglected here).

To satisfy these criteria, a new low frictional elasto-brittle-plastic analogue material *Slope*¹ with strain softening (Figure 1) has been created (the material is custom-made and available from MIR International, Inc. (Newton, MA 02459, USA)). The material represents a compositional system based on liquid and solid hydrocarbons. Its strength, softening, and σ_c/σ_t ratio strongly depend on the temperature, all reducing with temperature increase (Figures 1b and 1c).

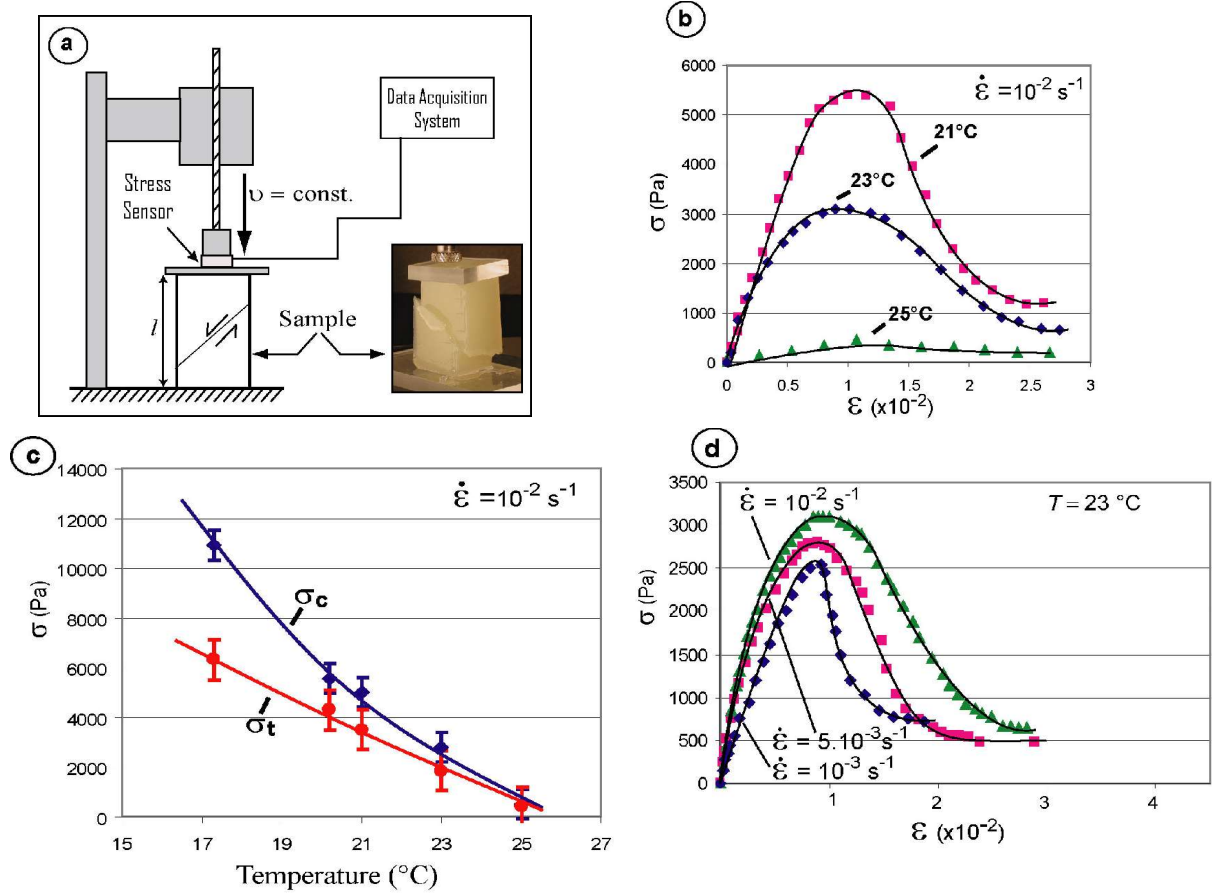


Figure 1. Properties of the model material *Slope*¹

(a) Set up of the uniaxial compression, constant velocity v tests; (b) Uniaxial stress/strain diagrams at different temperatures and constant strain rate: $\dot{\epsilon} = 10^{-2} \text{ s}^{-1}$; (c) Compressive σ_c and tensile σ_t strengths versus temperature; (d) Stress/strain diagrams for various velocities v at $T = 23^\circ\text{C}$. Strain rate is calculated as: $\dot{\epsilon} = v/l$, where l is the initial height of the sample.

*Slope*¹ is slightly rate dependant within the strain rate $\dot{\epsilon}$ range of interest (see below): it is seen from Figure 1d that increase in $\dot{\epsilon}$ by a factor of approximately 30, causes increase in the applied stress (strength) of less than 20% (highly nonlinear viscosity). Yet, this material possesses, typical of colloidal systems, dependency of the effective viscosity on the strain: the

viscosity is much higher at small strains (before failure) and rapidly decreases with strain increase. Figure 1d shows that after failure (at $\epsilon > 0.02$), the material residual strength is almost the same for different strain rates. Thus at this stage of deformation the viscosity falls almost to zero. Strain rate dependency of *Slope*¹ becomes still lower with strain rate reduction. At strain rates of the order of 10^{-2} s^{-1} , typical for the experiments presented below, one can consider the strength of *Slope*¹ to be strain rate-independent.

3. Experimental set up and procedure

To create the mountain model a melt of the analogue material is poured into a rigid PVC box at a temperature of 50°C . After cooling to a temperature of 20°C at which the crystallized material is strong enough and can be easily handled without being damaged, it is cut to obtain the desired shape, including prismatic mountain (ridge) with a parallelepiped basement (Figure 2). The model basement is “welded” to the box; therefore, the coupling between them is strong. In all experiments both the model geometry and composition are the same. We varied the strength of the model (by temperature change) and its internal structure to study their influence on the gravitational destabilization. To perform the experiments, the model (with the box, Figure 2) is put onto the mobile platform of the vertical acceleration device (accelerator) shown in Figure 3.

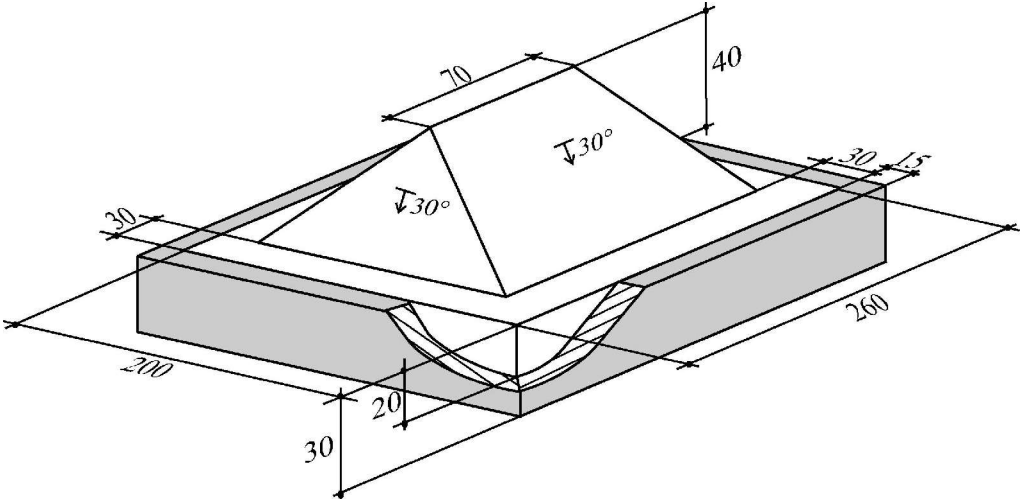


Figure 2. Scheme of the model (dimensions are in millimeters). The model includes a prismatic mountain with all four faces dipping at an angle of 30° and a parallelepiped basement within a rigid box (coupling between the model and the box internal surfaces is strong).

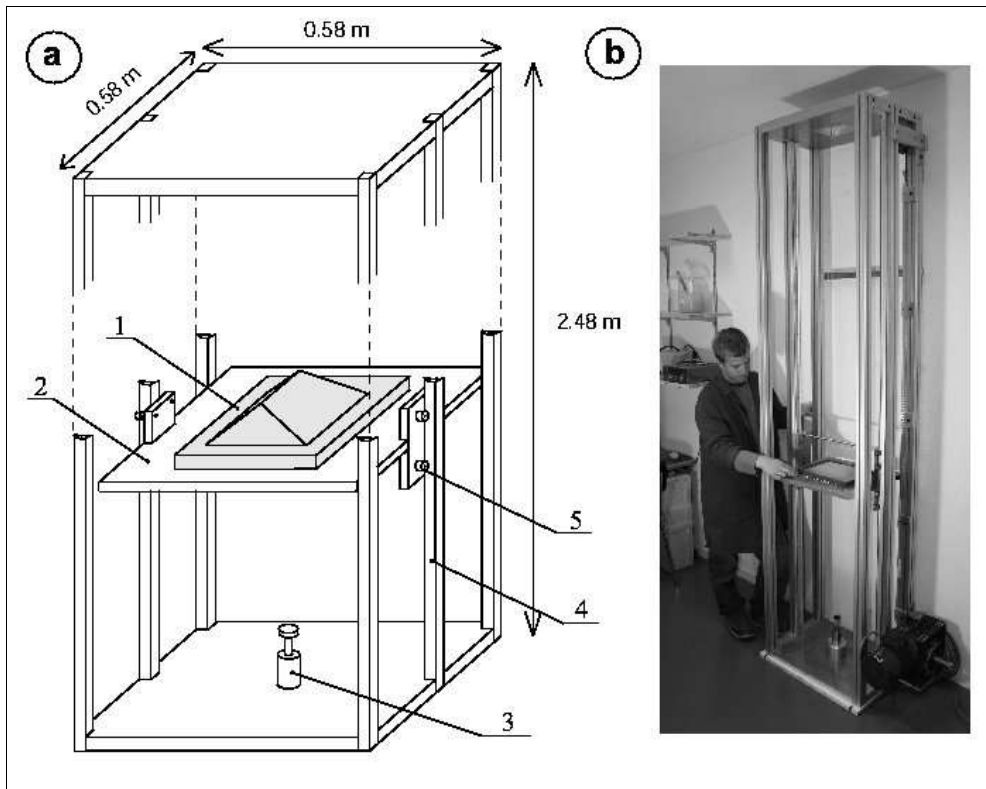


Figure 3. Scheme (a) and photo (b) of the vertical accelerator device with model (1) Model; (2) Mobile platform (aluminum base) supporting the model, (3) Enidine® 5cm stroke shock absorber, (4) Aluminum rails guiding the falling platform, (5) Ball bearings.

The platform is uplifted to $h = 2$ m or less and then is released. During free fall it reaches a maximum velocity of 6 m/s just before coming into contact with a shock absorber. The model is then rapidly but smoothly decelerated to zero velocity on a shock absorber of 5 cm stroke. During this phase, the model undergoes a strong acceleration (deceleration) g^m acting in the same direction as gravity. The magnitude and the duration of the deceleration/acceleration phase are measured with a high frequency accelerometer fixed to the platform. g^m reaches a maximum value of about 500 m/s² if the model is dropped from the maximum initial elevation level $h = 2$ m. The deceleration phase lasts about $\Delta t_c \approx 10^{-2}$ s (Figure 4) which yields the frequency of the loading input $f_g = 1/2\Delta t_c = 0.5 \times 10^2$ Hz.

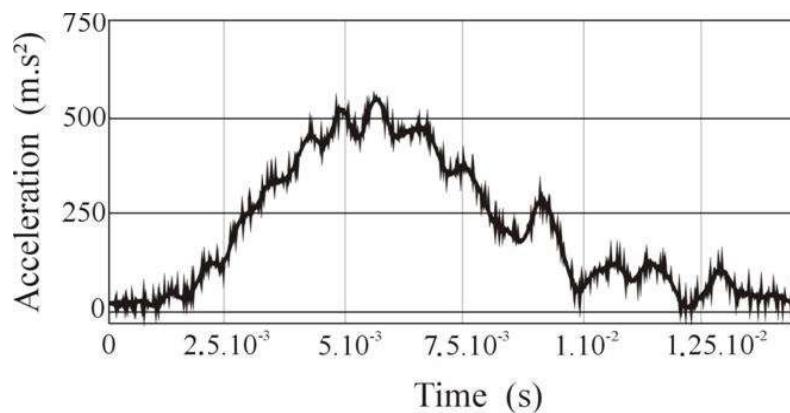


Figure 4. Accelerogram recorded by the high frequency accelerometer fixed to the falling mobile platform of the accelerator device shown in Figure 3.

The experimental procedure includes three stages. The first one consists of heating the model at a given boundary (ambient) temperature until a uniform temperature within the model is reached. The ambient temperature is automatically controlled (maintained) using a heating/cooling system. The time T_e of the model thermal equilibrium can be estimated as:

$$T_e = \frac{H^2}{\kappa}, \quad (2)$$

where H is the model spatial scale ($H \approx 40$ mm) and κ is the thermal diffusivity coefficient of *Slope*¹ ($\kappa = 2 \times 10^{-7}$ m²/s). It follows that $T_e \approx 2$ hours. The model is maintained at constant boundary temperature two times longer to insure a uniform temperature within the model. Measurements of the temperature evolution within the model have been conducted by inserting micro thermocouples into the model at different depths. It confirmed that 4 hours is an optimal time for the model to reach thermal equilibrium. After the heating the model is subjected to a sequence of acceleration steps during which its surface deformation is observed and registered using a high resolution digital camera. After the experiment, the model is cooled to 5°C and then is cut, in order to study the internal deformation.

The loading of the model (acceleration cycling) is usually started at the maximum acceleration g^m and a relatively low temperature, at which gravity-induced stresses are lower than those needed to initiate the model failure. Then the temperature is progressively increased until model rupture is initiated. The initiation of rupture means that gravity-induced stress has reached the model strength (the failure surface in the stress space). Keeping this temperature constant we repeat the acceleration cycles to observe the rupture propagation during “landslide” initiation and further evolution. Normally about $n = 100$ acceleration steps are needed to obtain a clearly visible macro fracture at the model surface. According to the curves in Figure 1b and 1d, the model strain at this stage reaches values of about 0.01 (at this strain the strength is attained and the material undergoes failure). The strain rate during this stage can be estimated as $\dot{\epsilon} = \epsilon / (n \Delta t_c) = 0.01 / 100 \times 10^{-2} = 10^{-2} s^{-1}$, which is within the $\dot{\epsilon}$ range shown in Figure 1d. The experiment can include several hundred steps if very large total strains are desired.

The presented “gravity” loading technique serves the same objective as traditional methods based on the use of a centrifuge. Our technique, however, possesses a number of advantages, as listed below:

(1) Large models can be studied without large and “heavy” experimental equipment such as centrifuges where long arms (up to ~10 m) have to be used to reach a uniform acceleration of the model.

(2) Unlike centrifuges, with our technique the model evolution can be observed directly in very small increments and in great detail. Modifications of the model structure and morphology can be made at each step to simulate processes such as erosion, alteration, strength degradation etc.

(3) Model deformation can be abruptly stopped at any stage. This is especially important when studying unstable processes, which once initiated evolve very rapidly. With centrifuges such stops are impossible.

4. Validity of the loading procedure

The question naturally arises whether the presented cycling loading technique is equivalent to the static loading corresponding to a constant gravity field. In other words, can our technique

be considered as quasistatic or is it dynamic? For the model to be loaded under quasistatic conditions, the frequency f_g of the acceleration (loading) input should be much smaller than the frequency f_d of the stress/strain-state “update” within the model during loading. The update occurs with the elastic wave speed C and depends on the spatial scale H such that:

$$f_d \approx C/H \quad (3)$$

Vertical deceleration of the model generates p -waves in the same direction. Hence $C=C_p$. C_p was measured for our model material to be between 100 and 200 m/s. Assuming $H=6 \times 10^{-2} m$ and $C_p=1.5 \times 10^2 m/s$, we obtain: $f_d=0.25 \times 10^4 s^{-1}$. As stated above, the frequency of the loading input is $f_g=0.5 \times 10^2 s^{-1}$. Thus, as is required, $f_g/f_d=2 \times 10^{-2} \ll 1$ and hence our loading technique can be considered quasistatic.

The above ratio corresponds to the Strouhal number St :

$$St = \frac{f_g}{f_d} = \frac{H}{Vt} \quad (4)$$

($t=2 \Delta t_c$; $V=C$) widely used in hydrodynamics where it is usually a function of the Reynolds number. In our case, the condition $St = const.$ is not a similarity criterion in the above dynamic sense. On the other hand, the condition $H/(Vt) = const.$ is still a similarity criterion (see the first condition in equations (1)). However, V in this criterion is no longer the velocity of the elastic waves. It corresponds to the mean velocity value of non-elastic displacement of the model material. This criterion has a purely kinematic sense and simply means that the ratio of the characteristic scale H to the displacement Δl (along the forming fault, for example) should be the same in nature and in the model. This criterion therefore relates the time in nature and in the model at various stages of landsliding (of displacement $\Delta l=Vt$).

Thus, our loading technique can be considered as quasi-static. Now we have to insure that the model deformation on a loading cycle time-scale (or frequency) is not dynamic either. For this we have to take care that the inertial force F_i , arising within the model during its deformation at this scale, be negligible compared to the force driving the process, i.e. the artificial gravity force $F_g = \rho g^m$. The inertial force is $F_i = \rho a$, where a is the acceleration

of the model material relative to the platform of the accelerator. This acceleration is: $a = \frac{d^2 u_c}{dt^2}$

, where u_c is the displacement of the model material relative to the platform during one loading cycle. This acceleration can be estimated as:

$$a = U_c \Delta T^2, \quad (5)$$

where U_c is the total displacement during one cycle (it is the scale of u_c), and ΔT is the duration of the displacement. The displacement occurs when the artificial gravity acceleration reaches its near maximum value ($g^m \approx 500 m/s^2$) and lasts, approximately, 0.1 times the loading cycle ($\Delta t_c \approx 10^{-2} s$; $\Delta T \approx 10^{-3} s$). During a loading cycle before the complete failure of the material, the strain rate was estimated above to be $\epsilon^{-2^{-1}}$. The corresponding displacement during one cycle is $U_c = \dot{\epsilon} \Delta T H = 10^{-2} s^{-1} \times 10^{-3} s \times 6 \times 10^{-2} m \approx 10^{-6} m$. Therefore $a/g^m \approx 10^{-3} \ll 1$ (see Equation (5)). After the failure, direct measurements of the residual displacement along the resultant faults yield U_c values of the order of 0.1 mm ($10^{-4} m$) for which $a/g^m \approx 10^{-1}$, which is still acceptable (in any event, the post failure sliding is

largely predefined by the fault network created during the failure).

5. Results

A total of about 50 experiments have been conducted under various conditions. We report here the results of the three most representative trials. All experiments were carried out at the maximum acceleration: $g^m = 500 \text{ m/s}^2$.

Experiment 1: Homogeneous model. As mentioned in section 3, to conduct the experiments we first determine a maximum (threshold) model material strength (or temperature T_m) at which failure starts. At this temperature the non-elastic displacement within the model at each acceleration step is minimal and the viscous stresses are negligible. To determine T_m the model is thermally equilibrated at a progressively higher temperature T during 4 hours (as indicated in section 3) and is then subjected to acceleration cycling.

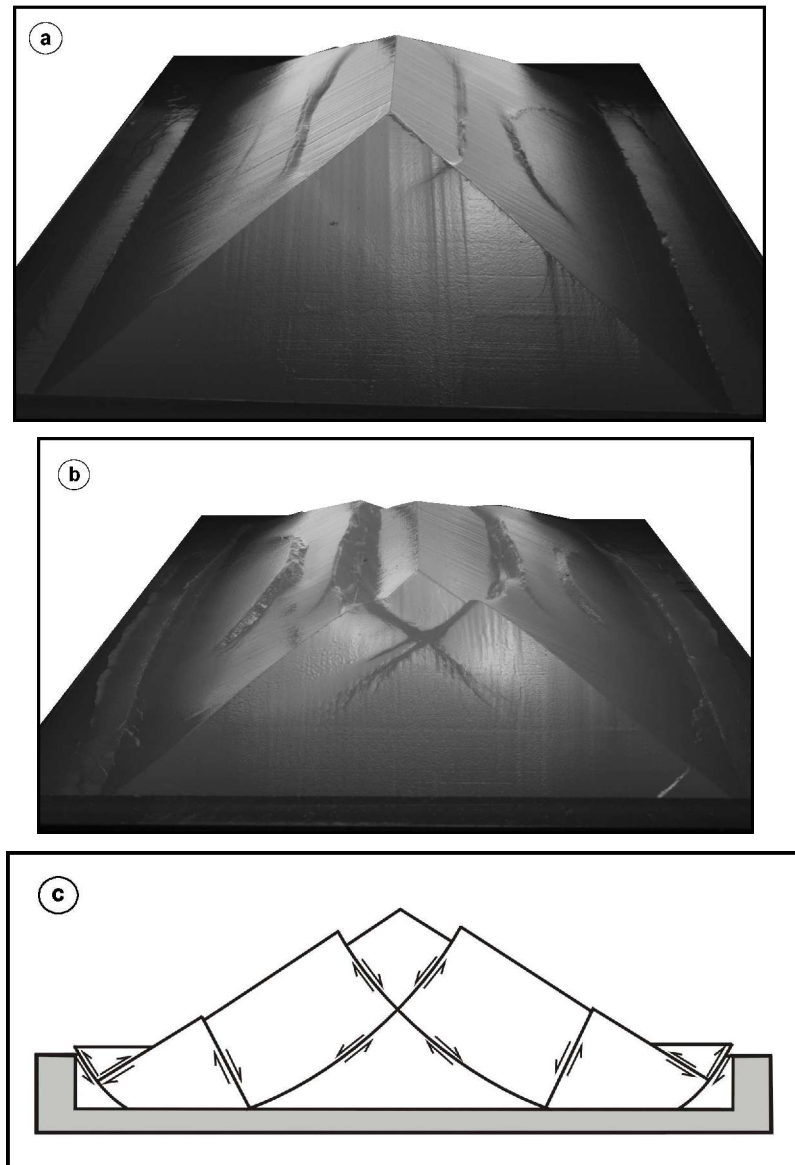


Figure 5. Experiment 1, homogeneous model, $\sigma_c = 3100 \text{ Pa}$ ($T = 23^\circ\text{C}$).
a) Model photo after 80 acceleration steps; b) The same after 100 acceleration steps.
c) Scheme of the master faults formed within the model.

The first signs of fracturing are observed at $T_m \approx 23^\circ\text{C}$, which corresponds to $\sigma_c = 3100 \text{ Pa}$

(Figure 1b and 1d). Four fractures appear almost simultaneously at the model surface, all located on the long sides of the mountain (ridge) (Figure 5a). Both the lengths of the fractures and the displacement along them increase with further cycling resulting in subsidence of the mountain top and overall horizontal extension of the mountain, especially in the direction perpendicular to the crest (Figure 5b). Two fractures also appear at the toe of the large slopes (Figure 5b). The fractures observed at the surface correspond to the master normal and thrust faults within the model body shown in Figure 5c. It should be noted that although the blocks between the master faults look rigid, they undergo non-elastic strain and are commonly microfractured.

Experiment 2: Pre-faulted model. Before acceleration cycling, the whole model (from the surface to the bottom) is cut to simulate a pre-existing inclined plane fault. Fracturing in this experiment starts at lower temperature (higher strength). With a pre-existing fault dipping 60° (Figure 6a), the threshold strength is: $\sigma_c = 4500$ Pa ($T = 21.5^\circ\text{C}$). For a dip of 30° (Figure 6b) $\sigma_c = 5300$ Pa ($T = 21^\circ\text{C}$). In both cases the deformation starts with normal fault movement along the pre-existent faults. This displacement causes large strain and complex multiple fracturing of the sliding units, with a principal (master) fault forming close to the base of the model.

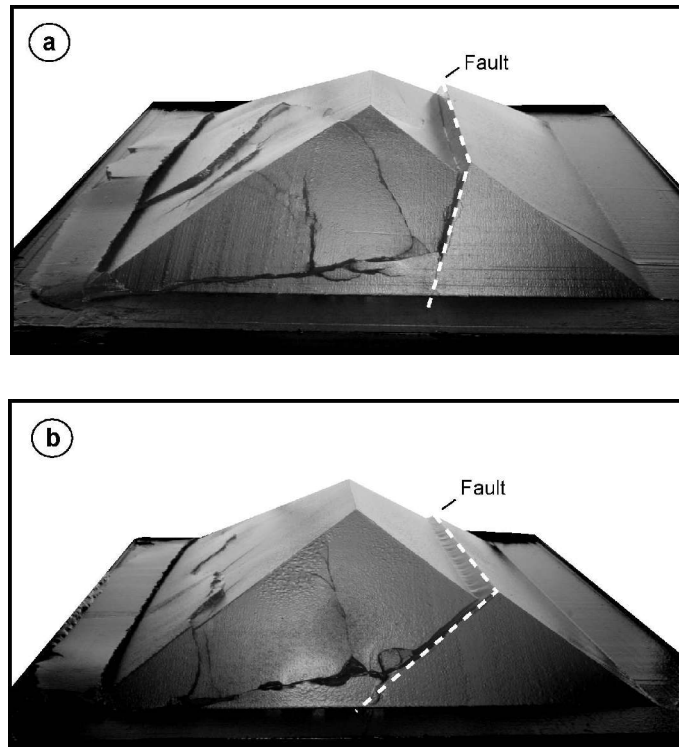


Figure 6. Experiment 2. Photos of two similar experiments with pre-existing faults (dashed lines) cutting the whole model from the surface to the bottom and dipping at an angle α .

- a) Model after 100 acceleration steps, $\alpha = 60^\circ$, and $\sigma_c = 4500$ Pa; b) Model after 100 acceleration steps, $\alpha = 30^\circ$, and $\sigma_c = 5300$ Pa.

Experiment 3: Model with a local shallow weak zone. A circular fault/weak zone parallel to the slope surface (Figure 7) is introduced at a shallow depth of 8 mm (for comparison, the mountain height is 40 mm). Fracturing starts at $\sigma_c = 5300$ Pa in the weak zone and then propagates first parallel to this zone (to the slope surface) and then along

curved trajectories towards the model surface (Figure 7a). The first fracture appears at the surface above the weak zone and then below it, outlining an elongated sliding unit. With further cycling this unit undergoes large deformation and fracturing (Figure 7b).

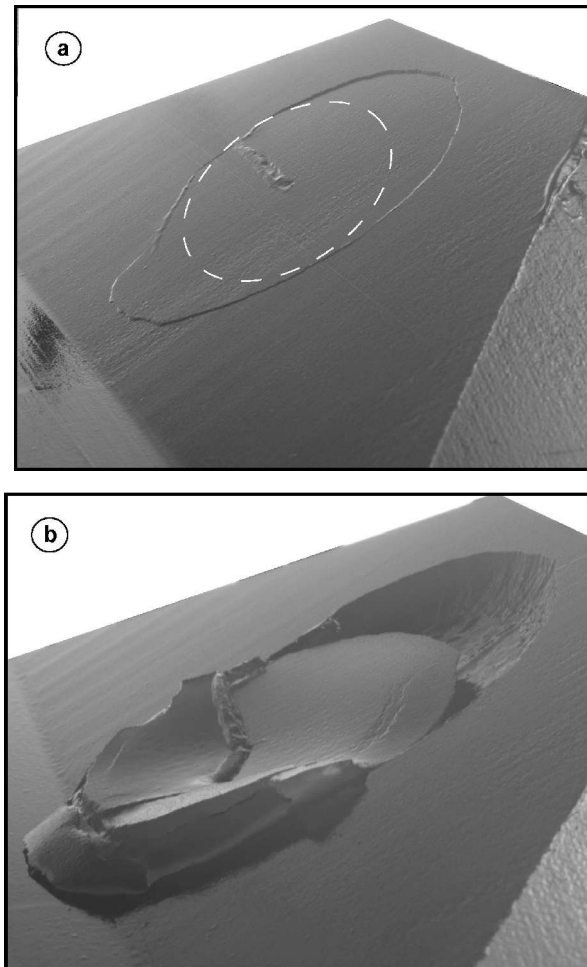


Figure 7. Experiment 3, $\sigma_c = 4000$ Pa. Model with a local planar, circular, shallow (8 mm-deep) weak zone parallel to the slope surface (white dashed line in Figure 9a represents projection of the cut contours on the surface).

(a) After 80 acceleration steps; (b) after 100 acceleration steps.

6. Discussion

A large amount of literature on the effective properties of geological-scale discontinuous rock masses [e.g. Singh, 1973; Bieniawski, 1978; Goodman, 1980; Brady and Brown, 1985; Hoek and Brown, 1997, Amitrano, 2004] shows that the magnitudes of the effective elastic and strength parameters are generally reduced as spatial- and time-scales increase. Different approaches exist for addressing the scale problem. Our approach is to study the response (deformation) of a mountain to a progressively increasing gravitational load or, equivalently, to the strength reduction at a constant acceleration due to gravity. We first consider an unfractured, homogeneous mountain and assess the maximum strength σ_c , required for the onset of deformation under the force of gravity. The obtained value $\sigma_c = 3100$ Pa can be

adjusted to the scale of natural mountains using the second similarity criterion in (1). Assuming that the mountain height in nature is $H^o=2$ km, $\rho^o = 2.5 \times 10^3$ kg/m³ and considering that in the model $H^m=4 \times 10^{-2}$ m, and $\rho^m = 0.86 \times 10^3$ kg/m³, we obtain $\sigma_c^o \approx 10^7$ Pa. This is almost one order of magnitude lower than values measured in the laboratory on small samples, but corresponds well to the value proposed by Hoek and Brown (1997) for average quality rock masses.

The sagging-type deformation of a homogeneous experimental model (Figure 5) is often observed in nature and is known as *deep seated gravitational slope deformation* [Iovine and Tansi, 1998; Crosta and Zanchi, 2000; Agliardi et al., 2001, Kellogg, 2001]. It affects mountains that can be considered mechanically homogeneous [Kellogg, 2001], but this kind of deformation is also observed in massifs cut by a fault [Iovine and Tansi, 1998; Rizzo, 2002], as in experiments 2 and 3 (Figures 6 and 7). The introduction of faults and fractures into the model results in earlier (easier) destabilization of the mountain, i.e. sliding occurs at higher σ_c values. The difference with the homogeneous case is not, however, drastic and does not exceed on average a factor of two. In the presence of large-scale (tectonic) faults, the mountain deformation is asymmetric, (Figure 6), but still involves nearly the whole mountain.

Experiments show that suitably orientated fractures, faults or other discontinuities (e.g. schistosity, bedding, strongly altered zones) can cause much shallower *deep seated landslides* as that in Figure 7. Considering that in the experiments the both types of gravity-induced deformation, the *deep seated gravitational slope deformation* and the *deep seated landslides*, occur at similar strength σ_c values, they should coexist in the same mountain.

In this paper we discuss the influence on the mountain/slope destabilization of only one parameter, the effective strength σ_c . Other mechanical parameters should also affect the phenomenon under study. The static elasticity modulus of the model E^m depends on the temperature (Figure 1b) and is between 10^6 Pa and 2×10^6 Pa in the range of temperature we apply. The corresponding value in nature according to the last similarity criteria in (1) is ca. $E^o = 6 \times 10^9$ Pa, which is several times lower than the elasticity modulus measured in the laboratory on intact rock samples [Turcotte and Schubert, 1982] and only two times lower than the deformation modulus of average quality rock mass [Hoek and Brown, 1997]. The real effective E^o value representative of the mountain scale is unknown.

The ratio σ_c/σ , along with the strain softening controls the material brittleness (hence, details of fracturing). These parameters were not investigated, but we have the possibility of varying them for the same material composition by varying the temperature (see Figure 1). Both parameters increase with temperature reduction, but the σ_c value increases as well, changing the ratio $\sigma_c/(\rho g H)$ (see equation (1)). To keep this ratio constant we simply have to increase the model size (H), which is not a problem with our technique.

It should be noted that considering strong temperature sensitivity of the model material strength, it is possible to introduce different strength variations within the model by its heterogeneous heating to mimic some real setting.

The obtained effective strength of the mountain (ca. 10^7 Pa) is entirely cohesive, whereas in reality it has both cohesive and frictional components. Their respective contributions remain to be investigated. In order to do this, a new frictional material is being developed.

7. Conclusions

The most usable technique in modeling landsliding is numerical simulation. This powerful tool is hampered, however, by difficulties in analyzing brittle failure, especially in three dimensions and when large non-elastic strains are involved. Therefore, the use of another modeling technique, physical modeling, is indispensable. To correctly apply this technique to gravity-induced deformation, an artificial increase in gravity is usually needed. The new technique presented here is an alternative to the traditional centrifuge method. It has a number of advantages such as the possibility of studying large models, directly observing and making necessary measurements at any stage during the deformation of the model, progressing the experiment by small time/deformation increments, and low-cost. The first results reported for simple models and a new analogue material demonstrate the potential of the proposed method for studying landslides and rock mass failure processes in general. These results are consistent with the available geological information and provide insights into mechanisms of initiation and evolution of landslides. This process can involve the whole mountain or only part of it (superficial part in particular) depending on the presence and distribution of the pre-existing faults and fractures. Further experiments will be focused on the detailed study of the interplay between different scale processes. The preliminary experiments show that investigation of the behavior of a single mountain (ridge) is not sufficient, as it is affected by the large-scale deformation of the neighboring mountains that should be integrated into the model. It is also clear that in active mountain regions the crust is subjected to strong tectonic stresses that certainly affect states of stress and strain [Miller and Dunne, 1996; Molnar, 2004] and hence mountain destabilization.

Acknowledgments.

We are grateful to F. Hutter, and two other anonymous reviewers and editors for the constructive suggestions and criticisms. We thank G. Buffet for the help in developing the loading device and C. Wibberley for improving the English. This work has been supported by the CNRS through the ACI "Prevention des Catastrophes Naturelles".

References

- Agliardi, F., G. Crosta, and A. Zanchi (2001), Structural constraints on deep-seated slope deformations kinematics, *Eng. Geol.* 59, 83 – 102.
- Allison, R. J. (1992), Landslide types and processes, in *The Coastal Landforms of West Dorset*, Geologists' Association, Edited by R. J. Allison, pp. 35 – 49.
- Amitrano, D. (2004), Emergence de la complexité dans un modèle simple de comportement mécanique des roches, *C. R. Geoscience* 336, 505-512.
- Barla, G. and E. Chirioti (1995), Insights into the behaviour of the large deep-seated gravitational slope deformation of Rosone, in the Piemonte region (Italy). *Felsbau* 13, 425 –432.
- Benko, B. (1997), Numerical modelling of complex slope deformations, *PhD Thesis*, 366 pp., Department of Geological Sciences, University of Saskatchewan, Canada.
- Bieniawski, Z. T. (1978), Determining Rock Mass Deformability: Experience from Case Histories. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, 15, 237-247.
- Biot M.A., (1973), Non linear and semi-linear rheology of porous solids, *J. Geophys. Res.*, 78: 4924-4927.
- Bjerrum, L (1967), The third Terzaghi lecture: Progressive failure in slopes of overconsolidated plastic clay and clay shale, *Journal of the soil mechanics and foundation division*, Proceedings of the American Society of Civil Engineers, 98, SM 5, 49pp. New York.
- Brady, B. H. G., and E. T. Brown (1985), *Rock Mechanics for Underground Mining*, edited by George Allen & Unwin, London.
- Broch, E., (1974), The influence of water on some rock properties. Proceedings 3rd Congress ISRM, 33–38, Denver.
- Brückl, E. and M. Parotidis (2004), Prediction of slope instabilities due to deep-seated gravitational creep, *Natural Hazards and Earth System Sciences* 5, 155-172.
- Brueckl, E. and M. Parotidis (2001), Estimation of large-scale mechanical properties of a large landslide on the basis of seismic results, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* 38, 877 – 883.
- Chigira, M. (1985), Mass rock creep of crystalline schist: minor structures formed by mass rock creep. *J. Jap. Soc. Eng. Geol.* 26, 25 – 79.
- Crosta, G., and A. Zanchi (2000), Deep seated slope deformations. Huge, extraordinary, enigmatic phenomena, Proceeding of the 8th International Symposium on Landslides, pp. 126-131, edited by E. Bromhead, Cardiff.
- Cruden, D.M. (2003), The shapes of cold, high mountains in sedimentary rocks. *Geomorphology*, 55, 549-261.
- Davies, T.R., and M.J. Mc Saveney, (1999), Runout of dry granular avalanches. *Can. Geoth. J.* 36, 313 – 320.
- Donnadieu, F. and O. Merle (1998), Experiments on the indentation process during cryptodome intrusion: new insights into Mount St Helens deformations. *Geology* 26, 79 – 82.
- Eberhardt E., D. Stead, and J. Coggan, (2004), Numerical analysis of initiation and progressive failure in natural rock slopes – the 1991 Randa Rockslide. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* 41, 69 – 87.
- Forcella, F. (1984), The sackung between Mount Padrio and Mount Varadega, central alps, Italy: A remarkable example of slope gravitational tectonics. *Mediterranée* 51, 81 – 92.
- Goodman, R. E. (1980), *Introduction to Rock Mechanics*, edited John Wiley and Sons, New York.
- Hajiabdolmajid, V. and P.K Kaiser, (2002), Slope stability assessment in strain-sensitive rocks. in *EUROCK 2002*, Proceedings of the ISRM International Symposium on Rock Engineering for mountainous regions, pp. 237 – 244, Funchal, Madeira.
- Hall, K., and M.F. André, (2001), New insights into rock weathering from high-frequency rock temperature data: an Antarctic study of weathering by thermal stress, *Geomorphology* 41, 23 – 35.
- Hencher, S. R., Q.H. Liao and B.G. Monaghan, (1996), Modelling slope behaviour for open pits, *Trans I.M.M. Sect. A* 105, 37 – 47.
- Hoek, E. and E.T. Brown, (1997), Practical estimates of rock mass strength. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* 8, 1165 – 1186.
- Iovine, G. and C. Tansi, (1998), Gravity-accomodated 'structural wedges' along thrust ramps: a kinematic scheme of gravitational evolution, *Natural Hazards* 17, 195-224.
- Issen K A and J W. Rudnicki (2000), Conditions for compaction bands in porous rock [J]. *J. Geophys. Res.*, 105(B9): 21529-21536.
- Jaeger, C. (1972), *Rock mechanics and engineering*, edited by Cambridge university press, London.
- Kaneko, K., J. Otani, Y. Noguchi, and N. Togashiki, (1997), Rock fracture mechanics analysis of slope failure, in *Deformation and Progressive Failure in Geomechanics*, pp. 671–676, Nagoya, Japan.
- Kato, J. and S. Hada, (1980), Landslide of the Yoshino-Gawa water system and its geological aspects. Research

- Reports of Kochi University, *Natural Science* 28, 127 – 140.
- Kellogg, K.S. (2001), Tectonic control on large landslide complex: Williams Fork Mountain near Dillon, Colorado, *Geomorphology* 41, 355-368.
- Matsukura, Y. (1996), The role of the degree of weathering and groundwater fluctuation in landslide movement in a colluvium of weathered hornblende-gabbro. *Catena*, 27, 63-78.
- Miller, D.J. and T. Dunne, (1996), Topographic perturbations of regional stresses and consequent bedrock fracturing, *J. Geophys. Res.*, 101 (B11), 25523-25536.
- Molnar, P. (2004), Interactions among topographically induced elastic stress, static fatigue and valley incision, *J. Geophys. Res.*, 109, F02010, doi: 10/2003JF000097.
- Petley, D. (1996), The mechanics and landforms of deep-seated landslides, in *Advances in Hillslope Processes*, Edited by M.G. Anderson and S.M. Brooks, John Wiley & Sons Ltd, pp.823- 834.
- Ranalli, G. (1996), Rheology of the earth, Edited by Allen & Unwin, Boston.
- Rizzo, V. (2002), GPS monitoring and new data on slope movements in the Maratea Valley (Potenza, Basilicata), *Physics and Chemistry of the Earth* 27, 1535-1544.
- Scavia, C. (1990), Fracture mechanics approach to stability analysis of rock slopes, *Eng. Fracture Mech.* 35, 899 – 910.
- Scavia, C. (1995), A method for the study of crack propagation in rock structures, *Géotechnique* 45, 447 - 463.
- Singh, B. (1973), Continuum Characterization of Jointed Rock Masses: Part I—The Constitutive Equations, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 10, 311-335.
- Shemenda, A. I. (1994), Subduction : Insights from physical modeling, Kluwer Academic Publishers, Modern Approaches in Geophysics, pp. 215, Netherlands.
- Stead, D. and E. Eberhardt, (1997), Developments in the analysis of footwall slopes on surface coal mining. *Eng. Geol.* 46, 41- 61.
- Terzaghi, K. (1950), Mechanisms of landslides, in Engineering geology volume, edited by Geological Society of America, Berkley.
- Turcotte, D.L., and G. Schubert, (1982), Geodynamics: Applications of Continuum Physics to Geological Problems, pp. 235-237, edited by John Wiley, New York.
- Vidal, N. and O. Merle, (2000), Reactivation of basement faults beneath volcanoes: a new model of flank collapse. *J. Volcanol. Geother. Res.* 99, 9 – 26.
- Voight, B., (2000), Structural stability of andesite lava domes, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 358, 1663-1703.

2.3 Article 2 : Comparaison entre sollicitations gravitationnelles continue et discrète en modélisation physique des mouvements gravitaires rocheux.

Soumis et révisé : Comptes Rendus Géoscience

Comparaison entre sollicitations gravitationnelles continue et discrète en modélisation physique des mouvements gravitaires rocheux.

Comparison between discrete and continuous gravity loading in physical modeling of gravitational rock mass movements.

Damien Bachmann, Stéphane Bouissou, Alexandre Chemenda

Résumé

La modélisation physique requiert souvent une augmentation de l'accélération gravitationnelle, habituellement obtenue en centrifugeuse. L'inertie inhérente à un tel dispositif empêche tout arrêt d'une expérience à un avancement donné. Nous avons développé une technique de modélisation physique fondée sur une augmentation de l'accélération gravitationnelle de façon discrète. Nous présentons ici une comparaison des modes de chargement continu et discret dans le cas d'un protocole de modélisation précis. Les résultats montrent une équivalence des deux modes de chargement. L'utilisation d'un dispositif de chargement discret est donc une alternative prometteuse à l'utilisation d'une centrifugeuse en modélisation physique.

Mots clés : modélisation physique, instabilité gravitaire, mouvement de terrain.

Abstract

Physical modeling often requires an increase in “gravity acceleration”. It is generally provided in a centrifuge. Inertial forces resulting from such a device unable to stop an experiment at any advancement stage. We developed a new modelling technique based on discrete increases of “gravity acceleration”. We compare in this paper those two loading techniques, in the case of a precise modeling procedure. It has proved that both techniques provided the same results and hence are equivalent. The use of a discrete acceleration device is thus a promising alternative to the use of a centrifuge in physical modeling.

Key words: physical modeling, gravitational instability, rock mass movement.

Abridged english version

Physical modeling in earth sciences often requires to increase the “gravity acceleration” in the models. This is the case for research fields such as geotechnical engineering [14], [15], tectonics (folding or fault evolution) [9], [10], [14], or pollution transport [2], [10], [17]. Gravity increase is generally provided continuously by a centrifuge. In this case, the model has to be small compared to the centrifuge radius, so that “gravity acceleration” can be considered as homogeneously applied within the whole model. Furthermore such a heavy device (centrifuge) cannot be stopped abruptly to enable a direct access to the model for detailed study of its deformation at a required stage. We therefore use a new discrete (cycling) loading technique enabling a homogeneous increase in the “gravity acceleration” within the model [7]. The aim of the presented study is to compare the two loading techniques (continuous and discrete) to check whether they are equivalent.

The studied phenomenon is the large-scale gravitational deformation of mountains. Such a deformation is characterized in nature by the observations of morphological features such as doublecrests, trenches and counterscarps. Such a phenomenon is called “sagging”, “sackung”, or “Deep Seated Gravitational Slope Deformation” (DSGSD).

Models of a simple mountain with 30° slopes (Fig. 1) were destabilized using the two loading devices. The model is made of the elasto-plastic material “*slope¹*” with properties allowing the similarity criteria satisfaction (see [7] for details).

Continuous loading was provided by a centrifuge in the LCPC laboratory of Nantes, France [8]. The radius of the centrifuge is of 5.5m, so that “gravity acceleration” in the small scale models (see sizes in Fig. 1) can be considered as homogeneously applied. The “gravity acceleration” was increased progressively until model's failure was reached. Observation of the models deformation was performed using analogical video cameras. Slope toes displacement was measured with high sensibility laser displacement sensors (Fig. 1). “Gravity acceleration” was measured by a high frequency accelerometer located at the model's base level (Fig. 3). Results showed that failure was reached for a 400m.s⁻² acceleration. First fracture appeared near the crest and parallel to it (Fig. 5a). A whole side of the model was then destabilized (Fig. 5b). The mobilized mass was then disintegrated (Fig. 5c). The total collapse of the model lasted about 1 sec. Cross section showed that the failure surface follows an almost circular trajectory at its lower level, and is more linear near the top (Fig. 5d). Measurements of slope toe elevation vs. time enable to estimate the velocity V_{elc} of this elevation to be 13×10^{-2} m/s.

Discrete loading was provided by an especially created device [4]. Its principle is to elevate a platform supporting the model up to 2m. It is then dropped on a 5×10^{-2} m stroke shock absorber (Fig. 2). During this chute absorption, the acceleration is increased up to a factor 50 (Fig. 4) during about 10^{-2} sec. Such an acceleration stage is repeated about a hundred times to obtain significant irreversible deformation. Deformation propagates then during several acceleration stages, so that its evolution can be observed accurately. Deformation was recorded in surface and on cross sections by digital pictures. Results showed that the first fracture appeared after about 100 acceleration stages, with a 50 times increased “gravity acceleration”. This fracture appeared near the crest and parallel to it on the right flank (Fig. 6). A similar fracture was observed on the left flank. The first right flank fracture propagated then laterally and at the slope toe. A whole side was destabilized. A cross section showed model

deformation 10 acceleration stages after fracture initiation (Fig. 6d). A 4.5×10^{-3} m slope toe elevation was observed. That 4.5×10^{-3} m slope toe elevation during 10 discrete loading steps gives an elevation velocity $V_{\text{eld}} = 4.5 / (10 \times 3.5 \times 10^{-2}) = 12.8 \times 10^{-2}$ m/s. Such a velocity is very close to that measured in continuous loading.

Reported results attest that both techniques of “gravity loading” provide similar results in our modeling conditions. Failure surface shapes obtained with both loading methods are nearly identical (Fig. 6d), and the slope toe elevation velocities are also nearly similar. This is explained by the fact that any discrete loading step is performed in quasi-static conditions [7].

Direct comparison of the continuous (centrifuge) and discrete (cycling) loading techniques thus show their equivalence in modeling of quasi-static gravitational destabilization of the relief. The same conclusion has been previously made, based on the theoretical analysis of the stress-strain state of the model during cycling loading [7]. This technique represents thus a powerful tool for physical modeling and has a number of important advantages compared to the traditional centrifuge technique. Indeed the “gravity acceleration” can be homogeneously applied even in large models, an experiment can be stopped at any advancement stage to observe its deformation in details, and the cost and space related to the use of a centrifuge are strongly reduced.

1. Introduction

La compréhension des phénomènes physiques ou chimiques intervenant dans les divers processus géologiques est un enjeu majeur pour la société. Ainsi la migration de fluides ou la rupture au sein des milieux géologiques sont à la base d'une bonne gestion des ressources, de la protection de l'environnement, ou de la prévention des catastrophes naturelles. Un moyen d'étudier ces phénomènes est la modélisation physique, dont le principe est de reproduire à petite échelle en laboratoire les processus intervenants à plus grande échelle dans la nature. Ce changement d'échelle peut se faire soit en utilisant des matériaux analogues très peu résistants [6], [18], soit en imposant un champ de gravité important [9], [11], [14], soit en combinant les deux [4], [7].

L'augmentation du champ de gravité au sein des modèles peut permettre de reproduire sur une courte période un phénomène intervenant sur le long terme dans les conditions naturelles, comme par exemple la migration de produits polluants [2], [10], [17]. Elle permet également d'appliquer des efforts au sein des modèles qui soient proportionnels à ceux existants au sein de l'objet étudié. C'est le cas des études de stabilité d'ouvrages géotechniques [15], [16], ou des études de phénomènes géologiques comme la propagation de failles ou la genèse de plis [9], [11], [14].

L'augmentation du champ de gravité se fait généralement grâce à une centrifugeuse [8]. L'utilisation d'un tel dispositif implique des contraintes expérimentales importantes. Ainsi afin d'appliquer une accélération identique en tout point du modèle, ce dernier doit être de petite taille par rapport au rayon de giration de la centrifugeuse. De plus l'inertie liée à la masse de la centrifugeuse fait qu'il est impossible d'arrêter une expérience à un stade d'avancement donné.

Pour palier à ces inconvénients nous avons développé une nouvelle méthode expérimentale destinée à étudier la déstabilisation gravitaire des massifs rocheux [7]. Le protocole expérimental est fondé sur l'utilisation de matériaux analogues et sur un dispositif original permettant d'augmenter le champ de gravité de façon discrète. La déformation irréversible du modèle s'effectue sur plusieurs dizaines de cycles de chargement. L'évolution de cette déformation peut donc être visualisée après chaque cycle de chargement.

Nous présentons ici des essais comparatifs réalisés en conditions de chargement discret et continu afin de valider notre approche. Les modèles présentés ici visent à étudier la déstabilisation de l'ensemble d'un édifice montagneux. Ces déstabilisations de grande ampleur sont appelées « sackung », « sagging » ou encore « Deep Seated Gravitational Slope Deformation » (DSGSD) [1], [4], [19].

2. Protocole expérimental

Nous utilisons une classe de matériaux appelée « *Slope¹* » [7]. Ces matériaux sont composés d'un mélange d'hydrocarbures liquides et solides. Ils ont un comportement élasto-plastique avec adoucissement, afin de reproduire le caractère fragile des roches. Ils ont été créés spécialement pour cette étude afin de satisfaire les critères de similarité, dont les principaux sont les suivants :

$$\frac{\sigma_c^o}{\rho^o g^o H^o} = \frac{\sigma_c^m}{\rho^m g^m H^m}; \frac{E^o}{\sigma_c^o} = \frac{E^m}{\sigma_c^m};$$

(avec σ_c la résistance en compression, ρ la densité, g l'accélération gravitationnelle, H la hauteur de l'objet étudié, E le module d'Young, et les exposants m et o correspondent respectivement aux propriétés du modèle et de l'objet original).

Les modèles réalisés pour étudier la déstabilisation gravitaire des édifices montagneux étaient composés d'une montagne isolée dont les pentes sont de 30° . La hauteur des modèles est de 4×10^{-2} m. Cette hauteur est égale à celle du socle sous-jacent (Fig. 1). Le facteur d'échelle désiré est de $1/50\,000$, 1 cm représentant donc 500 m.

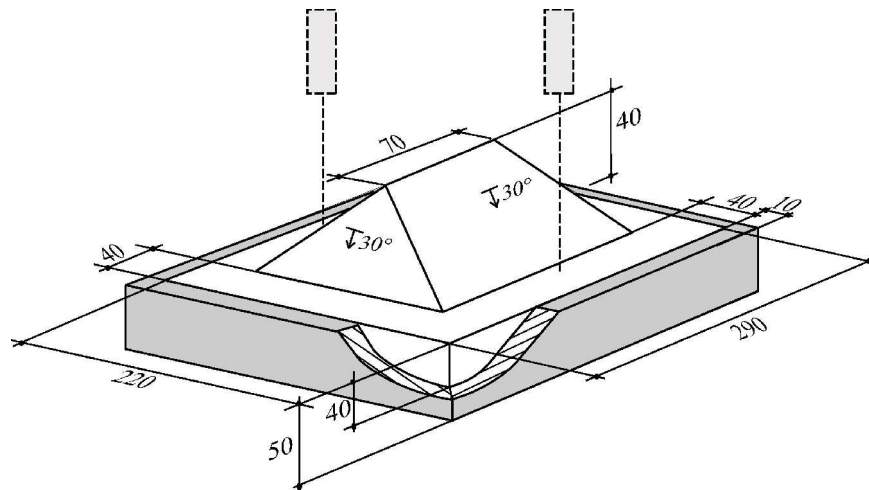


Figure 1 : Schéma du modèle. En pointillé sont représentés les capteurs laser de mesure de déplacement.

Scheme of the model. Dashed lines represent the laser sensors of displacement.

Afin de réaliser un modèle, le matériau est fondu puis coulé dans un moule parallélépipédique. Après une quinzaine d'heures de cristallisation il est mis en forme avant d'être placé sur le dispositif de chargement. La déstabilisation du modèle est alors obtenue en augmentant le « champ de gravité ».

Afin de comparer les effets d'un chargement continu et d'un chargement discret, une série d'expériences a été réalisée en centrifugeuse, et une autre avec notre dispositif de chargement discret.

2.1 Chargement continu :

Un chargement continu a été réalisé en utilisant la centrifugeuse du Laboratoire Central des Ponts et Chaussées de Nantes [8]. Son rayon de giration est de 5,5m. Compte tenu du rayon de giration et de la taille de notre modèle, la variation d'accélération subie entre la base et le sommet du modèle est inférieure à 1%. De part et d'autre du modèle la variation de l'orientation de l'accélération centrifuge était de $1,45^\circ$.

Au cours d'une expérience, l'accélération gravitationnelle était augmentée de manière régulière jusqu'à atteindre la rupture au sein du modèle. La déformation du modèle en surface était observée en temps réel et en continu grâce à un système de caméras analogiques. De plus un capteur laser était placé à l'aplomb de la base de chacune des pentes (Fig. 1). Ces capteurs ont permis de mesurer l'élévation de la base des modèles au cours du temps. Par dérivation du signal mesuré nous avons également pu calculer la vitesse de déplacement de la masse mobilisée lors d'une telle expérience. L'accélération gravitationnelle était mesurée grâce à un accéléromètre haute fréquence placé au niveau de la base du modèle (Fig. 2).

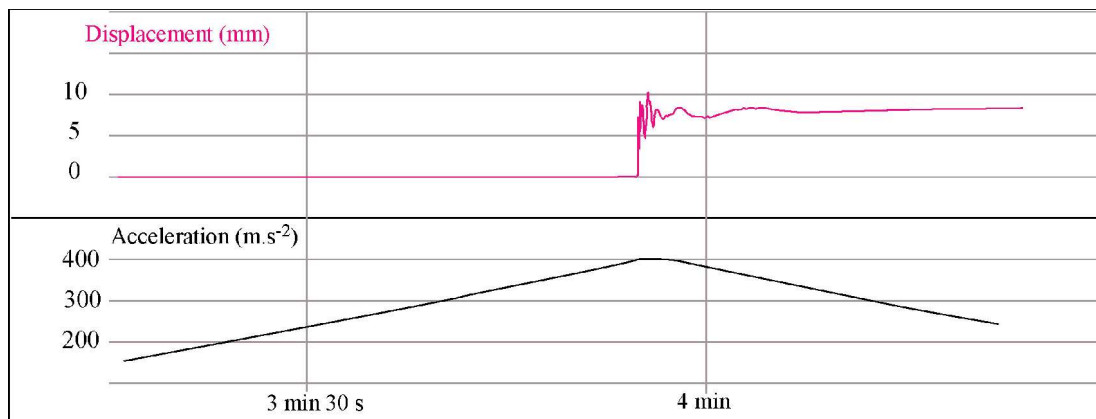


Figure 2 : Mesures de déplacement de la base du modèle et d'accélération réalisées au cours de l'expérience en centrifugeuse, en fonction du temps.

Displacement of the toe of model slope and gravity acceleration during a centrifuge experiment, vs. time.

2.2 Chargement discret

Un chargement discret a été obtenu en utilisant un dispositif spécialement créé en vue d'étudier la déformation gravitaire des massifs rocheux [7]. Son principe est de placer le modèle sur un plateau pouvant être élevé à une hauteur déterminée (jusqu'à 2 m), puis lâché en chute libre (Fig. 3). Un système d'amortisseur progressif de 5×10^{-2} m de course vient recevoir l'ensemble modèle + plateau en fin de chute. L'accélération gravitationnelle au sein du modèle est donc augmentée lors de l'amortissement, et ce jusqu'à un facteur 50 (Fig. 4). L'augmentation de l'accélération lors d'une phase d'amortissement dure $\Delta t_1 = 1.10^{-2}$ s. Afin d'atteindre la rupture du modèle (visible en surface), ce cycle de chargement est répété une centaine de fois. La déformation du modèle évolue ensuite durant plusieurs incréments de chargement, ce qui permet d'observer précisément son évolution. Des photographies permettent de visualiser la déformation observée en surface du modèle, ainsi que sur des coupes réalisées pour observer la déformation en profondeur.

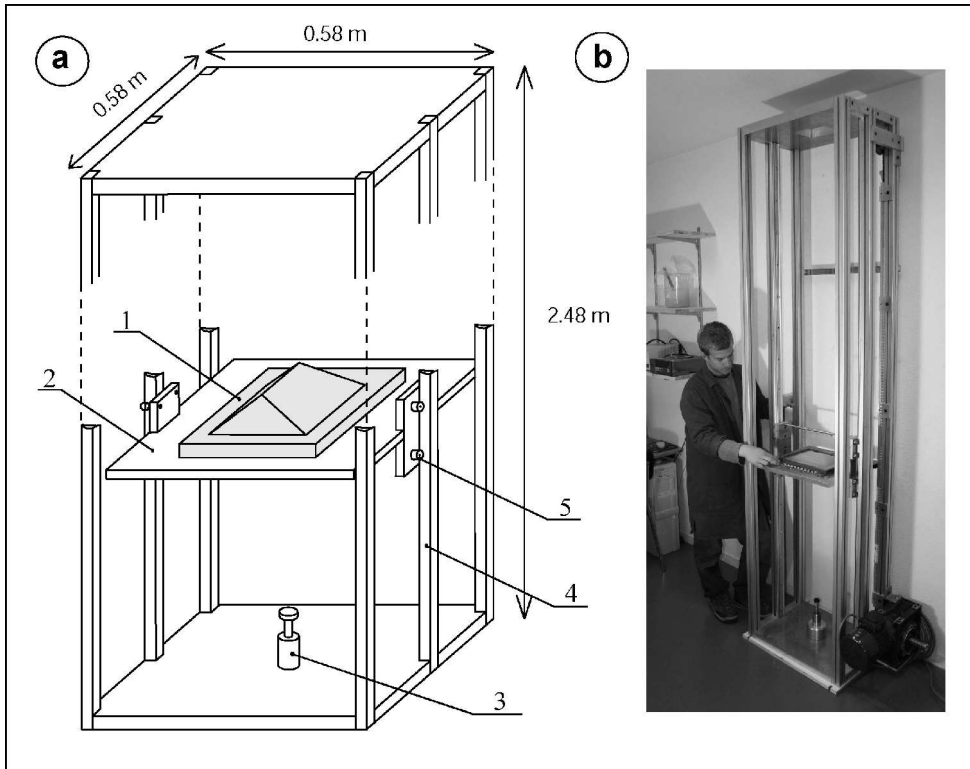


Figure 3 : Dispositif de chargement discret. (1) modèle, (2) plateau supportant le modèle, (3) amortisseur, (4) rail de guidage, (5) roulements à billes.

Scheme of the accelerator device. (1) model, (2) mobile platform supporting the model, (3) shock absorber, (4) aluminium rails guiding the falling platform, (5) ball bearings.

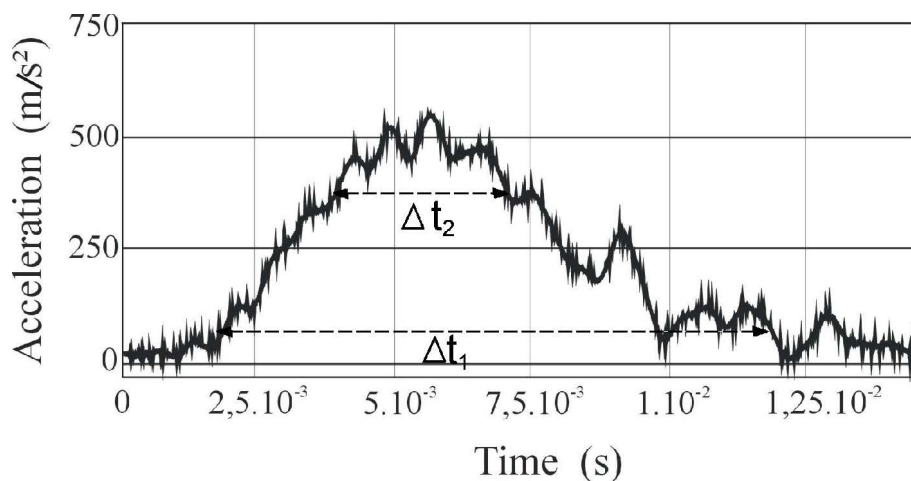


Figure 4 : Accélération de la gravité subie par le modèle dans le cas du dispositif de chargement discret

Gravity acceleration applied to the model in the case of the discrete loading device.

3. Résultats

Les expériences décrites ici sont représentatives d'une dizaine d'expériences réalisées dans les mêmes conditions.

3.1 Chargement continu :

La déstabilisation du modèle a été atteinte pour une accélération de $400\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$. Une étude détaillée des images nous montre que la première fracture apparaît à proximité de la crête, parallèlement à celle-ci (Fig. 5a). L'ensemble d'un versant du modèle est ensuite très vite déstabilisé, en un temps total d'1s environ (Fig. 5b), sans atteindre d'état d'équilibre. Comme il nous est impossible de diminuer l'accélération en un temps suffisamment court, la masse mobilisée glisse jusqu'à toucher le bord du modèle et est donc complètement désagrégée (Fig. 5c). Une coupe réalisée après la déformation nous montre que la rupture est profonde (Fig. 5d). La surface de rupture décrit un arc de cercle en sa partie la plus basse tandis que sa trajectoire est plus rectiligne en direction de la crête.

Les mesures de déplacement obtenues grâce au capteur laser permettent de quantifier la vitesse de la masse mobilisée à l'initiation du mouvement (Fig. 3). Ainsi la vitesse d'élévation de la base de la zone déstabilisée V_{e1c} est d'environ 13×10^{-2} m/s.

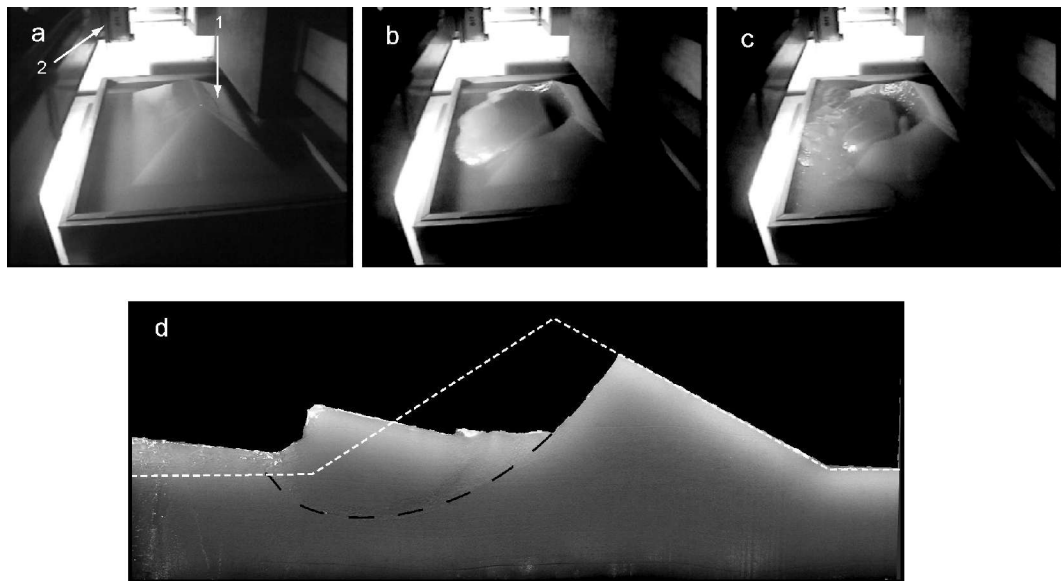


Figure 5 : Modèle déstabilisé lors d'un essai en centrifugeuse. (1) localisation de la première fracture, (2) capteur laser. (a-c) évolution de la déformation, d) coupe verticale réalisée perpendiculairement à la crête au milieu du modèle, après l'expérience. En pointillés blancs est représentée la topographie initiale. Les pointillés noirs représentent la surface de rupture .

Model deformed in a centrifuge test. (1) location of the first fracture , (2) laser sensor. (a-c) evolution of the deformation, d) vertical cross section realised perpendicularly to the crest in the middle of the model after failure. White dashed line corresponds to the initial topography. Black dashed line shows the failure surface.

3.2 Chargement discret :

La première fracture est observée à proximité de la crête et parallèlement à celle-ci, sur le flanc droit du modèle (Fig. 6a). Une autre fracture parallèle à la crête apparaît sur le flanc gauche, à même hauteur que la première. Ces deux fractures ne sont pas tout à fait rectilignes, mais apparaissent comme provenant de la coalescence de plusieurs fractures situées approximativement dans le même alignement. La première fracture observée se propage ensuite latéralement et à la base du modèle (Fig. 6b). La fracture observée sur le flanc gauche se propage également pour venir butter sur la première au niveau des faces latérales. A mi-hauteur par rapport à celle-ci, un réseau de fractures apparaît. L'ensemble du versant est ensuite déstabilisé (Fig. 6c). La zone mobilisée comprend un glissement principal, auquel se rattachent des petites zones séparées de la première par des fractures (sur les faces latérales et en limite supérieure). Ses zones suivent cependant la même direction que la masse principale. Une coupe réalisée par la suite nous montre la déformation du modèle 10 incréments de chargement après l'apparition de la première fracture (Fig. 6d). La base du modèle s'est alors élevée de $4,5 \times 10^{-3} \text{m}$.

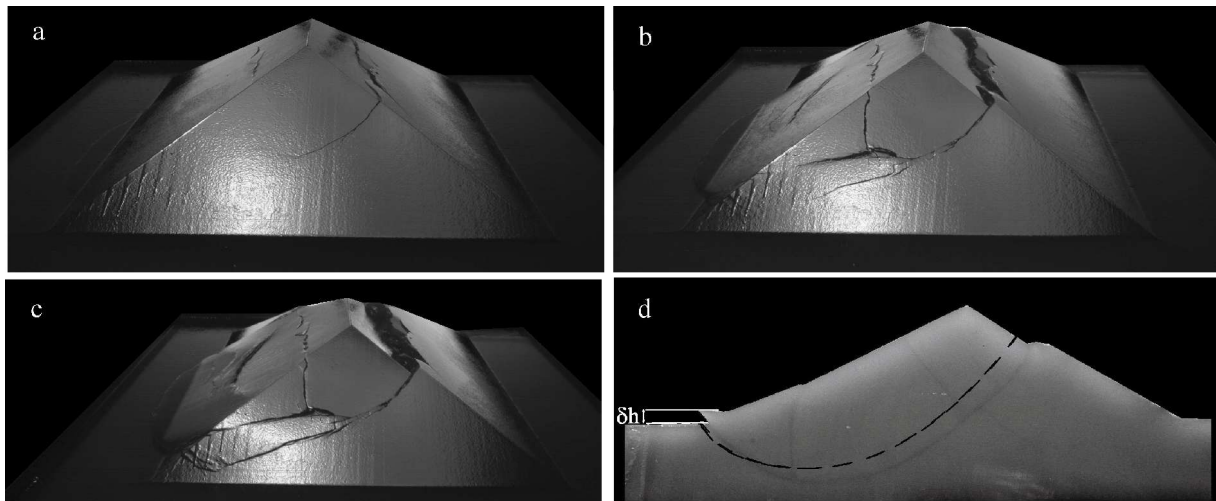


Figure 6 : Déstabilisation d'un modèle obtenue en chargement discret après (a) 100 cycles d'accélération, (b) 105 cycles d'accélération, (c) 110 cycles d'accélération, (d) coupe verticale réalisée perpendiculairement à la crête au milieu du modèle, après l'expérience. La ligne pointillée représente la surface de rupture obtenue en centrifugeuse.

Deformed model with discrete loading (a) after 100 acceleration cycles, (b) after 105 acceleration cycles, (c) after 110 acceleration cycles, (d) vertical cross section realised perpendicularly to the crest in the middle of the model after failure. The dashed line represents the failure surface in a model deformed in the centrifuge.

4. Discussion

Les deux séries d'expériences présentées ici ont permis de comparer les effets d'une augmentation de la « gravité » de façons continue et discrète dans le cadre de notre procédure expérimentale. Ces expériences viennent valider les précédents travaux théoriques [7]. Ces travaux insistent sur le fait que chaque incrément de chargement discret est effectué en conditions quasi-statiques. Ces conditions doivent être satisfaites tant dans le cas de la déformation élastique que dans celui de la déformation plastique irréversible. Dans le domaine de la déformation élastique, un chargement est quasi-statique si la durée de chargement est largement supérieure au temps que mettent les ondes élastiques pour se propager au sein du modèle. Les précédents développements théoriques ont prouvé que cette condition est largement vérifiée dans nos conditions expérimentales. Dans le domaine de la déformation irréversible, un chargement est quasi-statique si les forces d'inertie liées au déplacement sont négligeables par rapport à la force motrice, c'est à dire le poids $P = \rho g$. Les expériences réalisées dans le cadre de cette étude nous permettent de mieux contraindre cet aspect. En effet la force d'inertie est :

$$F = \rho a, \quad (1)$$

avec a l'accélération du matériau. Cette accélération est déterminée à partir de la relation :

$$a = U_c / \Delta t^2, \quad (2)$$

avec U_c le déplacement non élastique durant un cycle de chargement et Δt la durée pendant laquelle la déformation irréversible a lieu. Les expériences réalisées en centrifugeuse nous ont montré que la déformation a lieu lorsque l'accélération appliquée au modèle est supérieure à 400 m/s^2 . La durée Δt_2 correspondant à une telle accélération pour chaque cycle de chargement discret est donc $\Delta t_2 = 3,5 \times 10^{-3} \text{ s}$ (Fig. 4). Le déplacement irréversible U_c à chaque cycle de chargement est compris entre $1 \cdot 10^{-4}$ et $5 \cdot 10^{-4} \text{ m}$. On observe effectivement une légère augmentation de ce déplacement au cours des cycles du fait de l'adoucissement du matériau.

On a donc $U_{c\max} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$.

D'après (2) on a donc une accélération maximale :

$$a_{\max} = U_c / \Delta t^2 = 5 \times 10^{-4} / (3,5 \times 10^{-3})^2 = 39,8 \text{ m.s}^{-2};$$

ainsi :

$$F_{\max}/P = a_{\max}/g = 39,8 / 400 \approx 0,1 \ll 1.$$

Les forces d'inerties liées à la déformation irréversible sont donc négligeables par rapport à la force motrice.

Notre dispositif étant fondé sur une sollicitation cyclique d'un modèle, il convient de s'intéresser au comportement mécanique du matériau « *slope* » dans le cas d'un tel chargement. En effet certains matériaux ont une résistance qui évolue sensiblement lorsqu'ils sont chargés cycliquement. La rupture peut ainsi être obtenue au sein d'un échantillon de roche soumis à un chargement cyclique inférieur à la résistance statique de l'échantillon pour un nombre de cycles très important (10^6 cycles pour une contrainte correspondant à 75% de la résistance d'un échantillon en compression, [5], [11]). Le nombre de cycles nécessaires pour

atteindre la rupture au sein de nos modèles est comparativement très faible ($\sim 10^2$). De plus le fait que la déstabilisation soit obtenue pour des valeurs d'accélération quasi similaires dans le cas d'un chargement discret et d'un chargement continu prouve que dans nos conditions expérimentales le nombre de cycle avant rupture est trop faible pour modifier les propriétés du matériau « *Slope'* ».

Les résultats nous montrent également que la vitesse de chargement a peu d'influence sur la résistance du matériau dans la gamme de sollicitation considérée. En effet que l'accélération maximale soit atteinte en un temps long (centrifugeuse) ou très court, sa valeur est quasi-identique. Ce même comportement s'observe pour les roches dans les conditions superficielles correspondant aux premiers kilomètres de la couverture sédimentaire ou de la croûte supérieure [13].

Si l'on compare les résultats obtenus lors des deux séries d'expériences, on peut voir que les résultats sont quasi-identiques. En effet dans le cas d'un chargement discret, le temps Δt_2 et les 10 incréments de chargement nécessaires pour obtenir une élévation de $4,5 \times 10^{-3} \text{m}$ nous donnent une vitesse d'élévation $V_{\text{eld}} = 4,5 / (10 \times 3,5 \times 10^{-2}) = 12,86 \times 10^{-2} \text{ m/s}$. Cette vitesse est quasi identique à celle mesurée lors d'un chargement continu ($V_{\text{elc}} = 13 \times 10^{-2} \text{ m/s}$). De plus si l'on compare la forme de la surface de rupture obtenue avec les deux méthodes de chargement (Fig. 8), on peut voir que la différence est négligeable. Dans les conditions utilisées, les deux modes de chargement conduisent donc au même résultat.

5. Conclusion

Dans le cadre de notre protocole expérimental, une somme de chargements discrets et un chargement continu produisent des résultats équivalents. Les avantages de l'utilisation d'un dispositif de chargement discret sont importants. Ainsi le problème de l'inertie d'une centrifugeuse est évité. L'évolution d'une expérience est incrémentale, ce qui permet d'observer précisément la configuration d'un modèle à n'importe quel stade de déformation. Il peut même être envisagé de modifier le modèle en cours d'expérience, pour reproduire des phénomènes comme l'érosion ou l'évolution de la pression de fluide au sein d'un massif. De plus l'encombrement et le coût d'une centrifugeuse sont bien plus importants que ceux de notre dispositif de chargement discret. Le protocole expérimental utilisant le dispositif de chargement discret est donc une alternative prometteuse à l'utilisation d'une centrifugeuse en modélisation physique

Références bibliographiques

- [1] F. Agliardi, G. Crosta, A. Zanchi, Structural constraints on deep-seated slope deformation kinematics, *Eng. Geol.* 59 (2001) 83–102.
- [2] H.G.B. Allersma, G.M. Esposito, Optical analysis of pollution transport in geotechnical centrifuge tests. *Int. Symp. on physical modeling in environmental geotechnics*, J. Granier - L. Thorel – E. Haza (Ed.), Nantes (France), 2000, p. 3-11.
- [3] D. Bachmann, S. Bouissou, A. Chemenda, Influence of weathering and pre-existing large scale fractures on gravitational slope failure: insights from 3-D physical modeling, *NHESS*, 4 (2004) 711-717.
- [4] A.C. Beck, Gravity faulting as a mechanism of topographic adjustment. *New Zealand Jour. Geol. Geoph.* 11 (1) (1968) 191-199.
- [5] N.T. Burdine, Rock failure under dynamic loading conditions, *Soc Petr Eng J* 3 (1963), pp. 1–8.
- [6] A.I. Chemenda, M. Mattauer, J. Malavieille, A.N. Bokun, A mechanism for syn-Collisional Deep Rock Exhumation and Associated Normal Faulting: Results from Physical Modeling, *Earth and Planet Sci. Lett.*, v.132 (1995) 225-232.
- [7] A. Chemenda, S. Bouissou, D. Bachmann, D., 3-D Physical Modeling of Deep-Seated Landslides: new technique and first results. *J. Geophys. Res.*, Vol. 110 (2005) No. F4, F04004 10.1029/2004JF000264.
- [8] J.-F. Corte, J. Garnier, Une centrifugeuse pour la recherche en géotechnique, *Bulletin de liaison des laboratoires ponts et chaussées*, 146 (1986) pp. 5-28, LCPC, nov-déc.
- [9] G. Corti, G., Centrifuge modelling of the influence of crustal fabrics on the development of transfer zones: insights into the mechanics of continental rifting architecture, *Tectonophysics*, 384 (2004) 1-4, 191-208.
- [10] N. Depoutis, C. Harris, M.C.R. Davies, An assessment of miniaturised electrical imaging equipment to monitor pollution plume evolution in scaled centrifuge modelling. *Engineering geology*, 60 (2001) 83-94.
- [11] B.C. Haimson, C.M. Kim, Mechanical behaviour of rock under cyclic fatigue. In: Cording EJ, editor. *Stability of rock slopes*, Proceedings of the 13th Symposium on Rock Mechanics, New York:ASCE, 1972. p. 845–63.
- [12] L.B. Harris, H.A. Koyi, Centrifuge modelling of folding in high-grade rocks during rifting, *Journal of Structural Geology*, 25, 2 (2003) 291-305
- [13] J.C. Jaeger, N.G.W. Cook, *Fundamentals of rock mechanics*, Chapman and Hall, London, 593 pp.
- [14] H.A. Koyi, A. Skelton, 2001, Centrifuge modelling of the evolution of low-angle detachment faults from high-angle normal faults, *Journal of Structural Geology*, 23, 8 (2001) 1179-1185.
- [15] C.J. Lee, B.R. Wu, H.T. Chen, K.H. Chiang, Tunnel stability and arching effects during tunneling in soft clayey soil, *Tunnelling and Underground Space Technology*, 21, 2 (2006) 119-132
- [16] A. Porbaha, D.J. Goodings, Centrifuge Modeling of Geotextile-Reinforced Cohesive Soil Retaining Walls, *J. Geotech. Eng.*, 122, 10 (1996) 840-848.
- [17] A. Rezzoug, D. König, T. Triantafyllidis, Scaling laws in centrifuge modelling for capillary rise in soils, *Int. Symp. on physical modeling in environmental geotechnics*, J. Granier - L. Thorel – E. Haza (Ed.), Nantes (France), 2000, pp. 217-224.
- [18] A.I. Shemenda, *Subduction: insights from physical modeling*, Kluwer Academic Publishers, Ser. *Modern Approaches in Geophysics*, Netherlands, 1994.
- [19] U. Zischinsky, On the deformation of high slopes. *Proc. 1st conf. Int. Soc/ Rock Mech. Lisbon. Sect 2*, (1966) 179-185.

Chapitre 3 : Résultats expérimentaux

3.1 Introduction

Ce chapitre présente les résultats obtenus sous la forme de trois articles.

Le premier article est dédié à l'étude des glissements de terrain. Les expériences préliminaires, présentées dans le chapitre précédent, ont montré que les glissements de terrain ne sont observés qu'au sein de massifs hétérogènes. Dans ce premier article, la structure générale des modèles est donc celle d'une montagne composée d'un matériau altéré (et donc de résistance amoindrie) en surface, et d'un coeur de roche saine (plus résistante). Des hétérogénéités locales (fractures ou zones altérées) ont également été introduites au sein des modèles. Les résultats montrent qu'en l'absence d'hétérogénéités locales (zones fortement altérées ou fractures), c'est l'ensemble d'un versant qui est mobilisé par la déstabilisation gravitaire. Parmi les hétérogénéités locales, ce sont les hétérogénéités parallèles à la pente qui ont la plus grande influence sur la localisation des déstabilisations gravitaires. Les fractures perpendiculaires à la surface n'ont quant à elles pas d'effet favorisant la déstabilisation. En revanche ces dernières contrôlent en partie la géométrie des mouvements gravitaires.

Nous nous sommes ensuite focalisés sur les mouvements de très grande ampleur appelés DSGSD. Ce type de déstabilisation est à la fois fréquemment observé et très peu compris, en particulier en ce qui concerne les mécanismes d'initiation, les volumes mobilisés et les relations avec les mouvements gravitaires superficiels. Ainsi les DSGSD ne présentent pas un risque direct étant donné l'échelle de temps à laquelle ils évoluent, mais ils semblent permettre le déclenchement de glissements de terrain superficiels. Ils sont donc un facteur potentiel de catastrophes naturelles. Le deuxième article de ce chapitre est donc dédié à l'étude des DSGSD. Celui-ci présente une description des DSGSD affectant un massif homogène, par le biais de modèles physiques et numériques. Les conditions d'initiation d'un DSGSD y sont étudiées, ainsi que les processus rupturés mis en jeu et le lien entre DSGSD et glissements superficiels. Les résultats montrent que les DSGSD sont des mouvements de terrain très profonds, avec une surface de rupture de profondeur équivalente à la hauteur de l'édifice. Des zones périphériques de la masse mobilisée sont intensément fracturées, et donc particulièrement susceptibles de produire des mouvements de terrains superficiels. Les conditions nécessaires à la déstabilisation d'un modèle montrent que la résistance effective d'un massif d'environ 2000m de dénivelé est de l'ordre de 10 MPa. Les modèles numériques ont permis de reproduire les résultats obtenus par modélisation physiques en utilisant une loi de comportement élasto-plastique de type Drucker-Prager avec adoucissement.

Le troisième article est consacré à l'étude de l'influence de la topographie régionale sur la géométrie des mouvements gravitaires. Les édifices naturels sont en effet la somme de reliefs de différents ordres de grandeur. Les variations topographiques qui en découlent influencent

ainsi la répartition des contraintes, et donc vraisemblablement les mouvements de terrain gravitaires. Cet article présente donc la déstabilisation de modèles de complexité topographique croissante. Les résultats montrent que la profondeur de la masse mobilisée est dépendante de la topographie à grande échelle, c'est à dire à la fois celle du massif considéré et celle des montagnes avoisinantes. De plus lorsque plusieurs ordres de grandeur de relief se superposent, des mouvements gravitaires de différents ordres de grandeurs sont également observés. Ainsi des glissements de terrain superficiels sont liés à des mouvements très profonds. Cet article montre donc particulièrement l'importance de ne pas réduire l'étude d'un mouvement de terrain au versant qu'il affecte, mais de prendre en compte la topographie à grande échelle, incluant les montagnes avoisinantes et les reliefs de second ordre découpant l'édifice.

3.2. Article 1 : Influence of weathering and pre-existing large scale fractures on gravitational slope failure: insights from 3-D physical modelling

Bachmann, S. Bouissou and A. Chemenda

Publié à :

Natural Hazards and Earth System Sciences, 4, 711-717 (2004).

Abstract

Using a new 3-D physical modelling technique we investigated the initiation and evolution of large scale landslides in presence of pre-existing large scale fractures and taking into account the slope material weakening due to the alteration/weathering. The modelling technique is based on the specially developed properly scaled analogue materials, as well as on the original vertical accelerator device enabling increases in the “gravity acceleration” up to a factor 50. The weathering primarily affects the uppermost layers through the water circulation. We simulated the effect of this process by making models of two parts. The shallower one represents the zone subject to homogeneous weathering and is made of low strength material of compressive strength σ_l . The deeper (core) part of the model is stronger and simulates intact rocks. Deformation of such a model subjected to the gravity force occurred only in its upper (low strength) layer. In another set of experiments, low strength (σ_w) narrow planar zones sub-parallel to the slope surface ($\sigma_w < \sigma_l$) were introduced into the model’s superficial low strength layer to simulate localized highly weathered zones. In this configuration landslides were initiated much easier (at lower “gravity force”), were shallower and had smaller horizontal size largely defined by the weak zone size. Pre-existing fractures were introduced into the model by cutting it along a given plan. They have proved to be of small influence on the slope stability, except when they were associated to highly weathered zones. In this latter case the fractures laterally limited the slides. Deep seated rockslides initiation is thus directly defined by the mechanical structure of the hillslope’s uppermost levels and especially by the presence of the weak zones due to the weathering. The large scale fractures play a more passive role and can only influence the shape and the volume of the sliding units.

Key words: Deep-seated landslide, fracture, alteration, weathering, physical modelling

Introduction

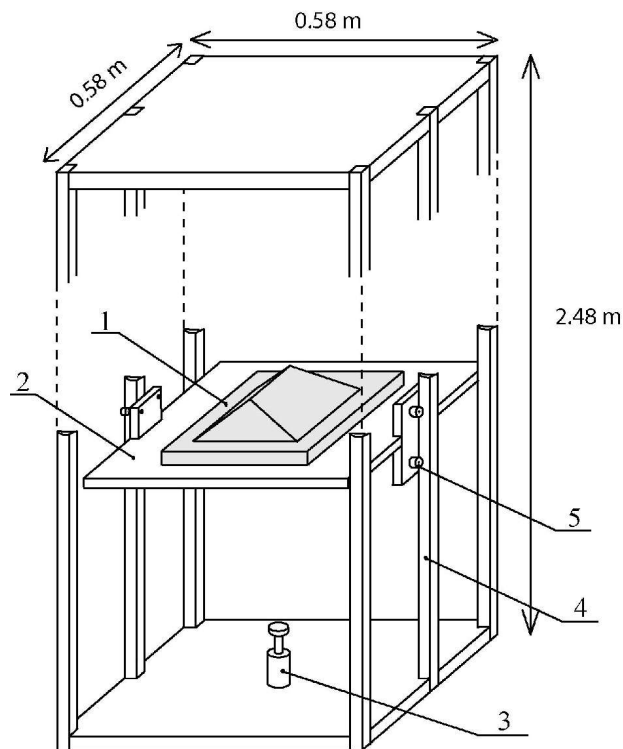
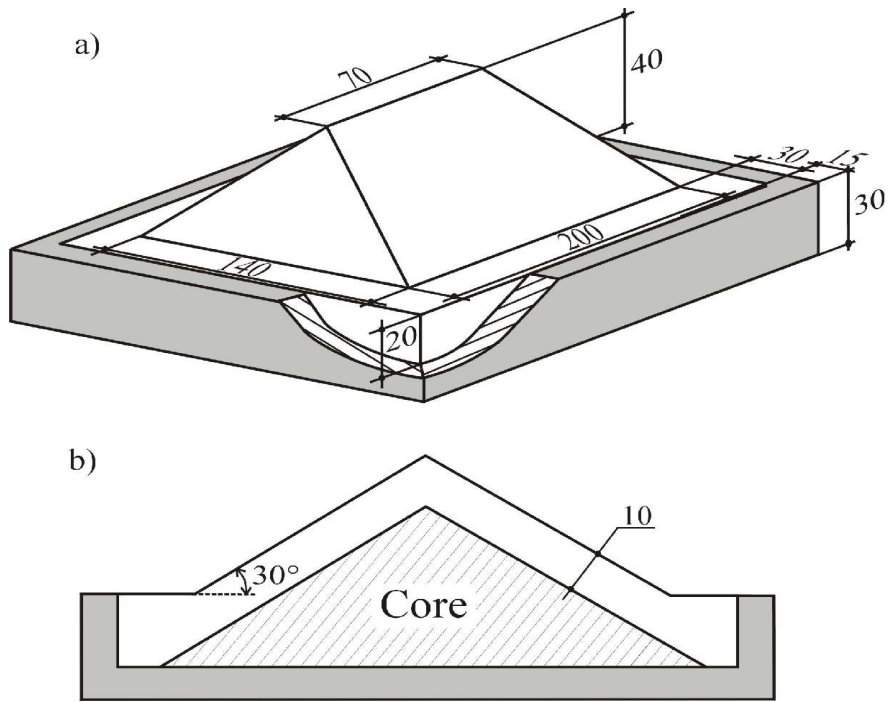
Mountains are intrinsically heterogeneous due to both inherited geological structures and the effect of relatively short-term processes such as weathering, alteration, and fracturing (Chigira, 1985; Gillon and Hancox; 1992, Agliardi et al., 2001). These factors cause the rock mass strength to decrease, in some cases up to gravitationally-induced slope failure. Strength reduction occurs mainly around the fractures as weathering is enhanced by fluid circulation. The fracture network may arise from tectonic loading, slope unloading after glacial retreat (Augustinus, 1995), and mineral inflation during the weathering itself (Wyns et al., 1999; Maréchal et al., 2003). Fracturing and weathering are thus two interrelated processes affecting mainly the superficial layers of the mountains which are the sites of large rockslides (Furuya et al., 1999; Brueckl and Parotidis, 2001; Bonzanigo et al., 2001; Fabbri and Cappa, 2001).

Rock strength reduction is thus a time dependent process, characterised by a heterogeneous spatial distribution which provides a possible explanation for the absence of clear correlation between rock mass strength and depth (Chigira, 2001). To a first approximation, the mountain structure can be considered as consisting of two parts: the core, a relatively strong part characterised by low alteration; and the shallow layer, much more densely fractured and therefore subjected to more important water circulation, hence weathering. The thickness of this altered part is generally of about 500-600 meters, as observed for example in the crystalline Alps (Maréchal, 1998).

In this paper we investigate the impact of slope-scale shallow heterogeneities (weak zones and fractures) on the large scale translational rockslides (Varnes, 1978; Cruden and Varnes, 1996) initiation and geometry through a physical modelling technique. The latter is based on the use of specially created “scaled” analogue materials as well as a vertical accelerator device (Chemenda et al., submitted). This modelling technique also allows the analysis of the threshold strength of the natural shallow slope levels (recalculated following similarity criteria) for which gravitational failure occurs.

Experimental set up and procedure

During an experiment, the model (Fig. 1) is put onto the mobile platform of the vertical accelerator device (Fig. 2). The accelerator works as follows: the mountain model is lifted up to 2 meters and then dropped. During free fall the model reaches a maximal velocity of 6 m/s just before coming into contact with an Enidine® shock absorber. The model is then rapidly but smoothly decelerated to zero velocity on the 5 cm stroke of the shock absorber. During this phase, the model undergoes strong acceleration (up to a factor 50) g^m acting in the same direction as the gravity force. The magnitude and the duration of the acceleration phase are measured with a high frequency accelerometer fixed to the platform (Fig. 3).



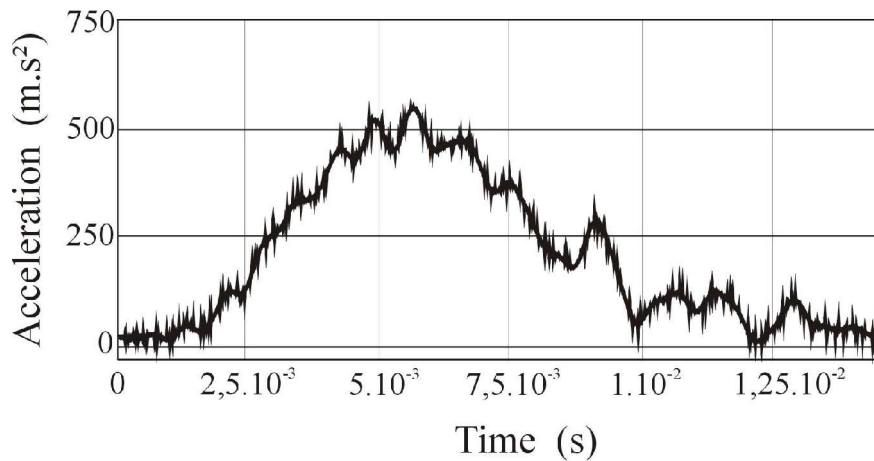


Fig. 3: Accelerogram recorded by the high frequency accelerometer fixed to the mobile platform of the accelerator shown in fig. 2.

The model is subject to a sequence of acceleration stages during which its surface deformation is observed and registered by using high resolution digital camera. Normally, about 100 acceleration stages are needed to obtain a well visible macro fracture at the model surface. This accelerator device allows the increase of the “acceleration of gravity” up to factor 50, and to precisely analyse, step by step, the phases of landslide initiation and evolution.

In the simplest case, the model has a simple prismatic (ridge) shape with parallelepiped basement (Fig. 1a). The model is placed into a rigid box which prevents any displacement of the model basement. As indicated above, the model is composed of two parts made of different materials: a strong internal part and a weak (weathered) superficial part. High coupling is imposed between the two model parts by using a grooved interface. The strength of the interface is thus comparable to that of the weaker material. The upper part is made of the material “*Slope*¹” and is 1 cm thick. The internal part of the model is made of a stronger material “*Slope*²”. Both analogue materials represent compositional systems based on liquid and solid hydrocarbons with different additions. They possess elasto-brittle-plastic-viscous properties with a Von-Misès criterion. These properties depend on the material’s composition, but also on the temperature and strain rate (Chemenda et al., submitted). Variation of these parameters allows us to obtain the required properties. Temperature allows to control both the material strength and its softening (Fig. 4). The higher the softening the more brittle the material is. The fracturing capacity (e.g. brittle behaviour) is thus controlled by temperature. Strain rate parameter allows to control the viscous behaviour. We have to find conditions under which viscosity can be neglected as rocks of the upper crust are not sensitive to the strain rate (Kohlstedt et al., 1995). This is obtained for the strain rate of about 0.1 s^{-1} we imposed to our models (Chemenda et al., submitted)

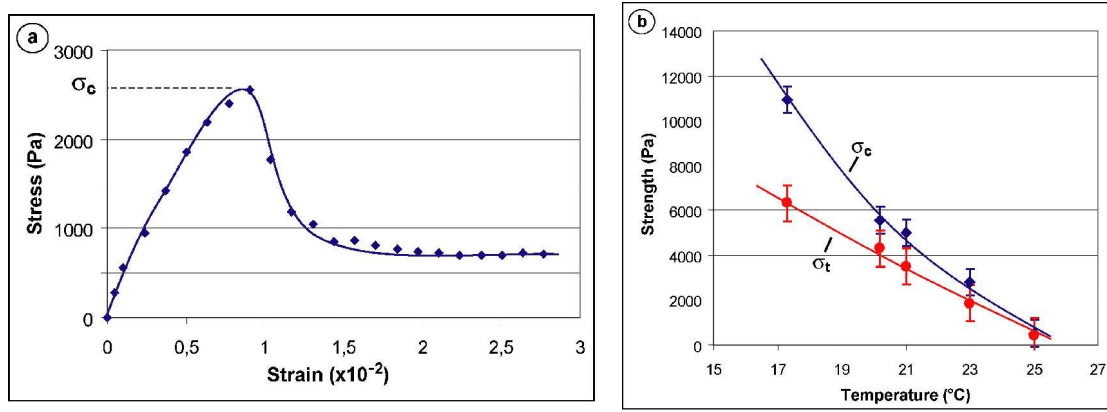


Fig. 4: Properties of the materials

- a) Stress/Strain diagram: uniaxial compression test of *Slope*¹ at strain rate $\dot{\epsilon} = 0.1 \text{ s}^{-1}$ and temperature $T=23^\circ\text{C}$;
b) Compressive σ_c and tensile σ_t strength versus temperature.

To be scaled, the materials parameters have to satisfy the following similarity criteria:

$$\frac{\sigma_c^o}{\rho^o g^o H^o} = \frac{\sigma_c^m}{\rho^m g^m H^m} \quad (1)$$

$$\frac{E^o}{\sigma_c^o} = \frac{E^m}{\sigma_c^m}$$

$$\frac{\sigma_t^o}{\sigma_c^o} = \frac{\sigma_t^m}{\sigma_c^m}$$

where ρg is the specific weight (ρ is the density, and g is the gravity acceleration), σ_c the strength under compression, σ_t the strength under tension, H the spatial scale of the phenomenon (the mountain height H , for example), E the Young modulus, and superscripts “o” and “m” mean original (for the natural conditions) and model, respectively.

In the present study we fixed the size of the model H^m and the strength σ_c^m of the analogue materials, and vary the acceleration g^m until rupture of the mountain model was reached. We performed series of about a hundred accelerations stages at a given vertical (“gravity”) acceleration g^m . If no rupture occurred we then increased this vertical acceleration g^m and performed another series of acceleration stages until rupture was obtained. The compressive strength of *Slope*¹ is of 2600 Pa and that of *Slope*² is about 10 times greater, although the exact value of this parameter is not important: it should be strong enough for the internal model part not to fail during the experiment. Both materials have almost the same Young modulus of about 5×10^5 Pa. Considering the strength of the analogue material and the vertical acceleration g^m under which experiments are conducted, according to equation (1), the scaling factor turns out to be 1/50000 (1 cm in the model represents 500 m in nature).

Four model configurations were tested. In a first set of experiments, we considered a mountain with two homogeneous levels as shown in Fig. 2. In a second set of tests, we

studied the impact of the pre-existing fractures perpendicular to the slope surface. Fractures spacing is 1.5 cm, corresponding to 750 m in nature. They cut the whole shallow layer, and intersect the surface with various orientations (parallel, perpendicular or oblique to the slope). In a third set of trials, in the shallow low strength material, planar circular zones of weakness (4 cm in diameter, representing 2 km in nature) parallel to the slope surface and located at 7mm-depth (350 m in nature), were introduced, simulating highly weathered zones. Finally, in the fourth set of experiments we combined localized zones of weakness parallel to the slope surface with pre-existing large scale fractures.

Results

A total of about 50 experiments were performed. Below, the results obtained in the four most representative experiments are described (Figs. 5, 6, 7 and 8). For all experiments failure occurred after about a hundred acceleration stages.

Experiment 1: Model with homogeneous shallow weak part (Fig. 5). The first evidence of fracturing occurs in this model at “gravity” acceleration $g^m = 500m/s^2$. According to equation (1), the equivalent upper layer strength in nature is $\sigma_c^o = 20$ MPa. As expected, rupture occurs within the low strength model part and almost at its base (Fig. 5b). The upper limit of the failure zone is located close to the crest. Laterally, the limits of the sliding mass are located on the adjacent faces near the lateral crests. At the upper part of the sliding unit, one can observe extension cracks that evolve as normal faults. Normal faults were also observed on back scarps at the upper third of the mobilized mass. At the toe of the moving mass the thrust faulting is dominating and generates an elevated wedge (Fig. 5).

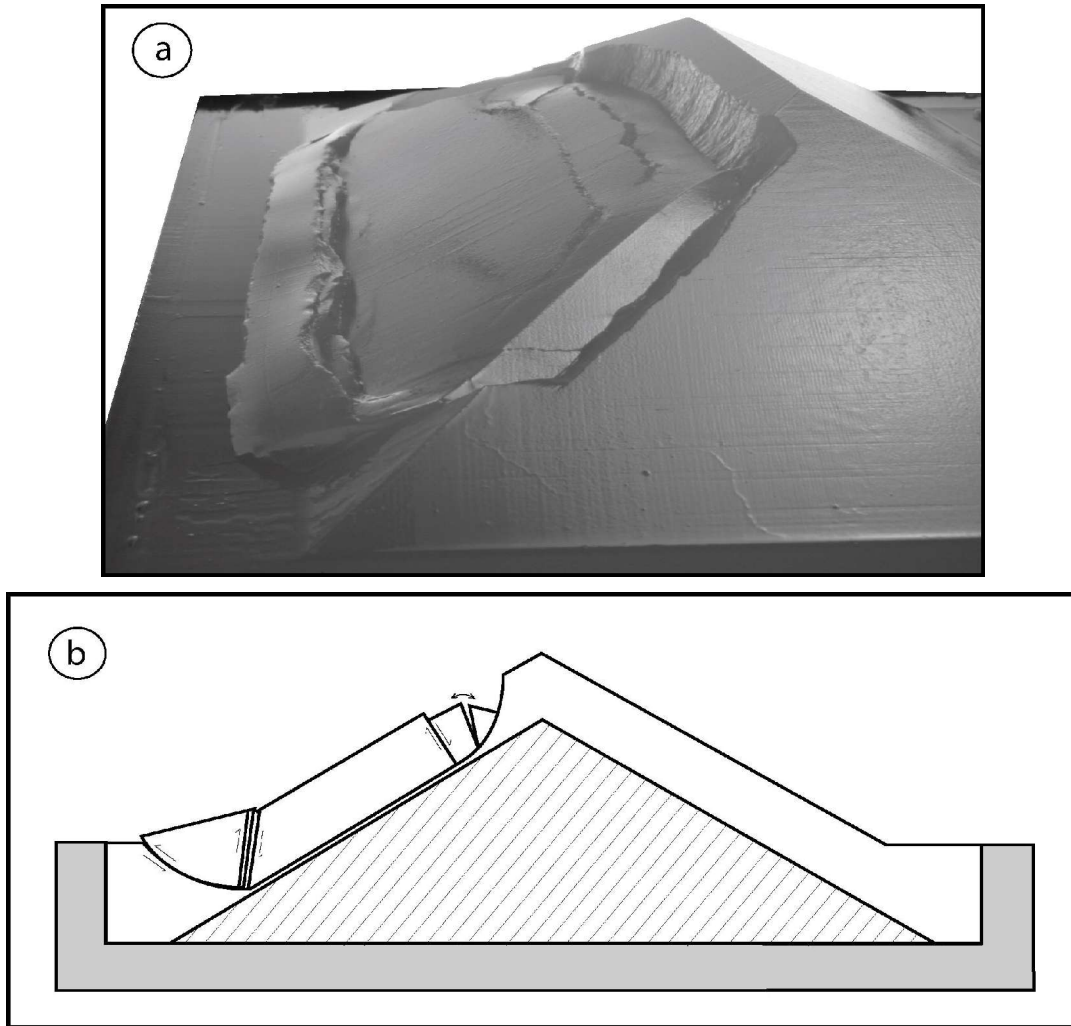


Fig. 5: Experiment 1. Model with both homogeneous parts, $g^m = 500 \text{ m/s}^2$.
 a) Picture of the experimental result, b) Vertical cross section of the model.

Experiment 2: Model with a fractured weak superficial part (Fig. 6). The minimal gravity acceleration at which rupture of this model is initiated is again $g^m = 500 \text{ m/s}^2$. Equivalent strength for natural rocks is thus $\sigma_c^o = 20 \text{ MPa}$. Whatever fractures orientation, the rupture always occurs within (at the base of) the low strength upper layer and involves nearly a whole face of the model. Pre-existing fractures control the shape of the sliding unit, depending on their orientation. Vertical fractures limit the unit laterally (Fig.6a). Only some of these fractures exhibit shear displacement. A differential motion is thus sometimes observed in association with various sizes of elevated wedges at the toe of the slope. In case of horizontal fractures, one of them delimits the upper part of the unit (Fig. 6b), and no extension cracks in its upper part were recognised as previously (Fig.5a). Oblique fractures have more complicated effect, limiting the unit laterally but also guiding the direction of sliding (Fig. 6c).

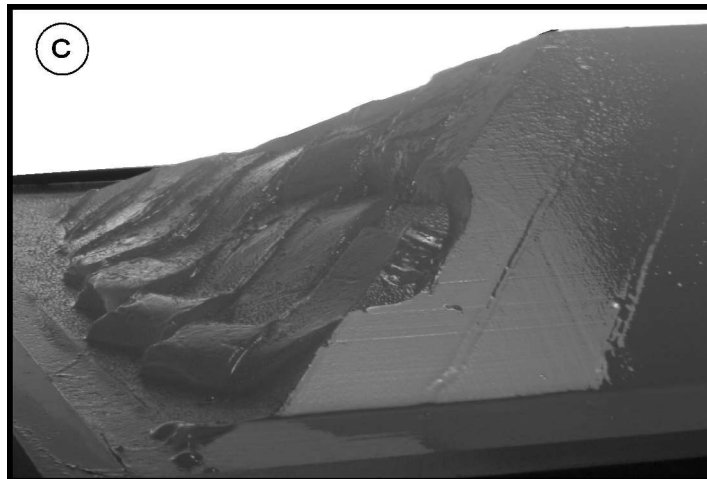
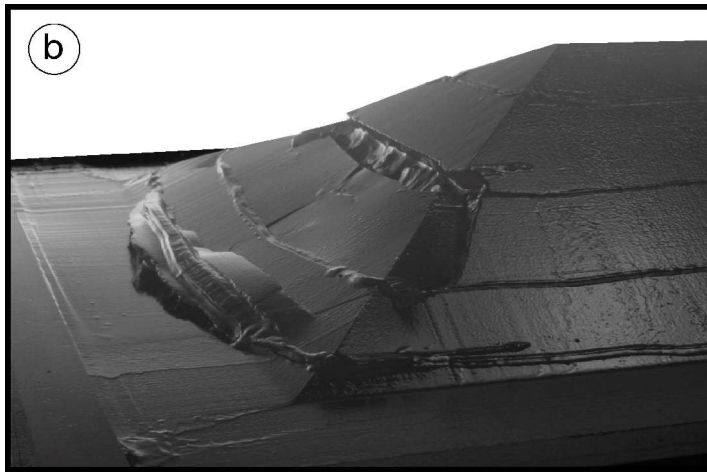
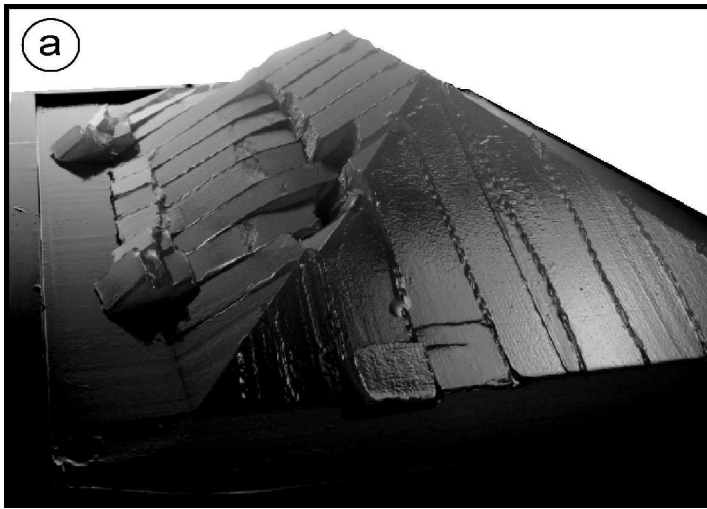


Fig. 6: Experiment 2. Three models with pre-existing large scale fractures with a spacing of 1.5 cm which corresponds in nature to 750 m. The experiment was conducted under vertical acceleration $g^m= 500 \text{ m/s}^2$. Fractures are perpendicular to the slope surface and intersect slope surface with different orientations.
a) Along slope-dip fractures, b) Horizontal fractures, c) Oblique fractures.

Experiment 3: Model with local circular (4 cm in diameter) weak zone parallel to the slope surface, located at a 7mm-depth (350 m in nature) (Fig. 7). In this trial the fracturing occurs at a minimal “gravity” acceleration $g^m = 250 \text{ m/s}^2$. Equivalent strength in nature is thus $\sigma_c^o = 10 \text{ MPa}$, thus half the strength found in the previous experiments. As previously, the rupture occurs in the low strength upper layer. It is initiated on the local weak zone, so the thickness of the sliding unit is defined by the depth of the local weak zone. The rupture propagates parallel to the slope surface and then reaches the surface along curved trajectories on the upper part of the future sliding mass (Fig. 7a). This rupture propagates then downward (Fig. 7b). The unit undergoes then large deformation with formation of tension cracks developing as normal faults in its upper part, and thrust faults at its toe (Fig. 7c). During the motion of the sliding unit, these thrust faults react as normal faults when passing the initial lower limit of the sliding mass (Fig. 7d).

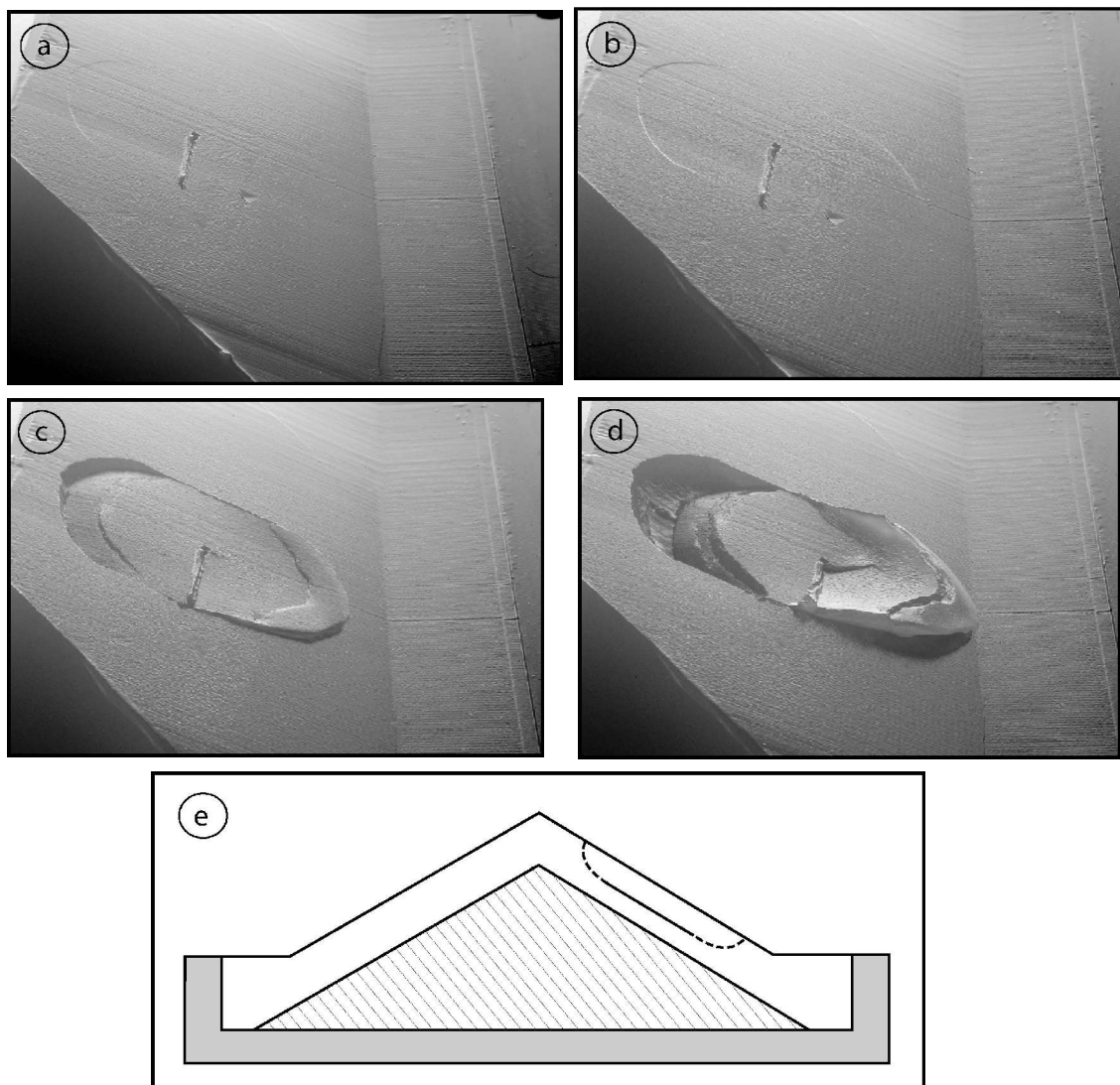


Fig. 7: Experiment 3. Model with a circular weak zone (4 cm in diameter) parallel to the slope surface located at 7 mm deep. $g^m = 250 \text{ m/s}^2$.

a) After 97 acceleration stages, b) After 99 acceleration stages, c) After 108 acceleration stages, d) After 119 acceleration stages e) Vertical cross section of the model: dark line in the superficial layer represents the pre-existing weak zone, dashed lines represent the gravity-induced fractures.

Experiment 4: Model containing both pre-existing fractures orthogonal to the slope surface and weak circular zone parallel to the slope surface (Fig. 8). As in the previous trial, rupture is initiated at $g^m = 250 \text{ m/s}^2$ for an equivalent strength in nature $\sigma_c^o = 10 \text{ MPa}$. In both cases the sliding unit is of limited extent. The size of the landslide in the slope-parallel directions is comparable to that of the weak (weathered) zone, but the influence of pre-existing fractures on the sliding unit geometry is also evident and comparable to that of the experiment 2 (as can be seen in Fig. 6). In case of horizontal fractures, one of the fractures delimits the upper part of the sliding mass (Fig. 8a). For vertical fractures, the sliding unit is limited laterally by two fractures (Fig. 8b). Oblique fractures limit the unit laterally and guide the sliding direction (Fig. 8c).

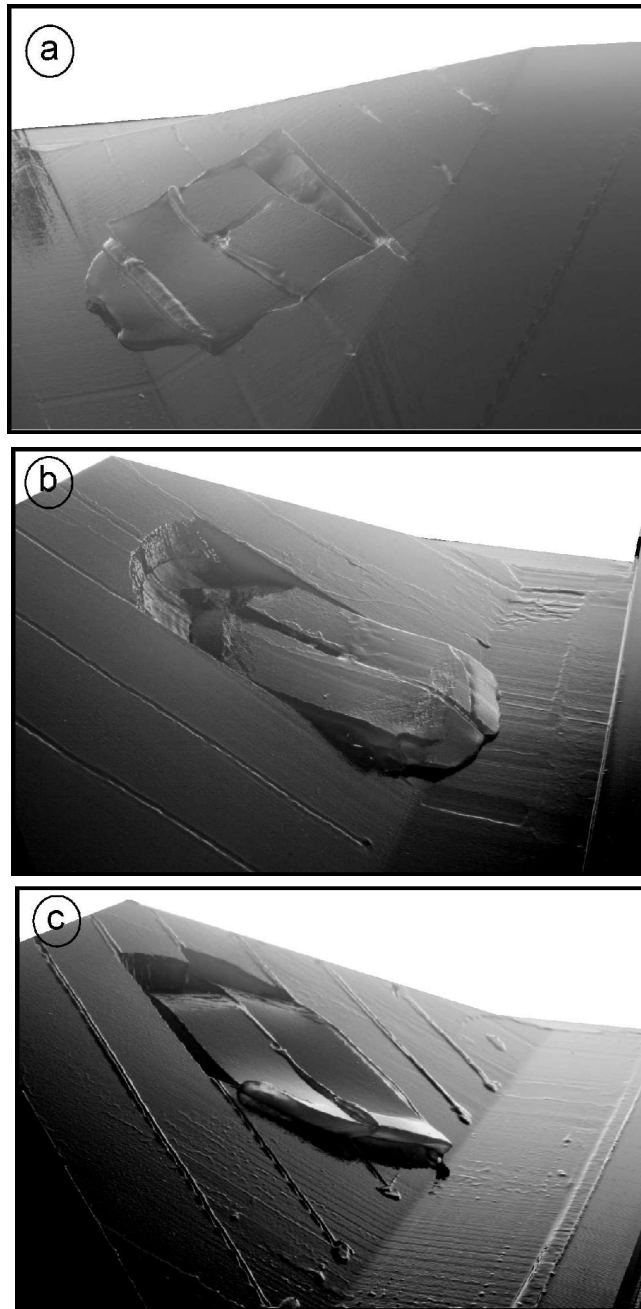


Fig. 8: Experiment 4. Model containing both a local weak zone sub-parallel to the slope surface and differently oriented fractures perpendicular to the slope, $g^m = 250 \text{ m/s}^2$.

a) Fractures with horizontal surface traces, b) Vertical fractures, c) Oblique fractures.

Discussion and conclusion

The models considered in this study consist of two parts, an upper weak one and a lower strong one. This is the general case of crystalline massifs (Maréchal, 1998). Field observations of large-scale landslides in those massive seem to indicate that the internal (core) part of the mountain is generally too strong to be affected by the gravity-induced rupture (Parise et al., 1997). The suggested reasons for that are: (1) relatively high lithostatic pressure and hence frictional strength; (2) less dense fracturing (than within the superficial layers) and smaller water circulation which delays the weathering process (strength reduction). In the present study, our models are thus suitable for the analysis of rockslides initiation and evolution in crystalline rocks, where many landslides occur (Furuya et al., 1999; Chigira, 2001).

Performed experiments showed that gravity instability always occurs in the weak part. When heterogeneities were present, the greatest effect was observed for localised weak zones sub-parallel to the slope surface. In real natural cases, such weak zones may correspond to highly fractured/weathered zones. Landslides can easily be initiated at this zone and therefore this should be the most common landsliding type, whatever the deeper structure is. If weathering occurs more homogeneously in the upper layer, more time (greater strength reduction of this layer) is needed to reach instability conditions, and landsliding occurs in this case at the whole slope scale.

One could imagine that all kinds of local weakness zones should facilitate rockslides triggering. Contrary to these expectations, large scale fractures don't enable landslide initiation for a higher shallow level strength. These heterogeneities however affect the shape of the sliding units. This was the case in all reported experiments which have one common feature: the internal part of the mountain is too strong to be affected by failure. We adopted such a structure on purpose to separate effects (scales), but is this realistic? Probably not, at least in some cases where deformation occurs at the whole mountain scale, in a deep-seated gravitational slope deformation way (Iovine and Tansi, 1998; Crosta and Zanchi, 2000; Agliardi et al., 2001), with sometimes obvious gravity-driven reactivation of the tectonic faults (Rizzo and Leggeri, 2004, Di Luzio et al., 2004). This phenomenon however refers to another geological scale. In this case, strength reduction affects the whole mountain, and not only the shallower layer.

Acknowledgement

Authors are grateful to G. Crosta and an anonymous referee for their helpful comments and suggestions which improved the manuscript.

References :

- Agliardi, F., Crosta, G., Zanchi, A., 2001. Structural constraints on deep-seated slope deformations kinematics, *Eng. Geol.*, 59, 83-102, 2001.
- Augustinus., P.C.: Glacial valley cross-profile development: the influence of in situ rock stress and rock mass strength, with examples from the Southern Alps, New Zealand, *Geomorphology*, 14, 87-97, 1995.
- Bonzanigo, L., Eberhardt, E., Loew, S.: Hydromechanical factors controlling the creeping Campo Vallemaggia landslide, *Proceeding: Landslides-Causes, impacts and countermeasures*, Davos, Switzerland, pp. 13-22, 2001.
- Brueckl, E., Parotidis, M.: Estimation of large-scale mechanical properties of a large landslide on the basis of seismic results, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* 38, 877 – 883, 2001.
- Chemenda, A.I., Bouissou, S., Bachmann, D.: 3-D Physical modelling of Deep-Seated Landslides: new technique and first results, *J. Geophys. Res.*, submitted.
- Chigira, M.: Mass rock creep of crystalline schist: minor structures formed by mass rock creep, *J. Jap. Soc. Eng. Geol.* 26, 25 – 79, 1985.
- Chigira, M.: Micro-sheeting of granite and its relationship with landsliding specially after the heavy rainstorm in June 1999, Hiroshima prefecture, Japan, *Eng. Geol.*, 29, 219-231, 2001.
- Crosta, G., Zanchi, A.: Deep seated slope deformations. Huge, extraordinary, enigmatic phenomena. In: E. Bromhead (Ed.), *Proceeding of the 8th International Symposium on Landslides*, Cardiff, pp. 126-131, 2000.
- Cruden, D. M., and Varnes, D. J.: Landslide types and processes; In: *Landslides Investigation and Mitigation*, A. K. Turner and R. L. Schuster, eds.: National Research Council, Transportation Research Board, Special Report 247, p. 36-75, 1996.
- Di Luzio, E., Saroli, M., Esposito, C., Bianchi-Fasani, G., Cavinato, G.P., and Scarascia-Mugnozza, G., Influence of structural framework on mountain slope deformation in the Maiella anticline (Central Apennines, Italy), *Geomorphology*, 60, 417-432, 2004.
- Fabbi, O., Cappa, F.: Apports de l'analyse structurale à la compréhension de la dégradation du glissement de la Clapière, Massif du Mercantour, Alpes Maritimes. *S. Spé. Soc. Géol. Fr.*, 13-14, 2001.
- Furuya, G., Sassa, H., Hiura, H., Fukuoka, H.: Mechanism of creep movement caused by landslide activity and underground erosion in crystalline schist, Shikoku Island, southwestern Japan, *Eng. Geol.*, 53, 311-325, 1999.
- Gillon, M. D., Hancox, G. T.: Cromwell Gorge landslides : a general overview. In: Bell D. (Ed.), *Proceedings 6th Int. Symp. Landslides*, Christchurch, Balkema, Rotterdam, pp. 83 – 102, 1992.
- Iovine, G., Tansi, C.: Gravity accomodated 'structural wedges' along thrust ramps: a kinematic scheme of gravitational evolution, *Natural Hazards*, 17, 195-224, 1998.
- Kohlstedt, D.L., Evans, B., Mackwell, S.J.: Strength of the lithosphere; constraints imposed by laboratory experiments, *J. Geophys. Res.*, 100, 17587-17602, 1995.
- Maréchal., J.C.: Les circulations d'eau dans les massifs cristallins alpins et leurs relations avec les ouvrages souterrains, Thesis 1769. EPF, Lausanne, 298p., 1998.
- Maréchal., J.C., Wyns, R., Lachassagne, P., Subrahmanyam, K., Touchard, F.: Anisotropie verticale de la perméabilité de l'horizon fissuré des aquifères de socle : concordance avec la structure géologique des profils d'altération, *C. R. Geoscience*, 335, 451-460, 2003.
- Parise, M., Sorriso-Valvo, M., Tansi, C.: Mass movements related to tectonics in the Aspromonte massif (southern Italy), *Eng. Geol.*, 47, 89-106, 1997.
- Rizzo, V., Leggeri, M.: Slope instability and sagging reactivation at Maratea (Potenza, Basilicata, Italy), *Eng. Geol.*, 71, 181-198, 2004.
- Varnes, D.J. : Slopes movements types and processes, In: *Landslides: analysis an control*, Chap. 2, Schuster & Krizek ed., Transportation Research Board, National Academy of Science, special report 176, pp 11-33, 1978.
- Wyns, R., Gourry., J.C., Baltassat., J.M., Lebert,F.: Caractérisation multiparamètres des horizons de subsurface (0-100m) en contexte de socle altéré, in 2^e colloque GEOFCAN, BRGM, IRD, UPMC, pp. 105-110, 1999.

3.3 Article 2 : Analysis of massif fracturing during Deep Seated Gravitational Slope Deformation by physical and numerical modeling

D. Bachmann, S. Bouissou and A. Chemenda

Soumis et révisé pour : Geomorphology.

Abstract

Both 3-D physical modeling and 2-D numerical modeling were used to analyze the development of Deep-Seated Gravitational Slope Deformation. We focused especially on the link between fracturing and morphological features such as sagging/sackung. Physical modeling was performed by using properly scaled analogue materials as well as an original vertical accelerator device. This device enables cyclic loading of the model, and to advance step by step in the deformation process. This technique is thus particularly well suited to analyze rupture initiation and evolution. Surface deformation is registered with a high resolution digital camera. Internal model deformation was studied by making cross-sections at different experiment stages. The failure of one or both mountain sides was observed, with a deep-seated failure zone that follows an almost circular trajectory. It intersects the surface perpendicularly in the upper part. Other fractures are generated in the moving mass in response to its motion. Fracture network becomes wider and morphological features such as counterscarps are generated. Numerical models were performed with a 2-D finite element code named Adeli. We tried to reproduce physical modeling results by using the same mechanical behaviour and parameters of the analogue material. The results well reproduced failure's initiation, but poorly described moving mass deformation. Furthermore rupture initiation in the 2-D numerical models occurs more easily (e. g. for a lower acceleration value) than in the 3-D physical models, confirming the importance of the three dimensional analysis.

Key words: Deep-seated gravitational slope deformation, Sagging, Sackung, fracture, physical modeling.

Introduction

Deep-Seated Gravitational Slope Deformations (DSGSD) are common in all mountain ranges (Crosta, 1996; Agliardi et al., 2001, Tibaldi et al., 2004). They are observed in a wide variety of lithologies and geomechanical characteristics (McCalpin and Irvine, 1995; Crosta, 1996). Those very deep seated slow deformations, also called “Sagging” or “Sackung”, are characterized by morpho-structural features such as double ridges, ridge top depressions, scarps and counterscarps, trenches, etc. (Zischinsky, 1966; Beck, 1968; Savage and Varnes, 1987; Hutchinson, 1988; Agliardi et al., 2001; Kinakin and Stead, 2005). The link between those morpho-structural features and deformation in the mobilized mass is however not well known. Deep deformation has often been considered as a creep phenomenon without well-defined continuous sliding surface (Zischinsky, 1966; Tabor, 1971; Mahr, 1977; Mahr and Nemcok, 1977; Bisci et al., 1996; Kinakin and Stead, 2005). Nevertheless, some authors consider the possibility of well defined single or multiple sliding surfaces crossing the whole mountain if the amount of deformation is large enough (Beck, 1968; Radbruch Hall, 1978, Crosta, 1996). As counterscarps are often up to 10m high and slopes are of about 1000m high (McCLeary et al., 1978; McCalpin and Irvine, 1995), the amount of deformation in a DSGSD is commonly of about 0.01. This is an important strain for geological materials, so that it is very unlikely for deformation not to be localized under these conditions. In any case the shape and depth of the failure zone, as well as its relations with morpho-structural features are not well-constrained. Such knowledge is also important from a hazard assessment point of view. Indeed, many mass movements occurring at smaller time- and spatial-scale are observed in rock masses already affected by DSGSD (Bisci et al., 1996; Crosta, 1996; Agliardi et al., 2001). However, the link between those mass movements and DSGSD is not well constrained (Bisci et al., 1996; Sorriso-Valvo et al., 1999), although the topographical modifications as well as the fractures, inherited and/or generated in a response to the DSGSD, must have a consequent impact. The assessment of geomorphological evolution and massif fracturing due to DSGSD initiation and evolution is thus of primary importance to predict smaller mass movements location.

This problem cannot be only tackled by direct field observations for two reasons. The first one is that the large time scale involved in the process makes erosion and sedimentation efficient phenomena that mask the deformation of the mountain (Agliardi et al., 2001). The second one is that such a deformation seems to be very deep as geophysical survey is presently unable to determine the location of failure surfaces (Ferrucci et al., 2000).

Using both 3-D experimental models and 2-D numerical models, we provide an accurate description of a synthetic DSGSD, especially regarding the morphological evolution and the deformation at depth. A 3-D physical modeling technique is used (Bachmann et al., 2004; Chemenda et al., 2005). Experimental models are performed in order to determine fracture location in the destabilization of a simple prismatic mountain. 2-D Numerical models are also carried out to identify what are the rupture processes involved in DSGSD initiation.

Experimental set-up and procedure

The modeling technique is based on the use of an especially created “scaled” analogue material called *Slope¹* and an original vertical accelerator device (Bachmann et al., 2004; Chemenda et al., 2005). The original vertical accelerator device consists in a mobile platform that can be uplifted up to two meters and then released (Fig. 1). During free fall the platform

reaches a maximum velocity of 6 m.s^{-1} . It is then decelerated to zero velocity on a shock absorber. The model undergoes a strong acceleration (up to 500 m.s^{-2} , Fig. 2) during this phase. Such an acceleration cycle is repeated several tens of time in order to obtain a well-developed macro deformation. Model deformation can be observed accurately after each acceleration cycle. This discrete loading technique has proved to be equivalent to a continuous quasi-static loading (Chemenda et al., 2005, Bachmann et al., 2006).

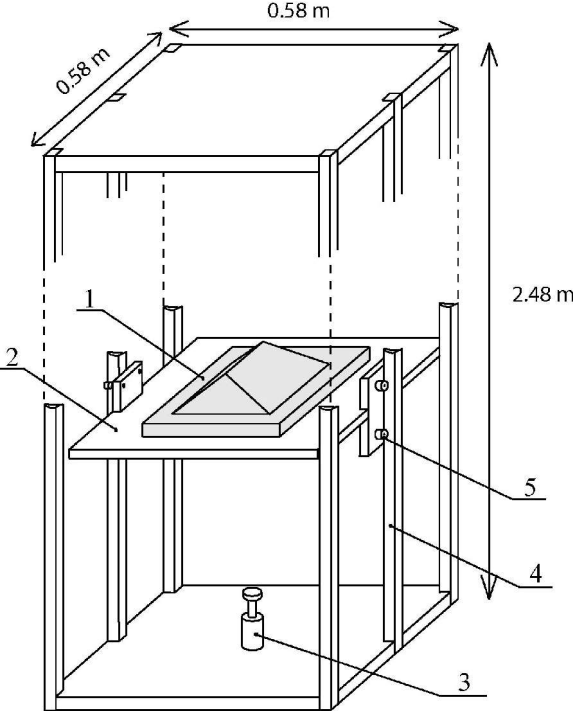


Fig. 1. Sketch of the vertical accelerator device designed to increase the “gravity force”: 1) Model, 2) Mobile platform supporting the model, 3) Shock absorber, 4) Rails guiding the falling platform, 5) Ball bearings.

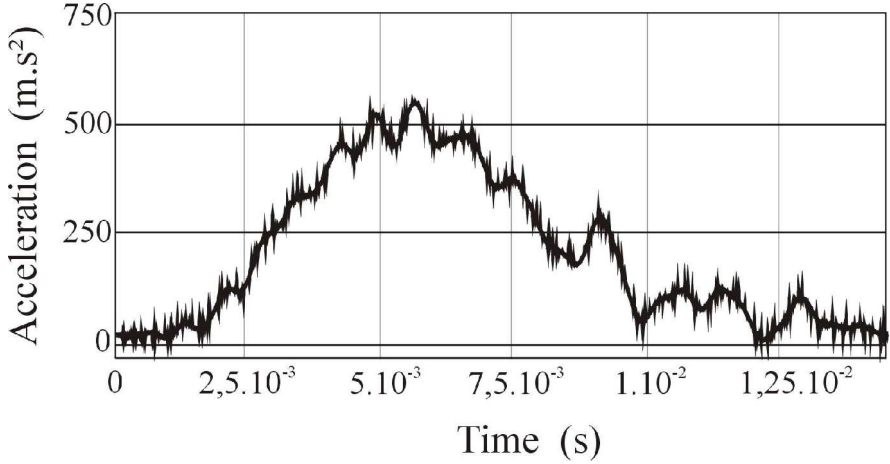


Fig. 2. Accelerogram by a high frequency accelerometer fixed to the mobil platform of the vertical accelerator shown in Fig. 2.

The used material *Slope'* has been developed to satisfy several similarity criteria. Among these the main criterion is (Shemenda, 1994):

$$\frac{\sigma_c^o}{\rho^o g^o H^o} = \frac{\sigma_c^m}{\rho^m g^m H^m} \quad (1)$$

where ρg is the specific weight (ρ is the density and g is the gravity acceleration, with $\rho^m=0.86$), σ_c the strength under compression, H the spatial scale of the phenomenon (the mountain height H , for example) and superscripts “o” and “m” mean original and model, respectively. The problem while developing scaled physical modeling materials is that the mechanical properties of the original material are not well known. In the case of rocks, a main unknown parameter is the friction angle. Indeed if the friction angle were similar at the mountain scale than in a rock sample (generally between 20° and 40°) (Hoek and Brown, 1997; Cruden, 2003), any mountain of common geometry (slope values of less than 40°) should remain stable. On the other hand the frictional strength decreases with an increase in temporal and spatial scales, for various reasons (increasing amount of discontinuities, confinement conditions, creep mechanisms activation, variations in pore pressure etc.). The friction angle at the mountain scale must therefore be very small, we thus decided to neglect this parameter. A more important parameter to take into account is the brittle behaviour of rock at shallow depth. This has been reproduced by using a material with strain softening. The material *Slope^l* has thus a low frictional elasto-brittle-plastic behaviour with strain softening. Its mechanical behaviour depends on the material composition, but also on the temperature and strain rate (Fig. 3). Variation of these parameters enables to obtain the needed material properties.

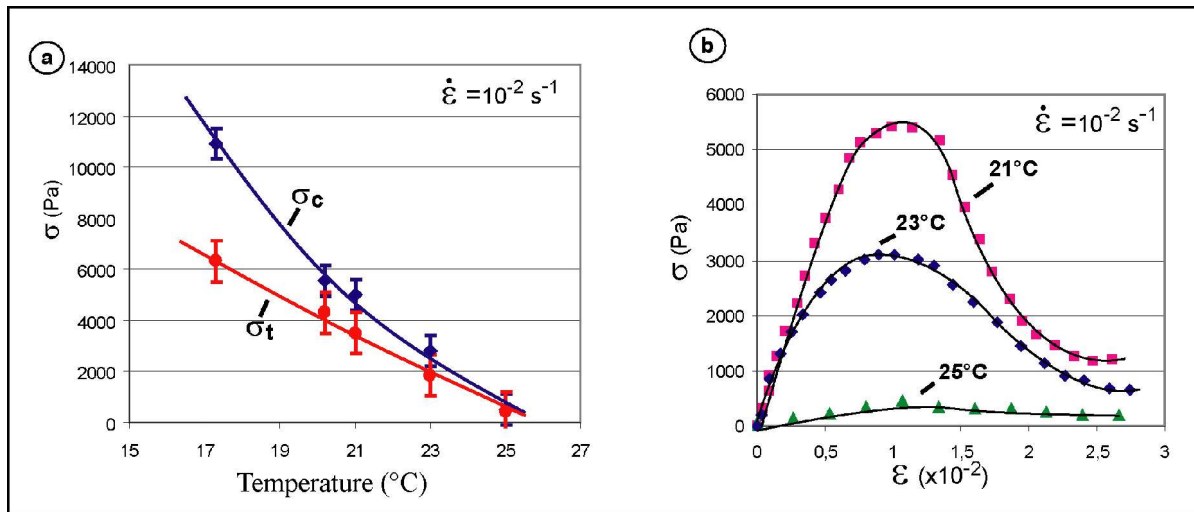


Fig. 3. Properties of the material *Slope^l*. a) Compressive σ_c and tensile σ_t stress versus temperature, b) uniaxial stress/strain diagrams at different temperatures and constant strain rate $\dot{\epsilon} = 10^{-2} \text{ s}^{-1}$.

The presented experiments aimed to study the destabilization of a simple prismatic homogeneous mountain (Fig. 4). The model is made by pouring the melt of the material in a box. The material then crystallizes. It is then shaped to obtain the desired geometry. High coupling between the model and the box ensures no displacement at the model basement.

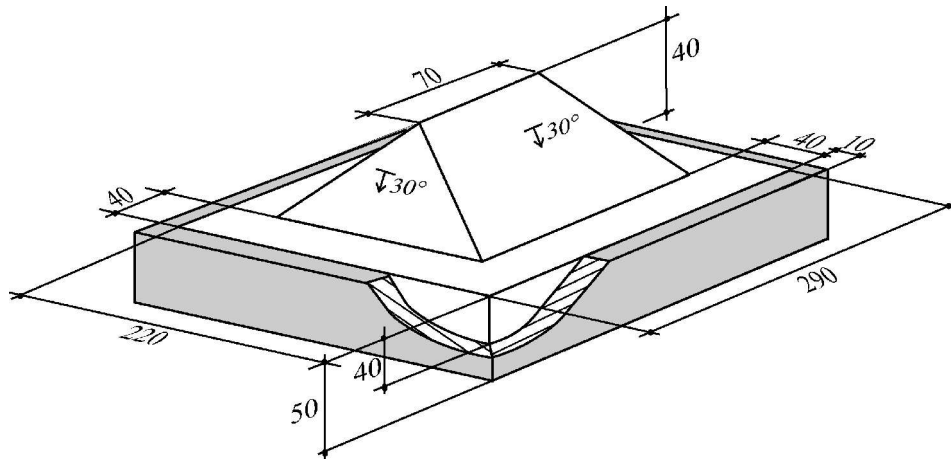


Fig. 4: Scheme of the model (dimensions are in millimeters). The model includes a prismatic mountain with all faces dipping at an angle of 30° , and a parallelepiped basement within a rigid box (strong coupling is ensured between the model and the box).

As in previous studies, we fixed the size of the model H^m and the strength σ_c^m of the analogue material by working at a constant temperature of 23°C ($\sigma_c^m = 2800 \text{ Pa}$). A model was submitted to a series of acceleration cycles for a $250\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$ vertical “gravity” acceleration g^m . As no rupture occurred after more than a hundred acceleration cycles, another model was built and submitted to an increased g^m . The vertical (“gravity”) acceleration g^m was thus increased step by step until failure was reached for about a hundred acceleration steps. The necessary vertical acceleration was of $400 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$.

During an experiment, surface deformation is observed and registered using high resolution digital camera. Morphological features are thus presented by using pictures. Cross-sections are made at the end of an experiment by cutting the model at various locations after cooling it to ca. 10°C . Some experiments were stopped in the early stages of model deformation to analyze the corresponding internal deformation. Internal deformation is showed in cross-sections. In this last case, sketches are added to the pictures for a better description.

Experimental results

About 50 experiments have been performed, of which the most representative results are presented below.

3.1. Experiment 1: Symmetrical deformation

3.1.1. *Morphological evolution*

The first evidence of fracturing of the model occurs after about a hundred acceleration steps for a $400 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ acceleration. First fractures appear on the upper part of the two large sides of the model (Fig. 5a), parallel to the summit crest. Fractures are then observed at the base of both mountains’ sides (Fig. 5b). At this stage, we can observe the subsidence of the mountain top and a slight bulging of the mountain toe. Shear displacement increases then on the upper fractures and conducts the latter to propagate laterally through the two small sides (Fig. 5c). The intersection between the sliding masses and the topographic surface are clearly delimited. The two sliding masses involve almost the whole large sides. Their width at their

base almost corresponds to the length of the summit crest. At the top they are wider, so that the lateral limits are curved. One of the slides develops more than the other. At the base of both sliding masses fractures are observed, intersecting each other in the middle of the lower limit of the slide. The summit crest gets curved, its centre sagging more than its extremities.

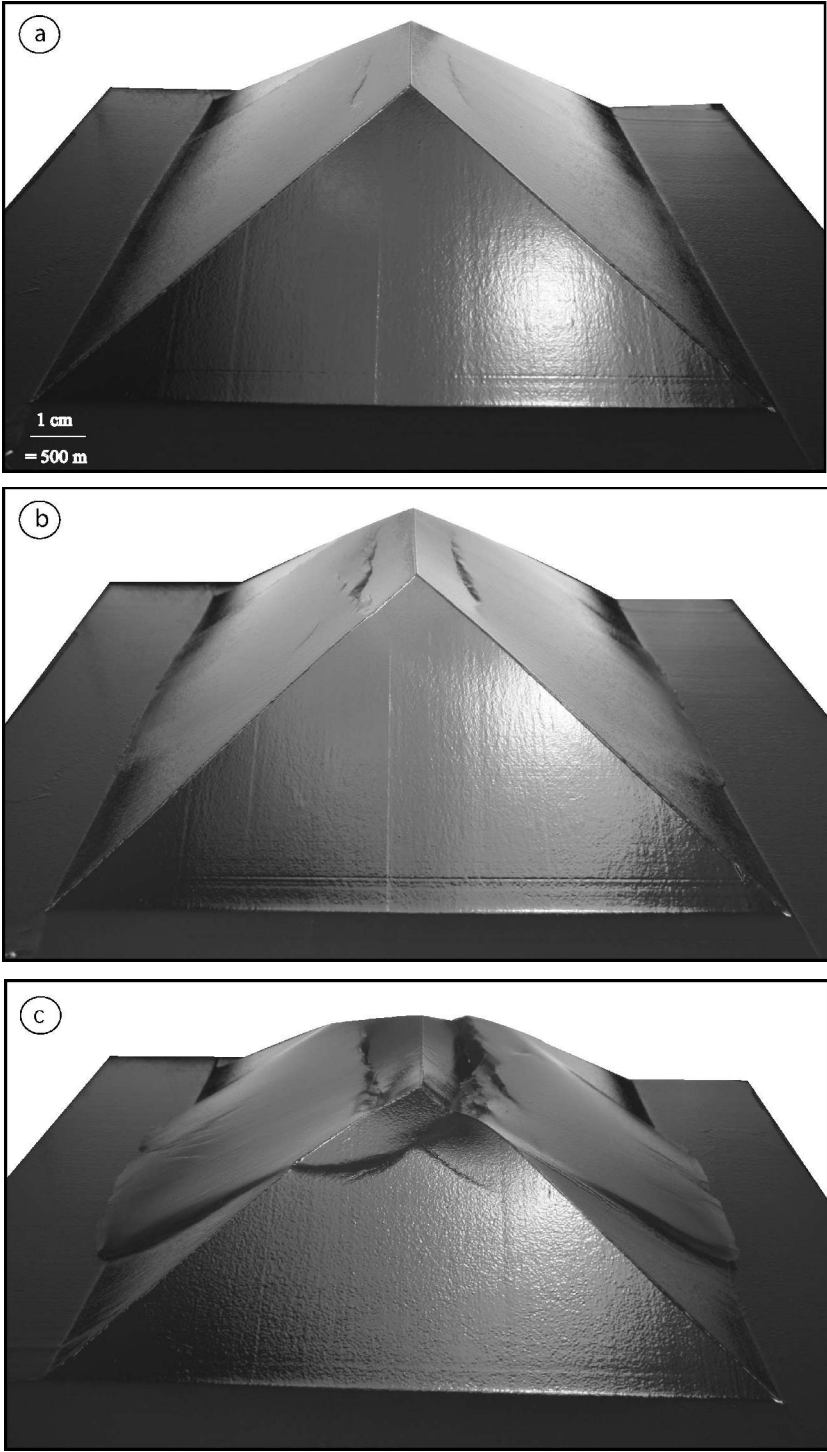


Fig. 5: Pictures presenting the failure of a model. (a) after 100 acceleration stages. (b) after 105 acceleration stages. (c) after 110 acceleration stages.

3.1.2. Internal deformation evolution

3.1.2.1. Initial stage of deformation

A vertical cross section performed perpendicularly to the crest in the middle of the model is presented (Fig. 6).

Five fractures are observed. Three of them are visible only inside the model and are shorter than the two others, so that we can notice that fracturing initiates inside the model. The two long fractures cross-cut most of the model to delimit the two symmetric sliding units. Those two long fractures reach the topographic surface almost perpendicularly. In the lower part, the long fractures follow an almost circular trajectory. The maximum depth of the long fractures is comparable to the mountain height. This depth is reached under the lower third of the flank.

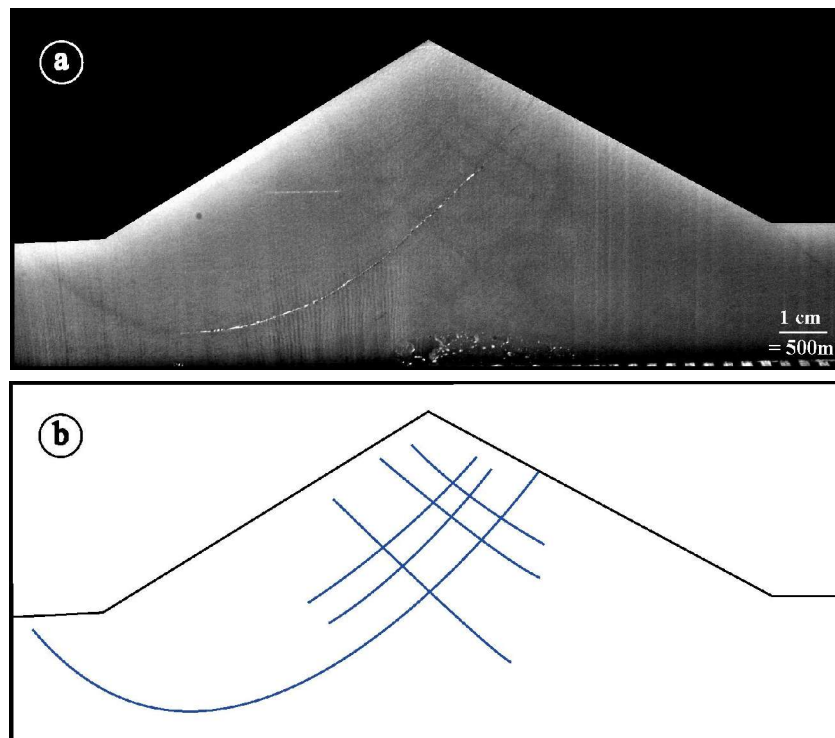


Fig.6: Cross section realized at an early stage of evolution (after 100 acceleration stages), in the middle of the model and perpendicular to the crest. (a) picture of the section. (b) sketch of the section.

3.1.2.2. Advanced stage of deformation

Three vertical cross-sections of the model are presented (Fig. 7-9). Two of them are perpendicular to the summit crest. One has been realized at one end of this summit crest (section A), and the other in the middle of the model (section B). The last cross-section (section C) was made, parallel to the summit crest and located along the pre-failure slope toe.

Section A, Fig. 7: The two sliding units are clearly delimited at depth by a failure zone following an almost circular trajectory. The latter are composed of the long fractures forming in the early stages of the experiment but also of several fractures almost parallel to the first ones. The main failure zones correspond thus to a complex fracture network which becomes wider when the displacement of the sliding unit increases. This appears clearly in section A by comparing the two sides. The left hand side is indeed delimited at depth by a wider failure zone than on the other side, due to a more important motion. Several fractures perpendicular to the main failure zone are also observed. Most of them seem to correspond to the short fractures described in the initiation internal deformation stage. They develop upward and in some cases reach the topographic surface to form a counterscarp (section A on the right hand

side).

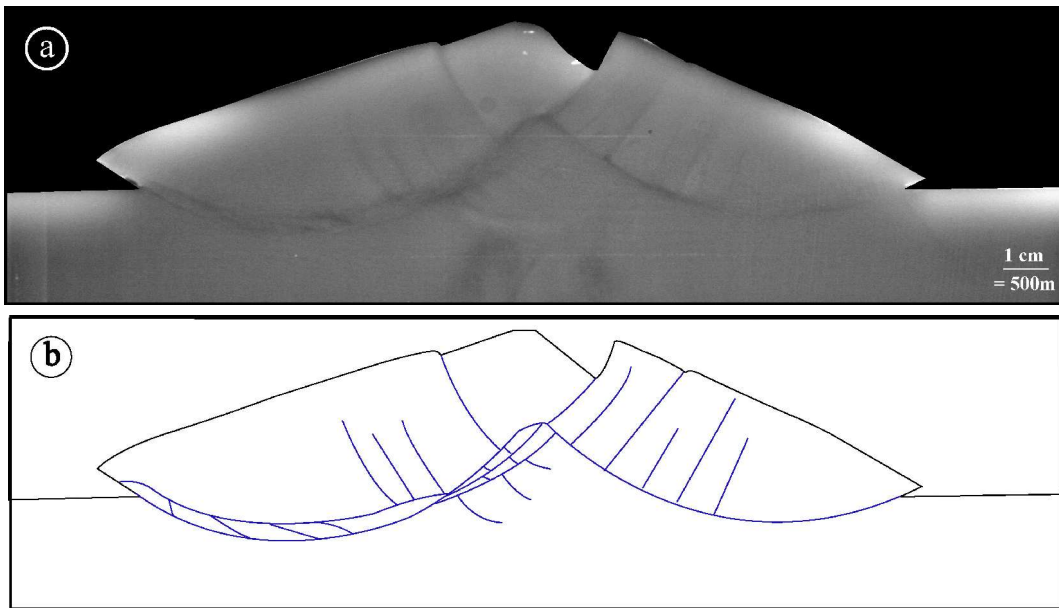


Fig. 7: Section A. Cross section realized at an advanced stage of evolution (after 110 acceleration stages) for a symmetrical failure, at one end of the crest and perpendicular to it. (a) picture of the section. (b) sketch of the section.

Section B, Fig. 8: The two failure zones previously described are still observed. They are composed of several long fractures and of perpendicular shorter ones. The summit crest is located on a sagging wedge. The maximum thickness of the sliding mass is comparable to the mountain height.

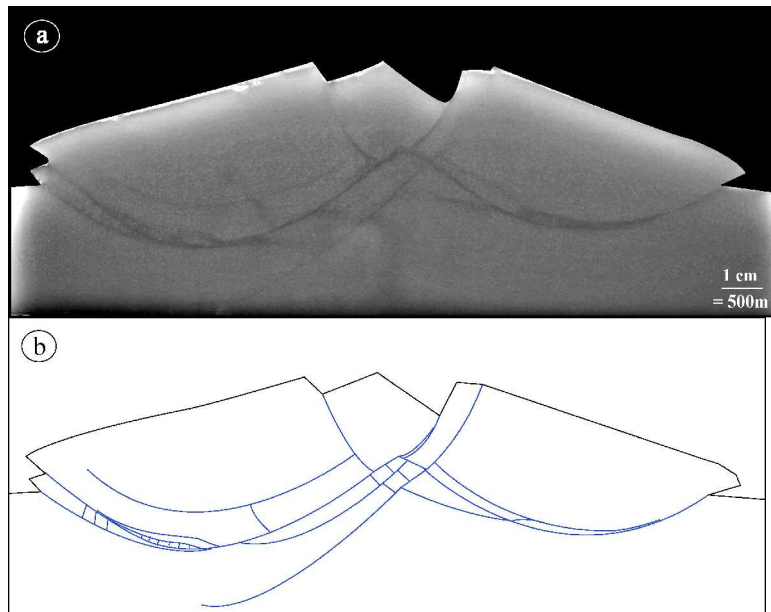


Fig. 8: Section B. Cross section realized at an advanced stage of evolution (after 110 acceleration stages) for a symmetrical failure, in the middle of the model and perpendicular to the crest. (a) picture of the section. (b) sketch of the section.

Section C, Fig. 9: The main failure surface is curved. It is composed of several parallel fractures which diverge when they reach the topographic surface on both sides of the sliding unit. Few fractures are also observed near the surface in the centre of the sliding unit.

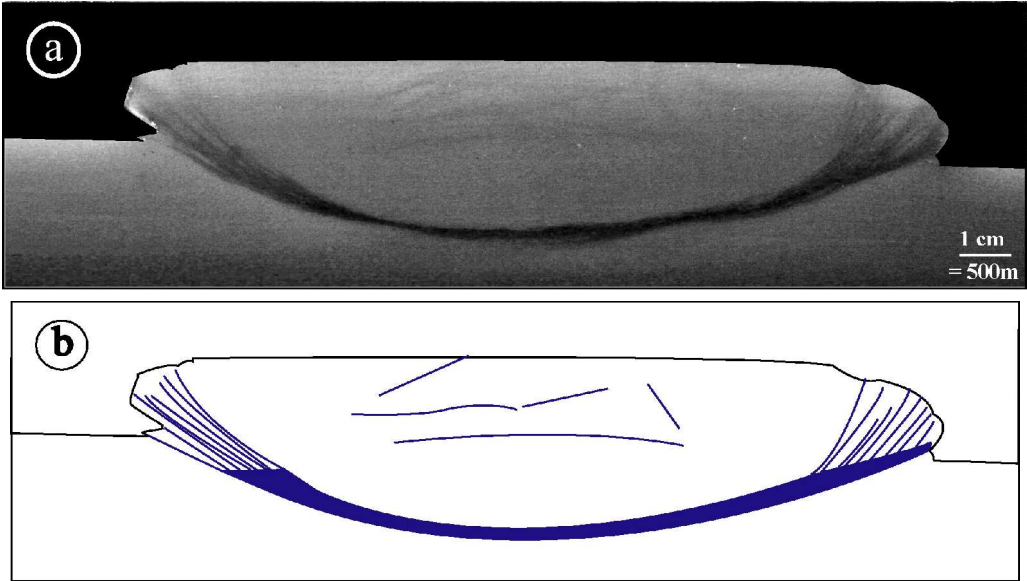


Fig. 9: Section C. Cross section realized at an advanced stage of evolution (after 110 acceleration stages) for a symmetrical failure, parallel to the crest at the toe of the mountain. (a) picture of the section. (b) sketch of the section.

3.2. Experiment 2: Asymmetrical deformation

In some cases only one side of the mountain model is mobilized. The asymmetrical deformations represent about 30% of the performed experiments. The shape of the mobilized mass is almost similar to that of one of the sides failing in the symmetrical case (Fig. 10). A vertical cross section realized perpendicularly to the crest (Fig. 11) shows that the failure is still located at a depth comparable to the mountain height. A major counterscarp is observed to accommodate the deformation, as do the other side's failure surface in the symmetrical case. It is vertical and located here at the lower third of the mobilized mass.

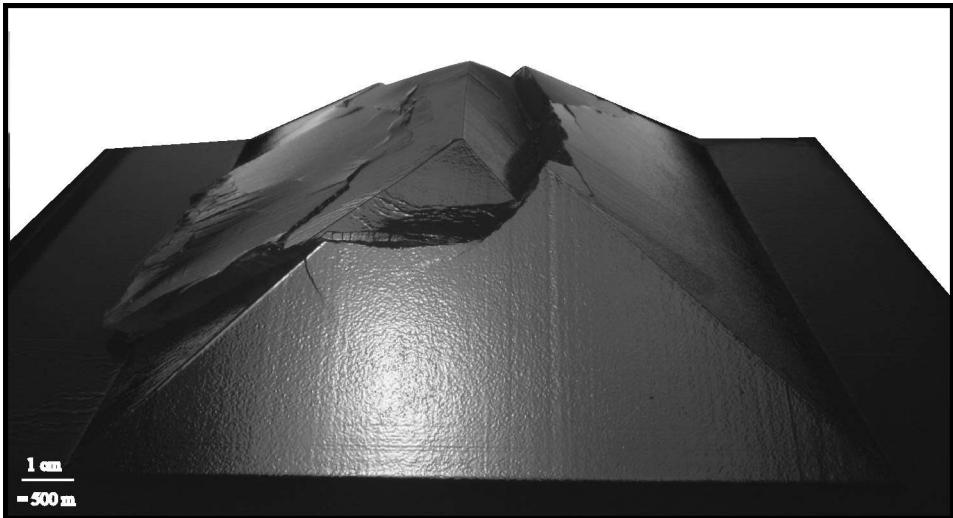


Fig. 10: Picture presenting the asymmetrical failure of a model after 110 acceleration stages.

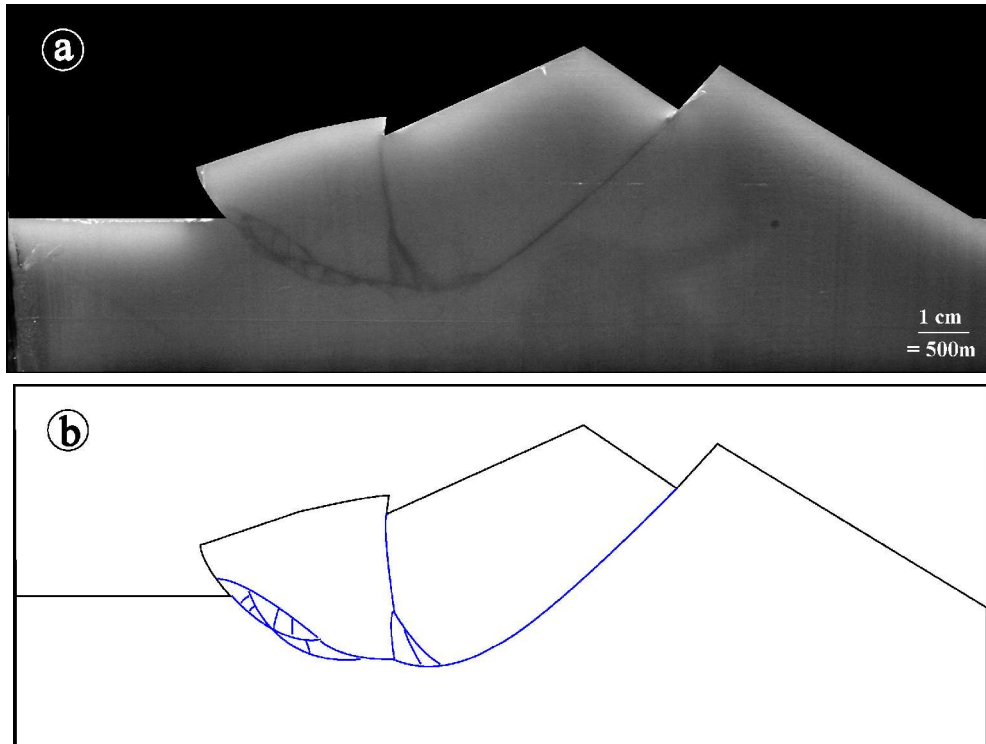


Fig. 11. Cross section realized at an advanced stage of evolution (after 110 acceleration stages) for an asymmetrical failure, in the middle of the model and perpendicular to the crest. (a) picture of the section. (b) sketch of the section.

Numerical modeling

The purpose of this study is to reproduce physical modeling results to investigate the mechanical processes governing the onset of failure. To do this we used a 2-D finite element code named Adeli (Hassani, 1994), which has been especially created to study thermo mechanical deformations in earth sciences. The mountain has the same geometry and elasto-plastic rheology with strain softening, as in the above experimental models (Fig 12). The cohesion of the material was of $2.8 \times 10^3 \text{Pa}$. This strength was reduced of 70% after a deformation of 0.01, as in the analogue material *Slope¹*. The gravity acceleration was increased progressively (starting from $g^m = 0 \text{m.s}^{-2}$), and then stopped when failure occurred.

Results show that the failure initiated for a gravity acceleration of 240m.s^{-2} . The failure (plastic strain accumulation) occurs inside the model (Fig. 13a). Two main localized plastic deformation zones are observed, dipping parallel to the two mountain sides, but only one of them develops (Fig. 13b). It generates a curved failure surface intersecting the slope almost vertically (Fig. 13c). At the toe of the slope it generates a wedge. Some plastic deformation is also observed at the toe of the slope which is not involved in the major slide. The thickness of the sliding unit almost corresponds to the mountain height.

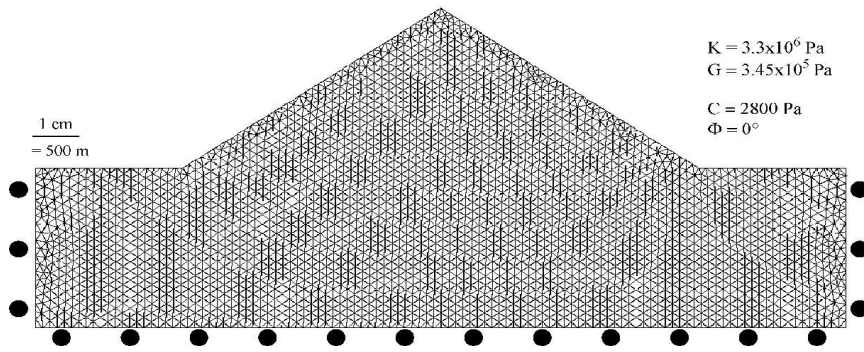


Fig. 12: Mesh and mechanical characteristics of the numerical model.

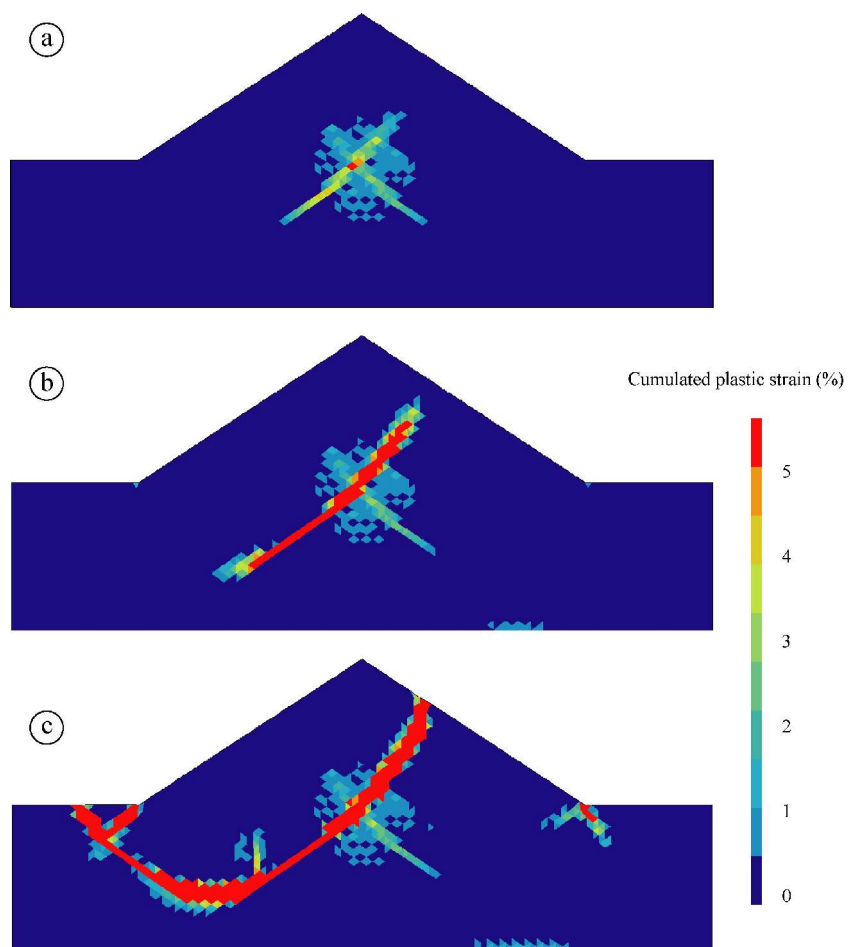


Fig. 13: Early stages of failure in numerical models.

Discussion and conclusions

Our experimental models provide new insights for a consistent description of the DSGSD phenomenon, especially regarding morphological evolution, fracturing at depth and the mechanical behaviour of the rock mass at the mountain scale.

Our models well reproduce some of the morpho-structural features observed in nature,

especially the sagging of the crest, well materialized by the trenches. Fracturing intersects the topographic surface near the crest almost perpendicularly, as in many DSGSD described in literature (Beck, 1967, Mahr and Nemcok, 1977, Savage and Varnes, 1987; Zanchi et al., 2002). In nature, however, more counterscarps are generally observed comparing to our models. This is probably mainly due to the fact that pervasive fractures can pre-exist in the massif, and that these fractures can be re-activated by the gravitational movement (Radbruch-Hall, 1978; Hürlimann et al., 2006). Furthermore the failure surface observed in our models follows an almost circular trajectory. In nature such a simple shape should be influenced by the geological structure (Mahr, 1977; Agliardi et al., 2001; Zanchi et al., 2002, Ambrosi and Crosta, 2006). Some counterscarps should thus be generated as antithetical fractures in response to the motion if the failure surface is not as regular. Those pervasive fractures can also influence the whole mountain destabilisation (symmetrical versus asymmetrical). The asymmetrical deformations represent about 30% of the performed physical experiments. This should not happen in an ideally perfectly symmetrical model, but physical models as rock masses are never perfectly homogeneous.

Regarding the sliding surface, a striking aspect is that it is located at a maximum depth comparable to the mountain height. The similarity criterion (eq. 1) implies a link between this mountain height and the rock mass strength at the mountain scale. If we assume that the height of a mountain subject to DSGSD is $H=2000\text{m}$, the rock mass strength at the mountain scale is $\sigma_c^o=10\text{ MPa}$. DSGSD are however observed even for much lower slope heights, of only a few hundred meters (i.e. $\sim 200\text{m}$ in Tibaldi et al., 2004). In this case the rock mass strength is also much lower ($\sigma_c^o=1\text{ MPa}$). Furthermore, the similarity criterion (eq. 1) shows that there are two possibilities for the triggering of a DSGSD: to reduce the rock strength at the mountain scale (that can be an effect of weathering or an increase in pore-pressure), or to increase the slope height (that can be done by valley erosion for example). The threshold strength for the triggering of a gravitational destabilization should also be dependent of the slope gradient and shape, as well as by the structural settings and pattern of discontinuities. That should be studied in a future work.

Both physical and numerical models show that the failure initiates inside the model. To our knowledge such behaviour has never been observed or proposed. Indeed some authors suggest that for homogeneous material failure should initiate at the crest of the slope (Romani et al., 1972; Chowdhury, 1978) or at the toe, where the higher shear stress is assumed (Veder, 1981; Zaruba and Mencl, 1982). Our models evidenced that the higher shear stress intensity, where failure initiate, is not at the toe of the slope but inside the model below the crest. Regarding numerical modeling, we observe that it is an efficient tool for the modeling of the general aspect of the failure, at least in 2 dimensions. A whole side of the mountain is involved as in experimental models, and the depth of the failure surface still corresponds to the mountain height. It is however unable to reproduce the secondary fractures, and to tackle a large strain. In spite of this, numerical results show that rupture initiation in physical models is governed by Drucker-Prager criterion. The threshold acceleration to reach the gravitational failure is lower in the 2-D numerical models than in the 3-D experimental ones. Those differences can be due to the importance of a 3-D analysis of gravitational failure.

In nature, various mass movements of smaller extent are observed to be linked to DSGSD. Our results give some clues in order to understand this interaction. The fracturing of the massif is important during DSGSD evolution. Such a fracturing weakens the rock mass and facilitates water circulation and weathering. It is thus directly a preparing factor regarding

gravitational mass movements. This seems particularly true along the fractures bounding the DSGSD. The rock mass is there pervasively fractured (see fig. 9), so that debris-flows are highly facilitated in this zone, as observed in nature (Sorriso-Valvo et al., 1999). At the toe of the DSGSD, an unrealistic steepness of the slope is generated considering the time scale of those gravitational movements. Such steepness should be in nature compensated by shallower gravitational movements (Bisci et al., 1996). These smaller gravitational movements are however directly linked to precipitations and associated weathering and increased rock mass pore pressure which are not reproduced in our models.

References

- Agliardi, F., Crosta, G., Zanchi A., 2001. Structural constraints on deep-seated slope deformation kinematics, *Eng. Geol.* 59, 83–102.
- Ambrosi, C., Crosta, G.B., 2006. Large sackung along major tectonic features in the Central Italian Alps. *Eng. Geol.* 83, 183-200.
- Bachmann, D., Bouissou, S., Chemenda, A., 2004. Influence of weathering and pre-existing large scale fractures on gravitational slope failure: insights from 3-D physical modelling. *NHESS* 4, 711-717.
- Beck, A.C., 1968. Gravity faulting as a mechanism of topographic adjustment. *New Zealand Jour. Geol. Geoph.* 11 (1), 191-199.
- Bisci, C., Burattini, F., Dramis, F., Leoperdi, S., Pontoni, F., Pontoni, F., 1996. The Sant'Agata Feltria landslide (Marche Region, central Italy): a case of recurrent earth flow evolving from a deep-seated gravitational slope deformation, *Geomorphology* 15, 351-361.
- Chemenda, A., Bouissou, S., Bachmann, D., 2005. 3-D Physical Modeling of Deep-Seated Landslides: new technique and first results. *J. Geophys. Res.* Vol. 110, No. F4, F04004 10.1029/2004JF000264.
- Chowdhury, R. N., 1978. *Slope Analysis*. Elsevier North-Holland Inc. pp.423.
- Crosta, G.B., 1996. Landslide, spreading, deep seated gravitational deformation: analysis, examples, problems and proposals. *Geogr. Fis. Dinam. Quat.* 19, 297-313.
- Cruden, D.M., 2003. The shapes of cold, high mountains in sedimentary rocks. *Geomorphology*, 55, 249-261.
- Ferrucci, F., Amelio, M., Sorriso-Valvo, M., Tansi, C., 2000. Seismic prospecting of a slope affected by deep-seated gravitational slope deformation: the Lago Sackung, Calabria, Italy. *Eng. Geol.* 57, 53-64.
- Hassani, R., 1994. *Modélisation numérique de la déformation des systèmes géologiques*. PhD thesis, université de Montpellier II, France, pp. 139.
- Hoek, E., Brown, E.T., 1997. Practical estimates of rock mass strength. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, 8, 1165-1186.
- Hutchinson, J.N., 1988. General Report: morphological and geotechnical parameters of landslides in relation to geology and hydrogeology. *Proc. 5th Int. Symp. on Landslides*. Lausanne, Balkema. 1, pp 3-35.
- Kinakin, D., Stead, D., 2005. Analysis of the distributions of stress in natural ridge forms: implications for the deformation mechanisms of rock slopes and the formation of sackung. *Geomorphology* 65, 85-100.
- Mahr, T., 1977. Deep-reaching gravitational deformation of high mountain slopes. *Jaeg Bull.* 16, 121-127.
- Mahr, T., Nemcok, A., 1977. Deep-seated deformations in the crystalline cores of the Tatra Mts. *Jaeg. Bull.* 16, 104-106.
- McCalpin, J.P., Irvine, J.R., 1995. Sackungen at the Aspen Highlands ski area, Pitkin County, Colorado. *Environmental and engineering geoscience* 1, 277-290.

- McCleary, J., Dohrenwend, J., Cluff, L., Hanson, K. 1978. 1872 earthquake studies, Washington public power supply system Nuclear Projects Numbers 1 and 4. Woodward-Clyde consultants, San Francisco, 75 pp., unpublished report.
- Radbruch-Hall, D., 1978. Gravitational creep of rock masses on slopes. In: Voight, B. (ed.), "Rockslides and avalanches natural phenomena" *Developments in Geotechnical Engineering* 14, Elsevier, Amsterdam, ch. 17, pp. 607-657.
- Romani, F., Lovell, C.W., Harr, M.E., 1972. Influence of progressive failure on slope stability. *Jour. of the soil mech. and foundations division, American society of civil engineers*, 98, 1209-1223.
- Savage, W.Z., Varnes, D.J., 1987. Mechanics of gravitational spreading of steep-sided ridges (sackung). *Jaeg Bull.* 3 (5), 31-36.
- Shemenda, A. I., 1994. Subduction: Insights from physical modeling. *Mod. Approaches Geophys.*, vol. 11, 215 pp., Springer, New York.
- Sorriso-Valvo, M., Gullà, G., Antronico, A., Tansi, C., Amelio, M., 1999. Mass-movement, geologic structure and morphologic evolution of the Pizzotto-Greci slope (Calabria, Italy). *Geomorphology* 30, 147-163.
- Tabor, R.W., 1971. Origin of ridge-top depressions by large-scale creep in the Olympic Mountains. *Bull. Soc. Geol. Am.* 82, 1811-1822.
- Tibaldi, A., Rovida, A., Corazzato, C., 2004. A giant deep-seated slope deformation in the Italian Alps studied by paleoseismological and morphometric techniques. *Geomorphology* 58, 27-47.
- Veder, C. 1981. *Landslides and their stabilization*. Springer-Verlag, New York, 247 pp.
- Zanchi, A., Crosta, G.B., Stelluti, G., Sterlacchini, S., 2002. 3D geological modeling for slope stability problems. The case study of the Corno Zuccone sackung, Val Taleggio (Italy). *Mem. Soc. Geol. It.* 57, 585-594.
- Zaruba, Q., Mencl, V., 1982. *Landslides and their control*. Amsterdam, Oxford: Elsevier, 324 pp.
- Zischinsky, U., 1966. On the deformation of high slopes. *Proc. 1st conf. Int. Soc. Rock Mech. Lisbon. Sect 2*, pp. 179-185.

3.4 Article 3 : Influence of large scale topography on gravitational rock mass movements: New insights from physical modeling.

D. Bachmann, S. Bouissou & A. Chemenda

Publié à : Geophysical Research Letters

Abstract

Gravitational slope failures and associated rock mass movements can be observed at various scales in the same area. It seems obvious that the different movement scales should be interrelated, but their relationships are poorly understood. We address this problem using 3-D physical modeling. Experiments were conducted with mechanically homogeneous models with two-scale topographic features. A large scale corresponds to the whole mountain (several kilometers), and a smaller one to a part of a mountain slope (~one kilometer). Results show that large scale relief induces large-scale (large volume) gravitational movements. Introduction of small-scale topographic features results not only in the generation of smaller-scale landslides, but also in considerable changes in the deformation pattern. The various-scale processes occur simultaneously and affect each other. To predict the evolution of a landslide, it is therefore necessary to take into account the topography and deformation pattern at various scales.

Keys words: Rock mass movement, sagging, DSGSD, slope failure, landsliding, physical modeling.

Introduction

Gravitational rock mass movements can affect only a part of the mountain (rockslides or rockfalls [Hutchinson, 1988]), but frequently gravity driven deformation involves the whole mountain, as in the case of Deep Seated Gravitational Slope Deformation or Sagging/Sackung [Zischinsky, 1966; Beck, 1968; Savage and Varnes, 1987; Hutchinson, 1988; Crosta, 1996; Agliardi *et al.*, 2001]. The various-scale mass movements should be interrelated [Agliardi *et al.*, 2001] but their relationship remains generally unclear [Bisci *et al.*, 1996; Sorriso-Valvo *et al.*, 1999]. The main reason is that the mass movements are typically studied at the scale of the single event. Only a few field studies have been conducted at the large regional scale [Braathen *et al.*, 2004; Jarman, 2006].

Insights into this issue can be gained using mechanical modeling. However, most of the modeling studies are 2-D and consider relatively small objects [Barla and Chirioti, 1995; Brueckl and Parotidis, 2001; Eberhardt *et al.*, 2004]. Only a few 3-D numerical models have been carried out [Ambrosi and Crosta, 2006], and to our knowledge never at a larger scale than that of a single mountain flank.

In this paper we investigate the gravitational destabilization of models characterized by two distinct topographic scales (wavelengths) using a 3-D physical modeling technique. The large scale corresponds to the whole mountain (several kilometers horizontal dimension), and the small scale corresponds to a part of a mountain slope (~1 km horizontal dimension). The modeling technique is based on the use of the especially created elasto-plastic material “Slope1” and an original vertical accelerator device enabling increases in “gravitational acceleration” up to 50 times [Chemenda *et al.*, 2005].

Experimental procedure

The model material *Slope*¹ includes liquid and solid hydrocarbons and possesses low friction elasto-brittle-plastic properties with strain softening. To create the model the melt of the model material is poured into a rigid box at a temperature of 50°C. After cooling to a temperature of 20°C at which the crystallized material is strong enough and can be easily handled without being damaged, it is shaped (cut) to obtain the desired relief (Figures 1a, 2a, 3a and 4a). In this study we investigate homogeneous models representative of pervasively fractured mountains at large scale [Varnes *et al.*, 1989; Kellogg, 2001]. Results obtained on heterogeneous (faulted, weathered) models have been reported previously [Bachmann *et al.*, 2004; Chemenda *et al.*, 2005].

Once the model is ready it is put onto the mobile platform of the vertical acceleration device (accelerator). The platform is uplifted up to $h = 2$ m or less and then is released. During free fall it reaches a maximum velocity just before coming into contact with a shock absorber. The model is then rapidly but smoothly decelerated. During this phase, the model undergoes a strong acceleration (deceleration) up to 50 g acting in the same direction as gravity. The acceleration cycling can be repeated as many times as needed (usually ca. 100 cycles) to obtain the needed deformation. Evolution of the model deformation can be thus observed and accurately documented after each acceleration cycle. This discrete “gravity” loading technique was shown to be equivalent to a continuous (static) loading [Chemenda *et al.*, 2005, Bachmann *et al.*, submitted]. For more experimental details and scale analysis see Chemenda *et al.*, [2005].

Results

A total of about 40 experiments have been conducted under various conditions. We report here the results of four most representative experiments (experiments 1 to 4) with increasing complexity of the model topography (compare Figures 1a, 2a, 3a and 4a). All experiments have been conducted under the same conditions: model material cohesion is 2600 Pa, “gravity” acceleration is 50 g. The scaling factor has been chosen to be 1/50000, so that 1 cm in the model corresponds to 500 m in nature.

Experiment 1. Single 2-D slope (Figure 1a).

Figure 1b shows that the whole model has been mobilized in a 2-D manner. Its deformation has been accompanied by the formation of numerous faults and microfractures (Figure 1c).

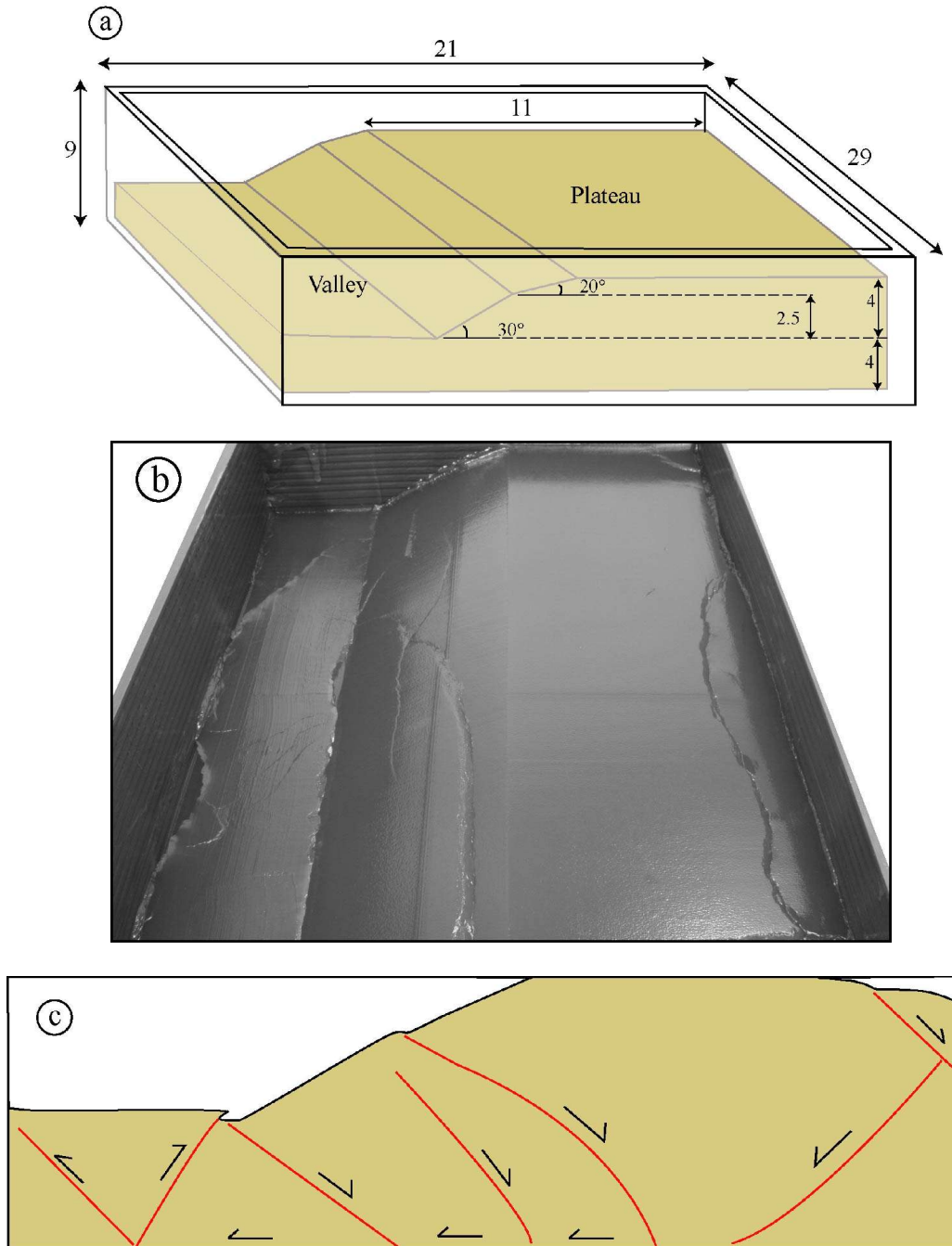


Fig.1: experiment 1. Model with one 2-D slope (dimensions are in centimetres). (a) Scheme of the model, (b) Picture of the deformed model, (c) Schematic presentation of model deformation in cross-section.

Experiment 2. Two 2-D opposite slopes forming a valley (Figure 2a).

The deformation still occurs in a 2-D manner (Figure 2b). The deformation is now more localized and the mobilized volume is considerably smaller than in the previous case. One can clearly see two principal faults including a circular master fault reaching a depth comparable to the height of the slopes, and one secondary fault within the sliding body (Figure 2c).

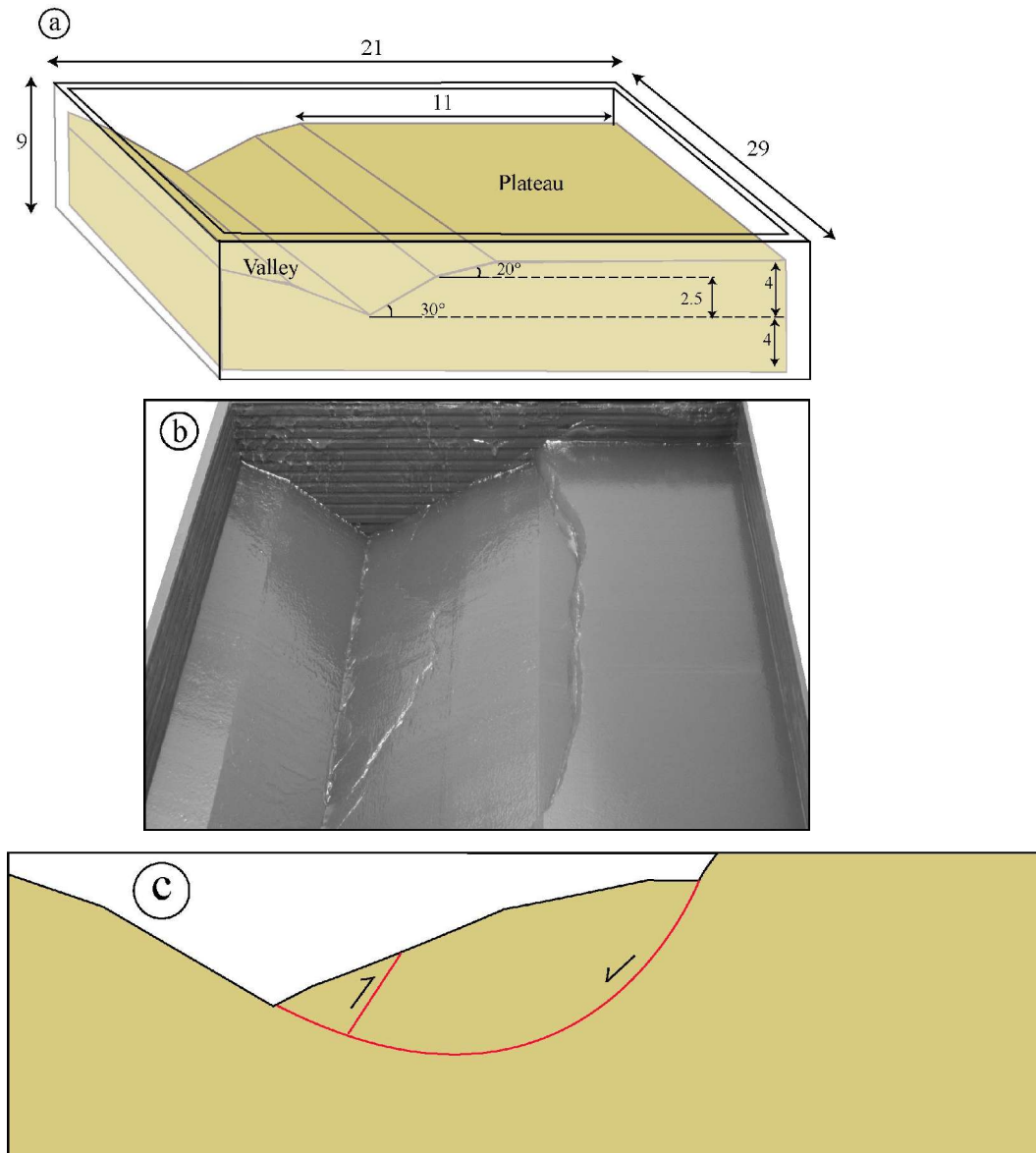


Fig. 2: experiment 2. Two 2-D slopes facing each other. (a) Scheme of the model, (b) Picture of the deformed model, (c) Schematic presentation of model deformation in cross-section.

Experiment 3. 3-D model of a simple prismatic mountain bordered by valleys (Figure 3a).

Only the central part of the model (a mountain itself) is affected by the gravity driven failure (Figure 3b). One can observe two master faults running to great depth that accommodate vertical subsidence and lateral spreading of the mountain (Figure 3c). During this process a number of secondary faults has been formed within the sliding unit.

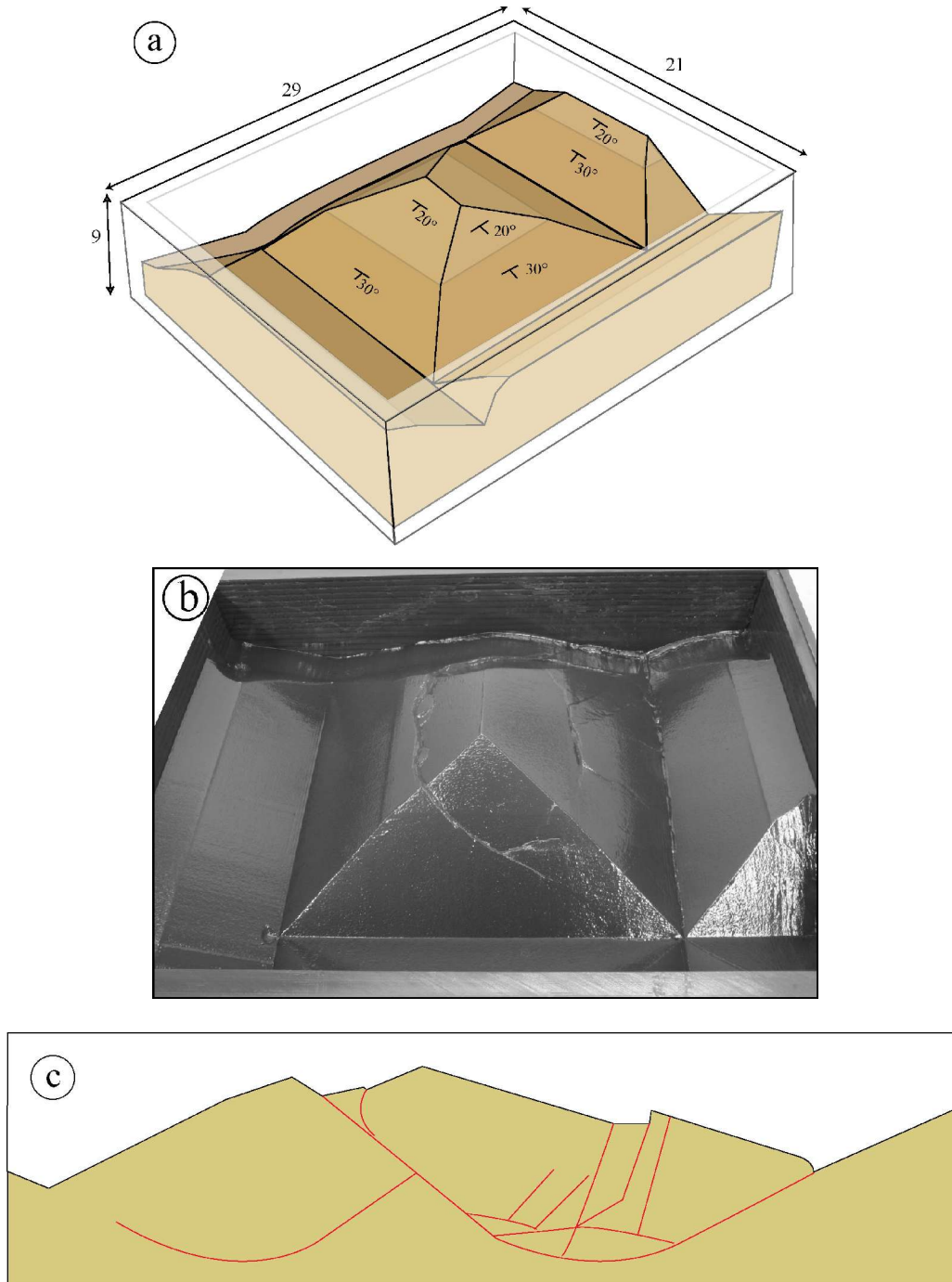
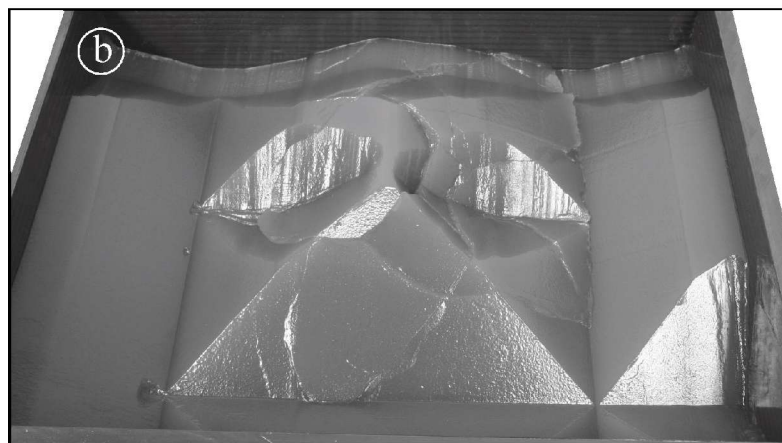
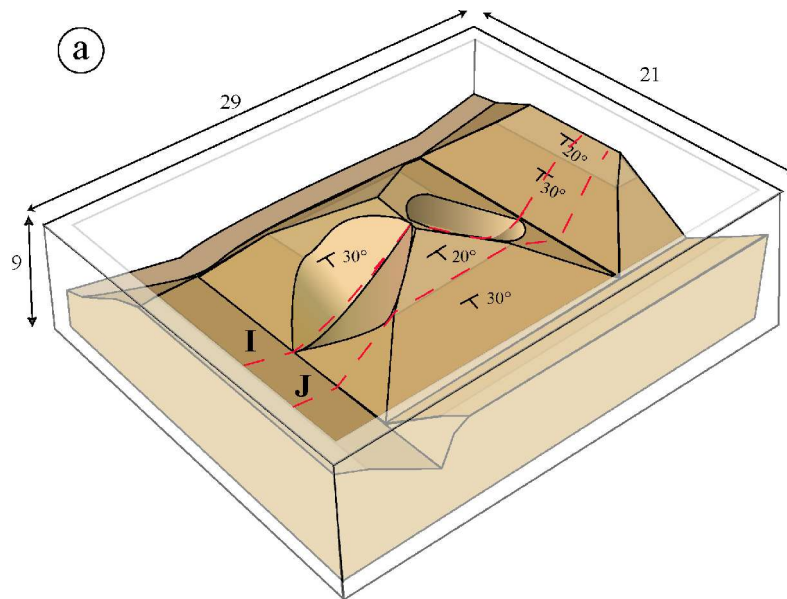


Fig. 3: experiment 3. 3-D model of a prismatic mountain bordered by valleys. (a) Scheme of the model, (b) Picture of the deformed model, (c) Schematic presentation of model deformation in cross-section.

Experiment 4. The model presented in the previous experiment is complicated by introduction of two “small” (second order) valleys (Figure 4a).

As in the previous experiment, only the central mountain is involved in the deformation, but it is very different (Figure 4b). Three scales of mass movements are observed now. The larger scale corresponds to that of a whole mountain side (area A in Figures 4c, 4d and 4e). A middle scale corresponds to the size of the second order valleys (areas B in Figures 4c and 4e). The smallest scale movements are located at the toe of larger-scale sliding units (areas C in Figure 4c). These latter appear when the mass movements of larger scales are still active.



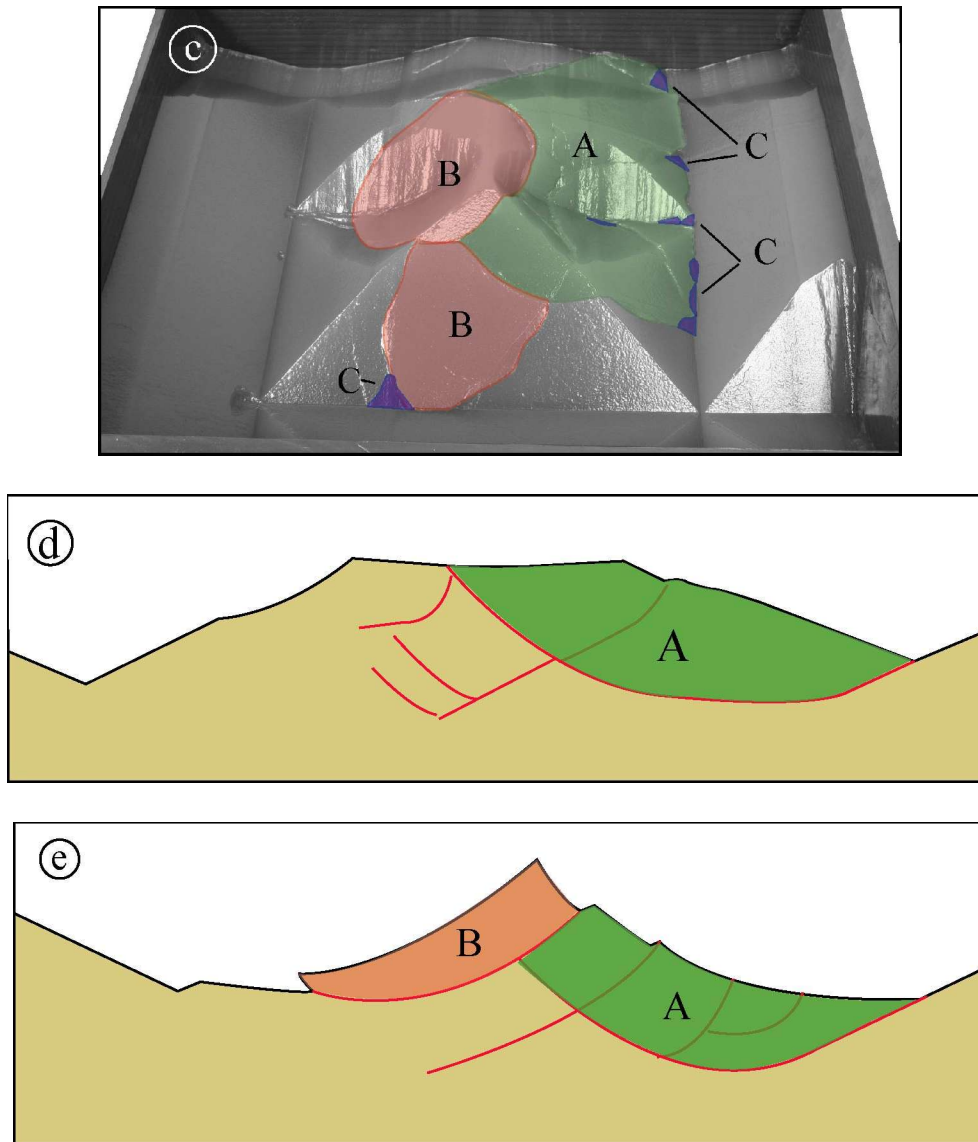


Fig. 4: experiment 4. 3-D model with two-order relief. (a) scheme of the model; **I** and **J** are the locations of the sections shown in fig. 4d and 4e respectively, (b) and (c) Pictures of the deformed mode, (d) Scheme of the deformation corresponding to section **I** shown in Fig. 4a, (e) Scheme of the deformation corresponding to section **J** shown in Fig. 4a.

A, B, and C show landslides of different scales, large, intermediate and small, respectively.

Discussion and conclusions

The two first experiments clearly demonstrate that the destabilization of a single mountain and a mountain closely surrounded by other mountains occur in quite different manners. In the first case the deformation and faulting are distributed in a large volume (both horizontally and vertically), including both the mountain and the adjacent valley (Figures 1b and 1c). In the second case, the deformation is more localized and the sliding unit is much smaller (Figures 2b and 2c). Such a deformation is closer to that observed in nature, while the typical

configuration adopted in most of modeling works corresponds to the first case (single slope). Indeed neither numerical nor analytical models considered the influence of the adjacent mountains on stress state repartition within the massif [Savage and Varnes, 1987; Kinakin and Stead, 2005].

The third and fourth experiments demonstrate how introduction of relatively small topographic features (second order relief) complicates the deformation pattern at the whole mountain scale. In this case one can observe mass movements corresponding to both the largest relief wavelength (the whole mountain scale) and to the smallest relief wavelength introduced into the model, but one also observe the landsliding at a smaller scale. The mass movements of all scales are interrelated and affect each other: one scale movement can trigger movements at another scale. This shows that while studying a single landslide in order to predict its evolution, the area of investigation should extend well beyond this object since its evolution will depend on what is happening at larger but also at smaller scales. In the upcoming experiments along with multi-scale relief we will integrate into the model different scale faults that should also affect the deformation pattern

References:

- Agliardi, F., G. Crosta, and A. Zanchi (2001), Structural constraints on deep-seated slope deformations kinematics, *Eng. Geol.* 59, 83 – 102.
- Ambrosi, C. and G.B. Crosta (2006), Large sackung along major tectonic features in the Central Italian Alps, *Eng. Geol.* 83, 183-200.
- Bachmann, D., S. Bouissou and A. Chemenda (2004), Influence of weathering and pre-existing large scale fractures on gravitational slope failure: insights from 3-D physical modelling, *NHESS* 4, 711-717.
- Bachmann, D., S. Bouissou and A. Chemenda (submitted), Comparison between discrete and continuous gravity loading in physical modeling of gravitational rock mass movements, *C.R. Geoscience*.
- Barla, G. and E. Chirioti (1995), Insights into the behaviour of the large deep-seated gravitational slope deformation of Rosone, in the Piemont region (Italy). *Felsbau* 13, 425 –432.
- Beck, A.C. (1968), Gravity faulting as a mechanism of topographic adjustment. *New Zealand Jour. Geol. Geoph.* 11 (1), 191-199.
- Bisci, C., F. Burattini, F. Dramis, S. Leoperdi, F. Pontoni, and E. Pontoni (1996), The Sant'Agata Feltria landslide (Marche Region, central Italy): a case of recurrent earth flow evolving from a deep-seated gravitational slope deformation, *Geomorphology*, 15, 351-361.
- Braathen, A., L.H. Blikra, S.S. Berg and F. Karlsen (2004), Rock-slope failures in Norway; type, geometry, deformation mechanisms and stability, *Norwegian journal of geology* 84, 67-88.
- Brueckl, E. and M. Parotidis (2001), Estimation of large-scale mechanical properties of a large landslide on the basis of seismic results, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* 38, 877 – 883.
- Chemenda, A., S. Bouissou, and D. Bachmann (2005), 3-D Physical Modeling of Deep-Seated Landslides: new technique and first results. *J. Geophys. Res.*, Vol. 110, No. F4, F04004 10.1029/2004JF000264
- Crosta, G.B. (1996), Landslide, spreading, deep seated gravitational deformation: analysis, examples, problems and proposals. *Geogr. Fis. Dinam. Quat.* 19, 297-313.
- Eberhardt E., D. Stead, and J. Coggan, (2004), Numerical analysis of initiation and progressive failure in natural rock slopes – the 1991 Randa Rockslide. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* 41, 69 – 87.
- Hutchinson, J.N. (1988), General Report: morphological and geotechnical parameters of landslides in relation to geology and hydrogeology. *Proc. 5th Int. Symp. on Landslides*. Lausanne, Balkema. 1, pp 3-35.
- Jarman, D. (2006), Large rock slope failures in the Highlands of Scotland: characterisation, causes and spatial distribution, *Eng. Geol.* 83, 161-182.

Kinakin, D. and D. Stead (2005), Analysis of the distributions of stress in natural ridge forms: implications for the deformation mechanisms of rock slopes and the formation of sackung. *Geomorphology* 65, 85-100.

Kellogg, K.S. (2001), Tectonic controls on a large landslide complex: Williams Fork Mountains near Dillon, Colorado. *Geomorphology* 41, 355-368.

Savage, W.Z. and D.J. Varnes (1987), Mechanics of gravitational spreading of steep-sided ridges (sackung), *Jaeg Bull.* 3 (5), 31-36.

Sorriso-Valvo, M., G. Gullà, A. Antronico, C. Tansi, and M. Amelio (1999), Mass-movement, geologic structure and morphologic evolution of the Pizzotto-Greci slope (Calabria, Italy), *Geomorphology*. 30, 147-163.

Varnes, D.J., D.H. Radbruch-Hall and W.Z. Savage (1989), Topographic and structural conditions in areas of gravitational spreading of ridges in the western United States, *U.S. Geological Survey Professional Paper 1496*, 28pp.

Zischinsky, U. (1966), On the deformation of high slopes. *Proc. 1st conf. Int. Soc. Rock Mech. Lisbon. Sect 2*, 179-185.

Chapitre 4 : Discussion et perspectives

La plupart des points importants liés tant à la méthode de modélisation qu'aux résultats obtenus ont déjà été discutés précédemment dans les articles. Certains de ces points méritent toutefois d'être approfondis. Au cours de ce chapitre, nous discuterons d'abord plusieurs aspects relatifs à la méthode de modélisation développée et utilisée dans le cadre de ce travail. Une seconde partie sera consacrée à la discussion des résultats obtenus, notamment quant à leur apport en terme de compréhension des déstabilisations gravitaires dans les massifs rocheux. Enfin, quelques perspectives découlant des travaux réalisés seront présentées.

4.1 Discussion de la méthode de modélisation

4.1.1 Comportement mécanique du matériau utilisé

Comme cela a pu être présenté dans le chapitre 2, la méthode de modélisation physique mise au point est fondée sur l'utilisation de matériaux analogues spécialement créés pour cette étude en vue de respecter les critères de similarité. Le respect des critères de similarités nécessite une bonne connaissance des propriétés mécaniques du milieu naturel, afin de déterminer les propriétés des matériaux analogues compte tenu du rapport d'échelle choisi. La plus grande difficulté réside dans la détermination/estimation du comportement mécanique du matériau naturel à l'échelle du massif. En effet, on sait déterminer les propriétés mécaniques d'un échantillon de roche de taille centi- à déci-métrique soumis à un chargement particulier, mais on a ensuite des difficultés à extrapoler ces propriétés à l'échelle d'un massif. Ce manque de connaissance nous a conduit à faire des hypothèses sur le comportement mécanique d'un massif rocheux et donc sur celui du matériau analogue utilisé pour les modèles. Deux hypothèses ont principalement été faites :

Première hypothèse :

La première hypothèse a porté sur la valeur du frottement interne. Ainsi si pour un échantillon de roche l'angle de frottement interne est généralement élevé (en moyenne 30°), cette valeur ne semble pas valable à l'échelle d'une montagne. Une telle valeur de frottement interne interdit en effet tout mouvement gravitaire au sein d'un édifice homogène dont les pentes seraient inférieures à cette valeur. Des exemples naturels de mouvements de terrain sont pourtant observés au sein d'édifices rocheux dont la pente est faible comparée au frottement interne d'un échantillon de roche (par exemple des pentes de 15° , cf. Crosta, 1996; Tibaldi et al., 2004). Il est donc évident que la valeur du frottement interne à l'échelle de la montagne est inférieure à celle mesurée sur des échantillons de petite taille. Le problème est que l'on ne connaît pas cette valeur. Nous avons donc fait l'hypothèse d'une importance négligeable de la résistance frictionnelle au sein d'un édifice montagneux.

Seconde hypothèse :

La seconde hypothèse portait sur le comportement fragile, caractéristique des roches en conditions superficielles. Nous avons choisi de prendre en compte cette caractéristique mécanique en considérant une loi de comportement avec adoucissement. Ainsi la résistance du milieu rocheux diminue quand la déformation irréversible augmente, ce qui permet de localiser la déformation. Ce comportement s'observe d'ailleurs lors d'essais de laboratoire réalisés à faible pression de confinement sur des échantillons de roche. On observe en effet, notamment pour les roches cristallines, un adoucissement généralement fort, avec une résistance résiduelle de l'ordre de 0 à 30% de la résistance maximale (Fig. 1) (Bjerrum, 1967; Jaeger, 1971; Diederichs, 1999; Li et al., 2000; Hajiabdolmajid et al., 2002). Là encore on sait mesurer l'importance de l'adoucissement pour un échantillon de petite taille mais son extrapolation à l'échelle d'un massif est incertaine. Nous avons donc voulu vérifier l'influence d'un adoucissement plus ou moins fort sur les modalités de la rupture à l'échelle d'un massif. Comme présenté dans le premier article du chapitre 2, nous pouvons faire varier l'adoucissement du matériau $Slope'$ en faisant varier la température. Nous avons donc réalisé des expériences à différentes températures, afin de déterminer l'influence de l'adoucissement sur la localisation de la déformation. Les résultats n'ont pas été influencés par une variation de ce paramètre. Nous avons donc fixé un adoucissement relativement fort, avec une résistance résiduelle de 30% de la résistance maximale.

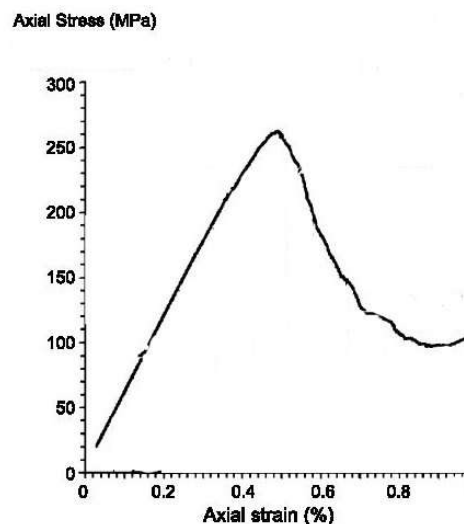


Figure 1 : Courbe contrainte déformation pour le Granit du Lac du Bonnet, d'après Diederichs, 1999.

Validation des hypothèses :

Afin d'apporter une validation supplémentaire à ces hypothèses nous avons réalisé des modèles numériques 2-D avec le code ADELI. Ce code a déjà été utilisé dans le cadre de l'étude des DSGSD en milieu homogène (article 2, chapitre 3), et a montré sa fiabilité pour reproduire de manière satisfaisante les résultats expérimentaux. C'est la même méthodologie qui a été appliquée ici, avec une augmentation progressive de l'accélération jusqu'à atteindre la rupture au sein du modèle.

Deux séries d'expériences ont été réalisées. Dans les deux cas les modèles étaient composés d'une montagne de pentes de 30°, entourée de montagnes adjacentes. Pour la première série d'expériences, nous avons considéré un matériau sans frottement interne. Trois expériences

ont été réalisées : nous avons d'abord pris une loi de comportement sans adoucissement, puis avec adoucissement faible (15%), et enfin avec un fort adoucissement (70%) (Fig. 2).

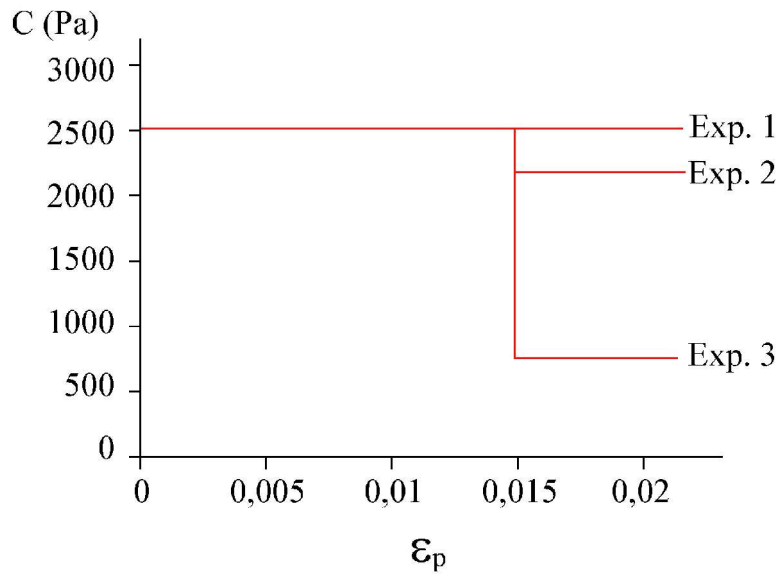


Figure 2 : Comportement mécanique du matériau utilisé dans la première série d'expériences (cf. Fig. 3a, b, c).

Dans la seconde série d'expériences, un matériau avec un frottement interne de 15° a été pris en compte. Là encore trois expériences ont été réalisées, avec des adoucissements de plus en plus importants. Pour ceci une valeur de frottement interne inférieure à 15° (12° pour la première série, 5° pour la seconde, ce qui correspond sensiblement aux mêmes pourcentages d'adoucissement que dans la première série d'expériences, Fig. 3). Ce procédé a été utilisé car, dans le cadre d'un matériau frictionnel, le code ADELI ne permet pas de faire varier la valeur de la cohésion. L'adoucissement n'a donc pu être imposé que sur le frottement, la cohésion ayant été fixée à 1600 Pa.

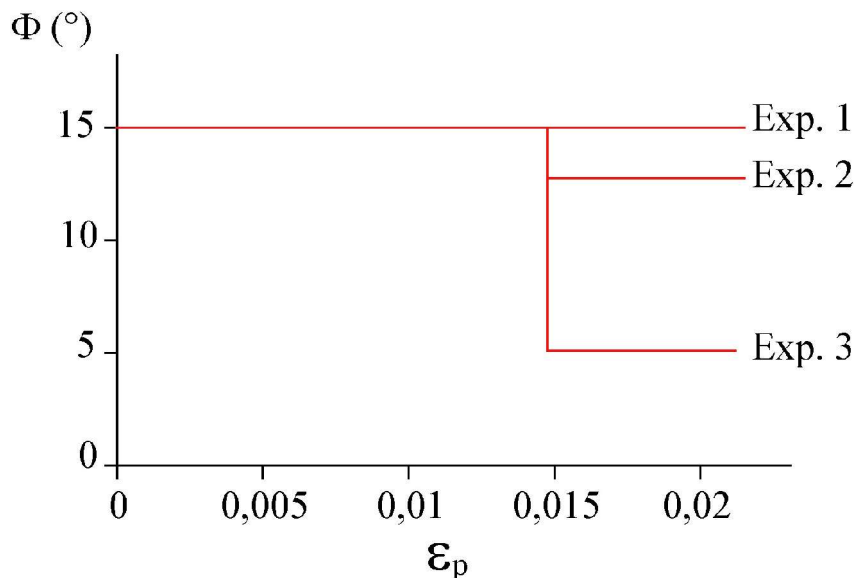


Figure 3: Comportement mécanique du matériau frictionnel utilisé dans la seconde série d'expériences (cf. Fig. 4d; e, f).

La première série d'expériences (Fig. 4a, b, c) montre que quelle que soit l'importance de l'adoucissement, le massif présente une déformation profonde (DSGSD). Deux surfaces de ruptures courbes se croisant à l'aplomb du sommet sont observées, avec une profondeur maximale équivalente à la hauteur de la montagne. Le premier modèle (fig. 4a) nous montre une déformation répartie sur une zone assez large en l'absence d'adoucissement. La déformation inélastique est par contre localisée en une zone étroite, que l'adoucissement soit faible (Fig. 4b) ou fort (Fig. 4c). L'importance de l'adoucissement n'a donc dans ce cas que peu d'influence sur la localisation de la déformation. Par contre on peut noter que lorsque l'adoucissement est fort (Fig. 4c), les zones de rupture intersectent la surface libre perpendiculairement à proximité du sommet, alors qu'elles ont tendance à être verticales en l'absence ou avec faible adoucissement. Les observations de terrain semblent indiquer que les contre-pentes sont généralement perpendiculaires à la surface (Beck, 1967, Mahr and Nemcok, 1977, Savage and Varnes, 1987; Zanchi et al., 2002). Il semblerait donc que l'adoucissement soit également fort à l'échelle de la montagne.

La seconde série d'expériences (Fig. 4d, e, f) présente là encore des déformations affectant l'ensemble d'un versant. Le premier modèle (Fig. 4d) présente une déformation répartie sur une zone assez large, à faible profondeur. La seconde expérience (Fig. 4e) nous montre une déformation localisée, avec une zone de rupture située à une profondeur plus importante que dans le cas précédent. La dernière expérience (Fig. 4f) présente une déformation localisée, avec une profondeur de rupture comparable à celle obtenue pour les modèles sans frottement interne. Le fait que la rupture soit plus ou moins dissymétrique est lié à la dissymétrie inhérente à l'imperfection du maillage d'un modèle. Dans les modèles physiques nous avons également observé un seul ou deux plans de rupture symétriques par rapport à un plan vertical passant par le sommet du massif (chap. 3, article 2).

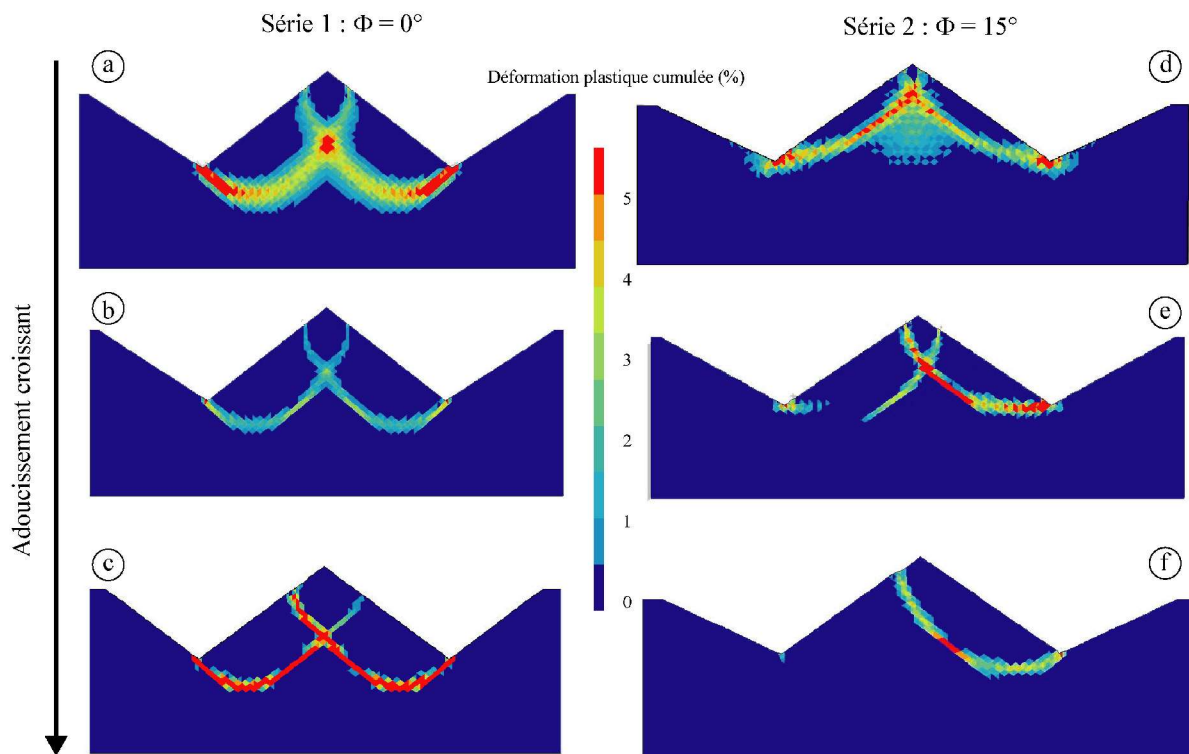


Figure 4 : Modèles réalisés afin de déterminer l'importance relative du frottement interne et de l'adoucissement. (a) matériau sans frottement interne et sans adoucissement, (b) matériau sans frottement interne et faible adoucissement, (c) matériau sans frottement interne et fort adoucissement, (d) matériau avec frottement interne de 15° sans adoucissement, (e) matériau avec frottement interne de 15° et faible adoucissement, (f) matériau avec frottement interne de 15° et fort adoucissement.

Ces modèles simples nous ont permis de montrer que parmi les propriétés mécaniques du matériau utilisé, c'est le comportement fragile, via l'adoucissement, qui définit la profondeur de la surface de rupture. La valeur du frottement interne est de moindre importance.

4.1.2 La notion de temps

La notion de temps apparaît aussi bien lorsqu'on s'intéresse au moment où un mouvement gravitaire va se déclencher qu'à la durée de son évolution. Ces deux paramètres peuvent avoir un impact important dans l'évaluation des risques.

Trois cas de figure existent pour qu'un massif devienne instable : lorsqu'il est soumis à une augmentation de la sollicitation mécanique (séisme), suite à une modification de sa topographie (érosion), ou suite à une diminution de sa résistance (altération). Une combinaison des trois est évidemment possible.

Nos modèles ont été soumis à un chargement quasi statique. Ce chargement ne reproduit donc pas l'effet d'un séisme. Dans nos modèles on cherche par contre à déterminer la résistance effective minimale d'un massif pour une topographie donnée. En ce sens nos

modèles permettent de déterminer le lien entre résistance et relief, ce qui correspond aux deux autres possibilités. L'équilibre limite va être atteint lorsque pour une résistance donnée la montagne aura atteint une taille limite suite à des phénomènes d'érosion ou de surrection, ou inversement lorsque pour une taille donnée la résistance du massif aura suffisamment diminué suite à l'altération ou l'évolution de la fracturation (ou une combinaison des deux).

Dans le milieu naturel, les modifications de topographie sont liées à l'importance de la surrection et de l'érosion. Les conditions tectoniques et climatiques font donc que chaque massif sera soumis à des modifications topographiques particulières. Il en est évidemment de même pour les processus d'altération qui varient en fonction du climat et de la lithologie. La prédiction du moment d'occurrence d'un mouvement gravitaire pour un site donné est donc difficile.

Pour ce qui est de l'évolution des DSGSD, comme présenté dans le premier chapitre, les observations de terrain semblent montrer que celle-ci est discontinue. En effet un déplacement régulier de l'ordre de quelques dixièmes de millimètres par an est observé, en des zones où le taux d'érosion est de valeur comparable. Ceci implique que l'on ne devrait pas voir les effets des DSGSD si le mouvement n'est pas par moments bien plus rapide. Ce déplacement discontinu est confirmé par les irrégularités dans la sédimentation en remplissage des tranchées (Gutierrez-Santolalla et al., 2006). Le déplacement doit donc s'accélérer lors des sollicitations sismiques ou des périodes de fortes intempéries.

Dans tous les cas on voit que le facteur temps est lié à des processus géologiques mal maîtrisés et pouvant être extrêmement variables d'un exemple naturel à un autre. Ces processus ne sont pas pris en compte dans nos modèles. Nos modèles ne permettent donc pas de dire quand un mouvement gravitaire va se produire mais où il va se produire, en fonction de la morphologie et de la structure interne d'une région donnée, que l'on peut introduire dans nos modèles.

4.2 Discussion des résultats

4.2.1 Origine des DSGSD

De nombreux auteurs attribuent le déclenchement des DSGSD aux séismes (Beck, 1968; Radbruch-Hall, 1978; Mahr, 1977; Dramis et Sorriso-Valvo, 1983; Hyppolite, 2006). Certains auteurs attribuent même parfois un DSGSD au trémor dû à un autre mouvement de terrain à proximité (Tibaldi et al., 2004). On imagine cependant difficilement un mouvement de terrain générant un trémor capable de modifier considérablement l'état de contrainte d'un massif avoisinant. Quoi qu'il en soit le rôle des séismes est discutable. La grande majorité des séismes est de faible magnitude. Si un séisme de faible magnitude suffit à déclencher une déformation de l'ampleur d'un DSGSD, alors cela signifie que le massif était déjà largement prédisposé à la rupture. La relation entre paramètres mécaniques du matériau et état de contrainte était déjà très proche de l'équilibre limite conduisant à l'instabilité. En ce cas les séismes ne doivent pas modifier suffisamment l'état de contrainte pour modifier la forme de la rupture. On ne peut donc pas attribuer l'initiation d'un mouvement de grande ampleur à un séisme, mais on peut cependant reconnaître que ce type de déformation peut s'initier à un temps t plutôt qu'un temps $t+n$ en raison d'une sollicitation sismique. De plus nos modèles ont été réalisés en conditions quasi-statiques, et des ruptures profondes y ont été observées. Au vu de nos résultats on peut donc dire que l'on peut générer des DSGSD sans sollicitation sismique. L'influence des sollicitations sismiques de forte magnitude doit être plus

importante, mais cela mérite une étude spécifique approfondie.

Un autre phénomène est fréquemment invoqué pour expliquer les DSGSD, c'est celui de la déglaciation. La raison principale est la modification de l'état de contrainte liée au déconfinement des versants. Certains modèles numériques montrent que le rééquilibrage isostatique lié à la suppression d'une calotte glaciaire peut entraîner un jeu cisailant sur des failles préexistantes (Hampel et Hetzel, 2006). Le déconfinement glaciaire peut donc peut-être participer à la déformation, en favorisant les déplacements sur certaines fractures favorablement orientées.

Les modèles numériques prennent souvent en compte un stade initial où la vallée est entièrement occupée par un glacier. Cette étape permet d'effectuer un premier calcul des contraintes en équilibre de façon à ce que certains points du maillage ne rentrent pas en plasticité par un chargement trop rapide ne correspondant pas à la réalité. Ce passage obligé « numérique » ne signifie en aucun cas que c'est la relaxation des contraintes liées aux glaciers qui est à l'origine de la rupture.

Les travaux de datation semblent parfois conforter les partisans d'une origine glaciaire (ou plutôt « déglaciaire »). Ainsi des escarpements ont été datés dans les Alpes Occidentales (Savoie) de peu de temps après la déglaciation (~9000 ans pour Hyppolite et al., 2006), par la méthode des isotopes cosmogéniques (^{10}Be). D'autres travaux de datation, cette fois sur de la matière organique située en remplissage des tranchées, ont donné des âges entre 6000 et 8000 ans dans les Pyrénées, soit au moins 5000 ans après la déglaciation (Gutierrez-Santolalla et al., 2006). Enfin des déformations caractéristiques des DSGSD sont observées dans les Alpes du Sud (Vallée de la Tinée, Mercantour), là où il n'y a pas eu de calotte glaciaire lors des dernières périodes de glaciation (Jomard et al., soumis). Si la déglaciation peut peut-être participer au déclenchement des DSGSD, l'absence de calotte glaciaire en des régions largement affectées par ce type de déformation montre bien que la déglaciation ne suffit pas à elle seule à en être l'origine.

Les glaciers génèrent par contre une érosion importante, et par là un approfondissement des vallées et une augmentation des pentes. Ces modifications topographiques peuvent permettre d'atteindre le seuil de résistance du matériau composant le massif, et ainsi le déclenchement d'un DSGSD. D'après cette hypothèse et comme exposé précédemment, c'est l'augmentation du relief qui peut être l'origine des DSGSD. En ce cas les glaciers peuvent avoir un rôle considérable, en tant que mécanisme d'érosion majeur. De plus les périodes de déglaciation sont des périodes pour lesquelles les circulations d'eau au sein d'un massif vont être importantes. Ces circulations d'eau vont permettre d'altérer le matériau, et ainsi de diminuer la résistance de la roche plus rapidement que lors des périodes glaciaires ou interglaciaires. La déglaciation peut donc accélérer la diminution de la résistance du massif conduisant au déclenchement d'un DSGSD.

4.2.2 Nature d'un DSGSD

Les résultats obtenus permettent de reprendre les modèles présentés dans le premier chapitre (cf. Fig. 5), et de discuter leur validité.

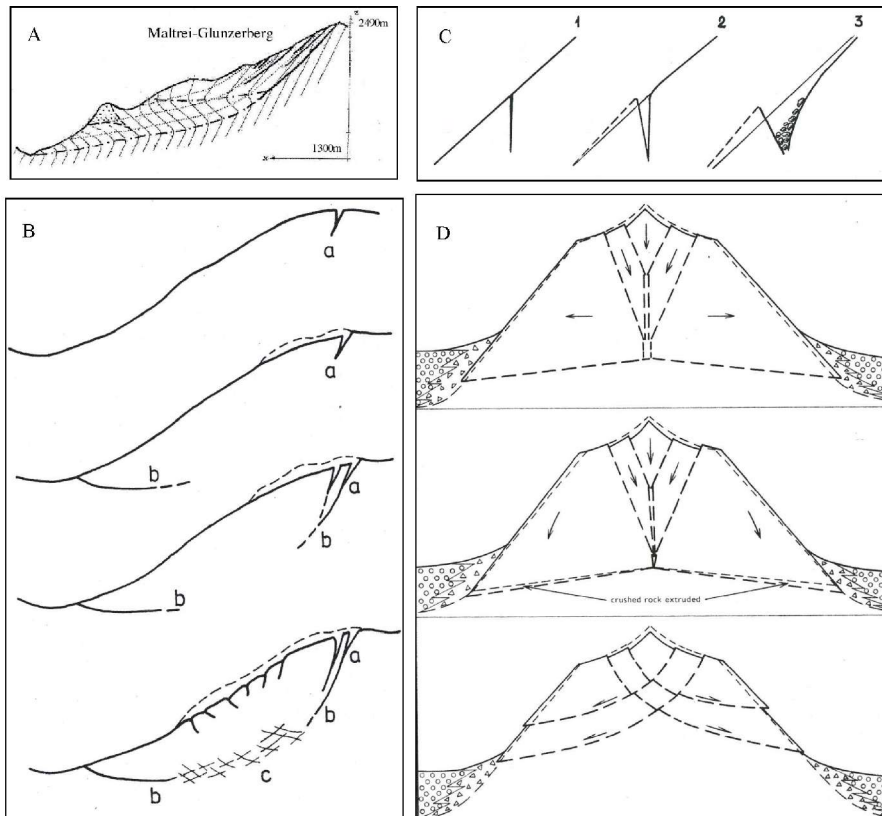


Figure 5 : Rappel : différentes hypothèses pour la nature de la rupture au sein d'un DSGSD. A) d'après Zischinsky (1966), B) d'après Feda (1972), C) d'après Jahn (1964), D) d'après Beck (1967).

Modèle de Zischinsky (1966) (Fig. 5A):

Ce modèle proposait une déformation localisée en partie supérieure et en base de versant, et une déformation diffuse (ductile) au sein de la masse mobilisée. Cette hypothèse est mécaniquement irréaliste. Le comportement ductile d'une roche massive à faible profondeur est en désaccord avec tous les modèles rhéologiques. Ce comportement ductile est en effet observé pour des profondeurs minimales d'une dizaine de kilomètres (Jaoul et al., 1984; Scholz, 1990). Ce modèle n'a donc pas de réalité mécanique.

Modèle de Feda (1973) (Fig. 5B):

Là encore ce modèle propose une déformation localisée en partie supérieure et en base de versant, avec cette fois une déformation répartie sur une zone de fracturation large au sein du volume mobilisé.

L'évolution proposée par Feda (1973) est la suivante :

- apparition d'une fente de tension en sommet de massif

apparition d'une fracture en cisaillement en base de versant

développement d'une zone de fractures sur lesquelles la déformation est répartie. Un comportement contractant est invoqué, et ainsi des fractures apparaissent sur tout le versant

pour accommoder la réduction de volume au sein de la zone de fractures.

L'hypothèse de Feda se base sur la propagation d'une fente de tension en sommet de versant. Nous avons donc vérifié la faisabilité de cette hypothèse par calcul numérique.

Pour ceci nous avons réalisé un calcul numérique avec le code ADELI. Le matériau simulé avait les propriétés de *Slope*¹. Une fracture a été introduite en haut de modèle. Ce modèle a ensuite été soumis à une augmentation de la gravité. L'état de contrainte au sein du massif a été étudié juste avant que le matériau subisse une déformation plastique (Fig. 6a). On peut voir que l'ensemble du modèle est en compression. De plus cette compression est plus importante en bout de fracture qu'alentour. Cette fracture ne peut donc pas se propager selon un mode extensif, comme la fente de tension proposée par Feda. Enfin si l'on observe le modèle une fois déstabilisé (Fig. 6b), on peut voir que la fracture introduite au sommet du modèle n'a aucune influence sur la forme de la rupture. Ainsi l'évolution proposée par Feda n'est pas plausible.

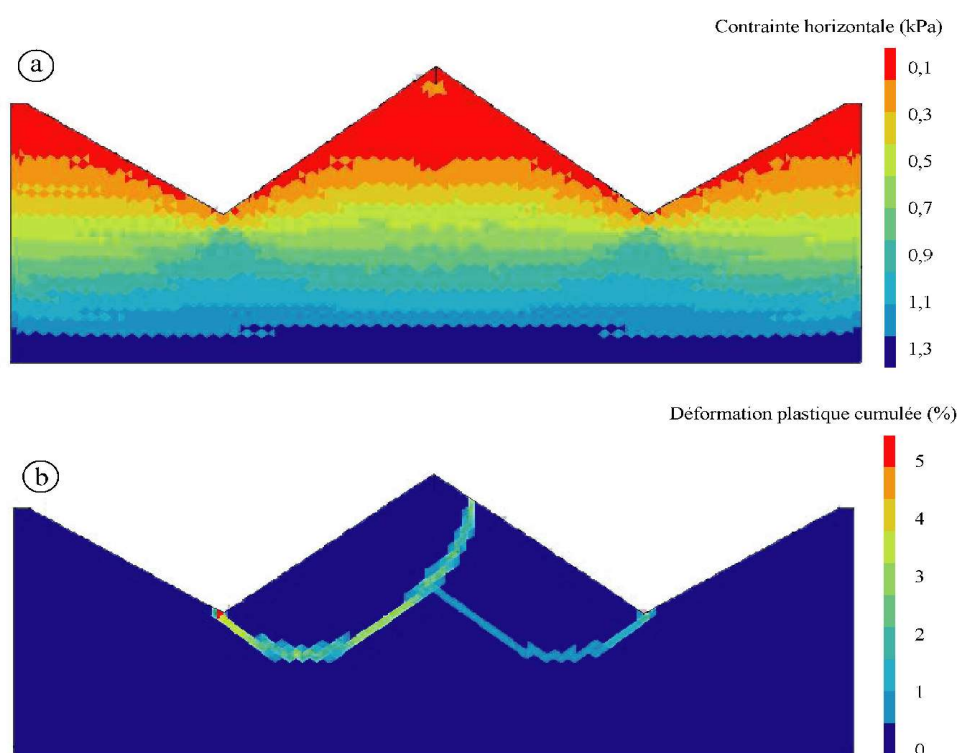


Figure 6 : Modèle destiné à tester l'influence d'une fracture verticale en sommet de montagne. a) contrainte horizontale en domaine élastique, b) déformation plastique après déstabilisation du modèle.

Il convient cependant de discuter aussi le modèle de Feda vis à vis de l'allure générale de la rupture, en omettant la déformation extensive en partie haute. La caractéristique principale est la présence d'une zone où la déformation est répartie sur de multiples fractures. Feda proposait l'apparition de cette zone de fracturation au sein d'un milieu homogène. Nos modèles montrent certes que la déformation peut se répartir sur plusieurs fractures, cependant aucun des modèles que nous avons réalisés ne présente de zone de déformation aussi importante que celle proposée par Feda.

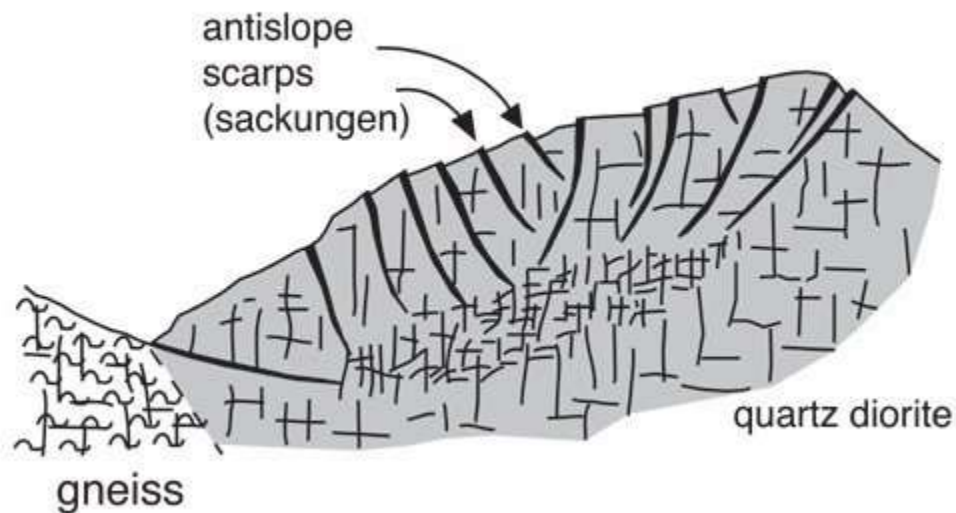


Figure 7 : Coupe du versant de Chabenec, d'après Mahr, 1977.

Si l'on regarde par contre les coupes proposées par Mahr (1977) ou Mahr et Nemcok (1977), on peut voir que ces auteurs proposent la même allure générale de déformation que Fedá, mais cette fois au sein de modèles largement pré-fracturés (Fig. 7). Des modèles physiques réalisés en vue d'étudier l'effondrement de la falaise de Randa montrent que lorsqu'un massif est pré-fracturé, la déformation peut se répartir sur une zone assez large (Fig. 8, Bois, 2006). Même si ces modèles ont été réalisés pour étudier des phénomènes de bien plus petite taille, on peut supposer que ce comportement puisse exister au sein d'un DSGSD.

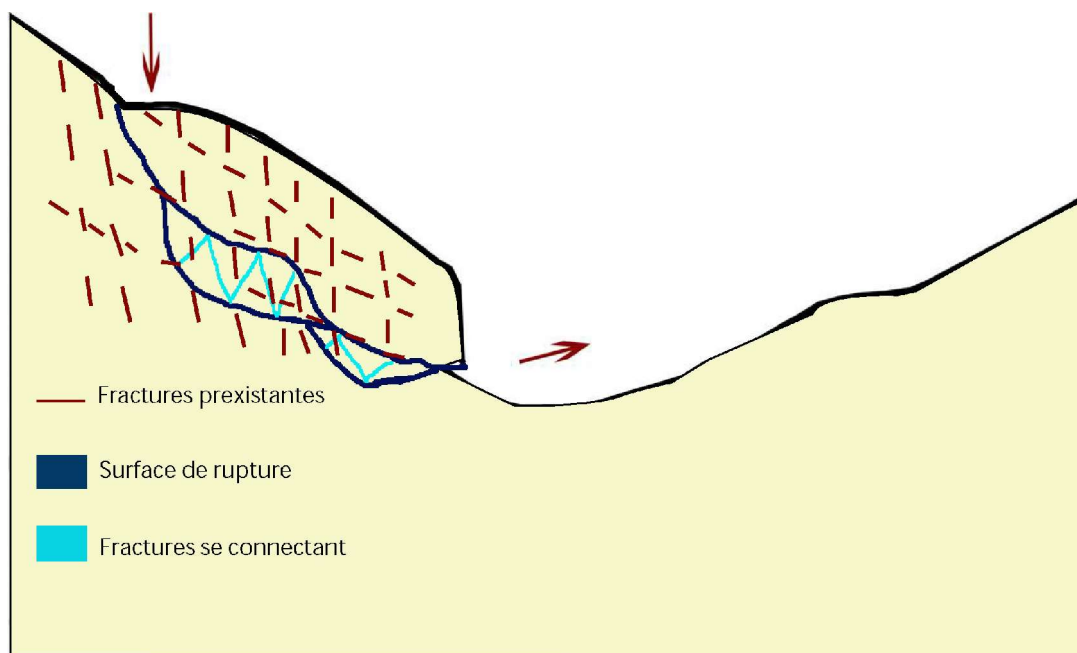


Figure 8 : Déformation d'un modèle préfracturé réalisé afin d'étudier l'effondrement de la falaise de Randa, d'après Bois, 2006.

Quant au comportement contractant proposé par Fedá, il repose à mon avis sur une mauvaise analyse du terrain (peut-on vraiment visualiser une diminution de volume ?), à

faible profondeur le comportement des fractures aurait plutôt tendance, au contraire, à être dilatant. L'allure générale de la déformation proposée par Feda est donc plausible, cependant les processus rupturels qu'il propose ne sont pas valides.

Modèle de Jahn (1964) (Fig. 5C):

Le modèle de Jahn propose le fauchage gravitaire comme origine des tranchées et contre-pentes. Pour ceci il propose une ouverture extensive de discontinuités pré-existantes. Cet aspect est déjà discutable à l'image du raisonnement proposé par Feda (1973). En effet nous avons vu que les contraintes sont compressives au sein d'un édifice montagneux, et ne permettent donc pas l'ouverture de fentes de tension.

De plus l'hypothèse de Jahn implique un fauchage de colonnes de roches. D'un point de vue mécanique, une flexion de colonnes de roche implique des déformations très importantes. Ces déformations ne peuvent être accommodées de manière diffuse. Ainsi un basculement ne peut s'effectuer que si les colonnes de roche sont délimitées par une discontinuité à leur base.

Les déformations extensives sont cependant observées au sein des DSGSD (Jahn, 1964; Radbruch-Hall, 1978; McCalpin et Irvine, 1995; Crosta, 1996, Agliardi et al., 2001) et sont appelées tranchées.

Ce type de déformation a également été observé dans les modèles destinés à l'étude de l'effet de l'altération sur les déstabilisations gravitaires (Article 1 du chapitre 3). L'origine de ces tranchées dans les modèles expérimentaux est à relier à un contrôle structural de la déformation (Fig. 9). Un contrôle structural peut générer une surface de rupture irrégulière (i.e. passant d'une trajectoire courbe à localement rectiligne). Lors de l'avancement du mouvement gravitaire, la déformation peut-être accommodée de manière extensive à l'aplomb d'une telle irrégularité. Il apparaît donc probable que ce soit le cas aussi dans la nature.

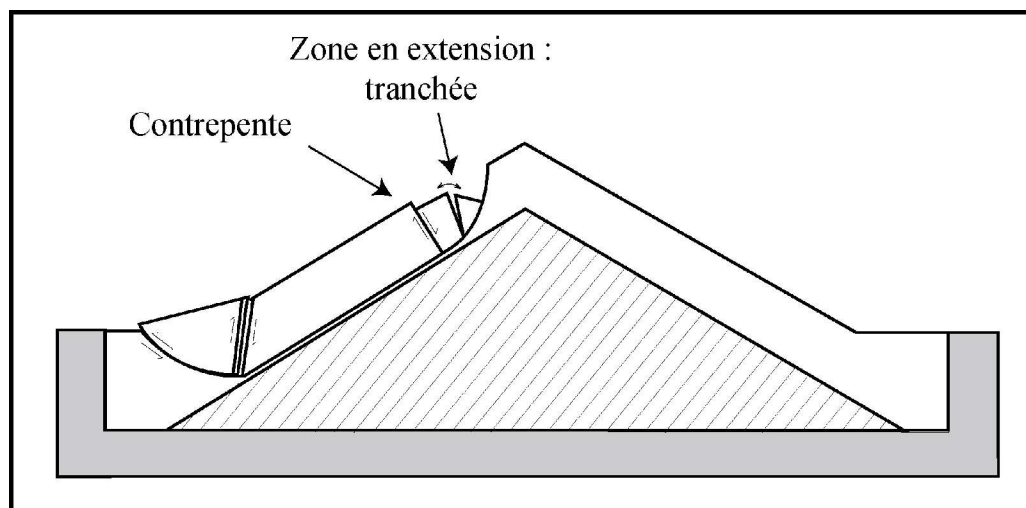


Figure 9 : Formation des tranchées dans un modèle avec altération superficielle

Il semble donc que le mécanisme de déformation proposé par Jahn ne soit pas l'origine d'un DSGSD, mais une conséquence de l'interaction d'un DSGSD avec des discontinuités

structurales pré-existantes.

Modèle de Beck (1967) (Fig. 4D):

Pour Beck la déformation est localisée le long de fractures qu'il appelle « failles gravitaires ». Cet auteur présente trois hypothèses (voir Fig. 4D), les deux premières proposent des fractures rectilignes, et la troisième des fractures en arc de cercle. L'état de contraintes au sein d'un massif évolue avec la profondeur. Les fractures proposées par Beck pour ses deux premiers modèles, dont l'orientation est indépendante de l'état de contrainte, sont donc mécaniquement irréalistes. La troisième possibilité, avec des fractures en arc de cercle, est tout à fait semblable aux résultats obtenus dans le cadre de nos modèles. Pour Beck cette possibilité était cependant la moins crédible. En effet il considère le fait que la fracture affleure en base et en haut de versant sur des cotés opposés par rapport à la crête comme très improbable.

4.3 Perspectives

4.3.1 Développement de la méthode de modélisation

Des travaux sont actuellement en cours pour améliorer la méthode de modélisation présentée et utilisée dans le cadre de cette thèse. Ces travaux consistent principalement en la mise au point d'une méthode de restitution du relief sous forme de modèles numériques de terrain, permettant de fournir des cartes de déformation tridimensionnelles et de localiser les fractures. Ils sont effectués dans le cadre du projet GEOLSTEREO, en collaboration avec des chercheurs de l'INRIA de Grenoble spécialisés dans l'imagerie 3D. Ces travaux se basent sur le traitement de couples d'images stéréoscopiques (stéréophotographies). Si la stéréophotogrammétrie est une méthode maintenant assez classique pour réaliser des MNT d'une surface à un temps donné, l'obtention de cartes de déformations tridimensionnelles est encore problématique. Ceci est particulièrement vrai lorsque la surface étudiée évolue par création et évolution de fractures.

A l'heure actuelle nous avons construit un dispositif d'acquisition d'image stéréoscopiques. Ce dispositif utilise deux capteurs optiques haute résolution afin de prendre en un même instant des couples de photographies stéréoscopiques. Les points de vue sont identiques pour chaque couple de photographies, grâce à un système de calage à la fois des capteurs optiques et du modèle. Cette précision est importante pour pouvoir comparer des modèles numériques de terrain réalisés à des stades d'avancement différents. La méthode permet pour l'instant de réaliser des MNT de modèles à la précision de 0,1 mm (Fig. 10).

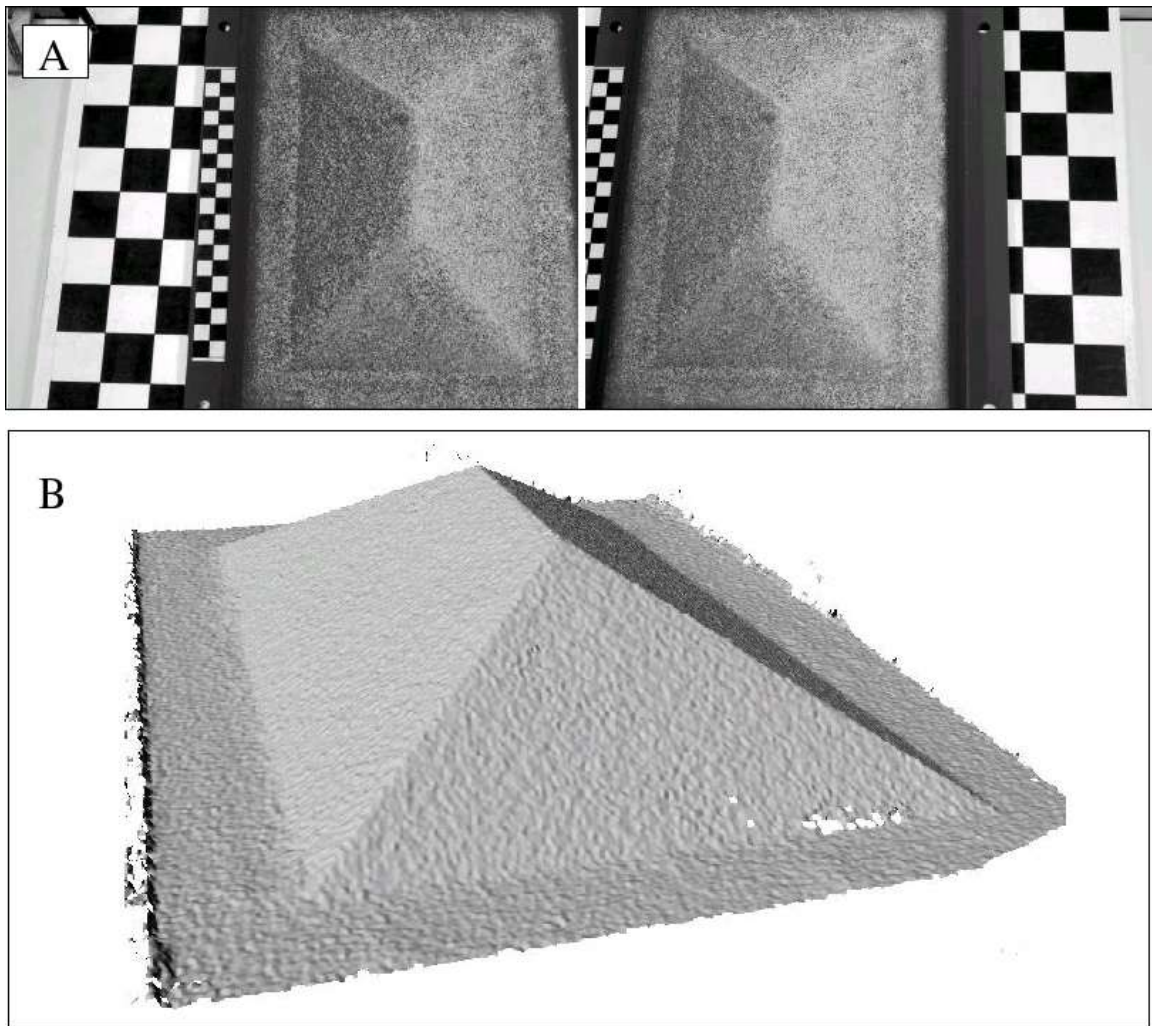


Figure 10 : Résultat préliminaire obtenu dans le cadre du projet GEOLSTEREO. (A) Paire stéréoscopique d'un modèle, (B) MNT.

Un nouveau procédé est en cours de développement afin de permettre de déterminer le champ de déplacement de chaque point de la surface du modèle, mais également d'obtenir des informations essentielles pour la localisation précise et la direction des fractures. La méthode a pour l'instant été testée sur des images synthétiques de petite taille. Elle devrait prochainement être disponible pour des images de grande taille haute résolution nécessaires à la précision désirée. En effet un des buts de ce développement est de quantifier les déformations irréversibles non observables à l'oeil nu (avant la formation de macro-fractures). Une précision de l'ordre du micromètre dans la localisation et les déplacements de chaque point est donc nécessaire.

4.3.2 Prise en compte des DSGSD en géologie structurale

Les orogènes récents (Alpes, Nouvelle-Zélande, Rocheuses) présentent fréquemment de nombreuses failles normales. Ces failles sont généralement attribuées à la gravité si elles sont d'extension limitée et présentent des caractéristiques particulières, comme le fait d'être parallèles à la ligne de crête ou de présenter un jeu variable latéralement (Persaud et Pfiffner, 2004). Les failles normales de plus grande extension sont en revanche généralement attribuées à une phase de néotectonique extensive, sans que soit clairement établi l'effet possible de la gravité (Sauro et Zampieri, 2002; Champagnac et al., 2003; Sue et Tricart, 2003). Nos résultats de modélisation ont montré que des unités de roche de très grande taille (de volume comparable à celui de la montagne), peuvent être mobilisées par la gravité, et donc générer des failles normales gravitaires. Ainsi il semble raisonnable de penser que la gravité peut être à l'origine de failles plurikilométriques, traversant l'ensemble d'un édifice montagneux. L'origine des failles normales de grande extension peut donc être expliquée sans prendre en compte un contexte tectonique extensif. On peut aller plus loin, et se demander comment un champ de contraintes tectoniques compressif affecte l'état des contraintes dans la partie supérieure des versants qui sont le siège des destabilisations gravitaires. Nous avons réalisé un calcul numérique pour répondre à cette question en étudiant la répartition des contraintes au sein d'un massif en contexte compressif. Ceci a été fait avec le code ADELI précédemment utilisé.

Un massif contenant trois montagnes (Fig. 11) a été soumis à un champ de gravité et une compression au niveau des faces latérales. Le matériau représenté possède les propriétés mécaniques de *Slope*¹. Les conditions de pression et de gravité ont été choisies de manière à ce que le matériau ne subisse pas de déformation plastique. C'est donc l'état de contraintes en domaine élastique qui est ici étudié. Ainsi l'accélération imposée au modèle est de $50\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$, et les faces latérales subissent une pression de 1000 Pa. La contrainte gravitaire verticale atteint donc la valeur de la contrainte tectonique horizontale pour une profondeur équivalente à la hauteur de la montagne. Si l'on observe la montagne centrale (dont l'état de contraintes n'est pas influencé par les conditions aux limites), on peut voir que la profondeur à laquelle la contrainte horizontale est comparable à celle appliquée aux faces latérales est d'environ 2/3 de la hauteur de la montagne. Cette profondeur est largement supérieure à la profondeur à laquelle les déformations gravitaires sont observées en l'absence de compression latérale. Au sein de la montagne centrale la contrainte horizontale est inférieure ou égale à la moitié de la contrainte tectonique. Cela nous montre bien que l'influence des contraintes tectoniques est limitée. Ainsi on peut obtenir des destabilisations gravitaires impliquant une montagne dans son ensemble, même si à l'échelle régionale le contexte tectonique est compressif.

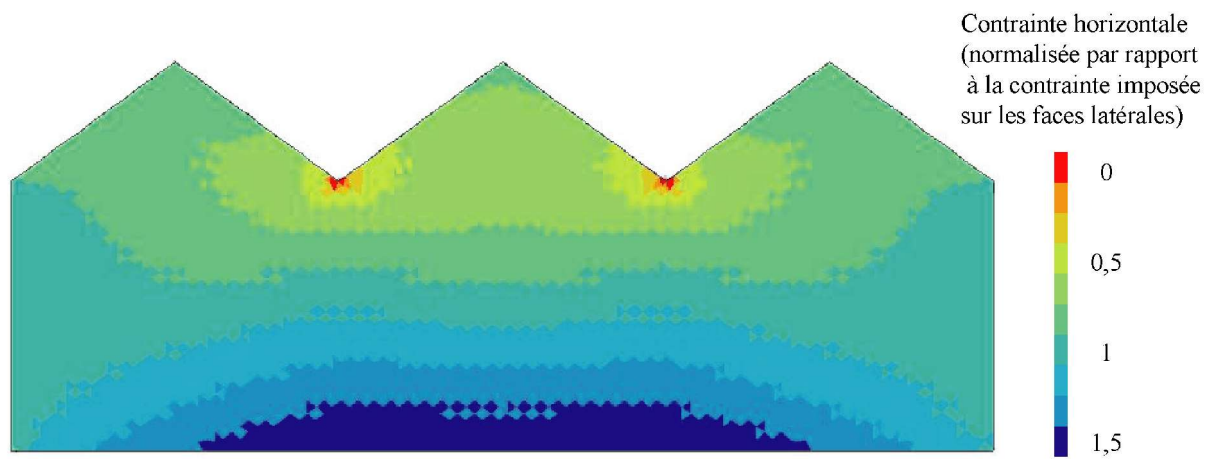


Figure 11 : Evolution de la contrainte horizontale au sein d'un modèle en contexte compressif.

Les précédents critères de différenciation ne suffisent donc pas à attribuer une origine aux structures extensives observées. Celles-ci sont donc vraiment liées à une compétition entre surrection et érosion. Cette hypothèse vient appuyer le concept déjà assez ancien d'effondrement gravitaire des chaînes de montagne (Van Bemmelen, 1950; De Sitter, 1954; Von Engelen, 1963; Dewey, 1988). C'est donc une perspective importante que d'utiliser nos modèles pour apporter de nouveaux éléments dans la détermination de l'origine des structures, en précisant, pour une région donnée, quelles peuvent être les structures d'origine gravitaire, et quels indices à rechercher pour confirmer cette origine (relation par rapport à la topographie, localisation des structures compressives...). Là encore c'est un aller retour entre modèles et observations de terrain qui permettra une meilleure compréhension de l'évolution géologique d'une région donnée.

Conclusion

Les mouvements gravitaires en milieu rocheux sont des phénomènes complexes dont la compréhension passe par des observations de terrain mais aussi par la réalisation de modèles. Jusqu'à présent ces modèles ont majoritairement été obtenus avec des outils de simulation numérique. Ces outils présentent toutefois des limites comme la prise en compte du caractère tridimensionnel des mouvements gravitaires ou du calcul en grande déformation non élastique. Ces limites pouvant être dépassées par une approche de modélisation physique, il était particulièrement important de développer un tel outil. Pour qu'une telle approche de modélisation physique soit pertinente, il faut toutefois respecter les critères de similarité. Le premier objectif de la thèse a donc été de finaliser la mise au point d'un tel protocole expérimental récemment conçu.

Cet outil a tout d'abord été utilisé en vue d'étudier les mouvements de terrain de type « glissements de terrain » à l'image du glissement de « La Clapière », notamment afin de déterminer les conditions nécessaires à leur déclenchement. Il a ensuite été utilisé pour étudier le phénomène de Deep-Seated Gravitational Slope Deformation (DSGSD), afin de déterminer les conditions de leur mise en place ainsi que la nature de la déformation en profondeur et les liens entre ces déformations profondes et les mouvements gravitaires plus superficiels.

Nous avons mis en évidence que les glissements de terrain pouvaient apparaître en association avec des DSGSD très profonds, ou seuls dans le cas où la structure du massif est bien particulière. Nous avons observé des glissements de terrain sans autres structures gravitaires dans le cas de massifs hétérogènes superficiellement altérés et éventuellement faillés. Dans le cas où des failles découpent de tels massifs, nous avons pu montrer que ces dernières ont une influence secondaire sur la localisation et le volume des glissements de terrain. Dans le cas d'un massif superficiellement altéré, la présence de failles ne semble donc pas favoriser le déclenchement des glissements de terrain mais contrôle en partie leur géométrie.

Les modèles physiques montrent que les DSGSD sont observés au sein de massifs homogènes, mais également au sein de massifs découpés par des failles majeures. Les lois d'échelle nous ont permis de contraindre les conditions de déclenchement des DSGSD et notamment de déterminer la résistance effective à l'échelle du massif. Ainsi pour une montagne de 2000m de dénivelé, la résistance minimale effective de l'édifice est comprise entre 10 et 20 MPa selon que le massif est homogène ou parcouru par des failles majeures. Les DSGSD sont caractérisés par une rupture très profonde. En l'absence de contrôle structural, cette profondeur est équivalente à la hauteur de l'édifice. Certaines zones périphériques de la masse mobilisée sont intensément fracturées. Ces fractures fragilisent le

matériau et favorisent les circulations de fluides et donc l'altération. Ces zones sont donc particulièrement susceptibles d'être mobilisées sous forme de mouvements gravitaires superficiels.

Nous avons également montré que l'effet de la topographie sur les déstabilisations gravitaires était important. En effet la répartition des mouvements gravitaires est contrôlée par la topographie à grande échelle, c'est-à-dire à la fois celle du versant considéré, mais aussi celle de la montagne dans son ensemble et celle des montagnes avoisinantes. Une topographie irrégulière génère des déstabilisations à différentes échelles. Ainsi aux DSGSD sont associés des glissements de terrain de petite taille (de l'ordre de la centaine de mètre de longueur) mais aussi des mouvements de taille intermédiaire (quelques centaines de mètres).

L'étude des DSGSD est donc de première importance en géomorphologie et en géologie structurale par les formes particulières et les failles qu'ils génèrent. Cette étude est aussi de première importance en prévention des risques naturels. En effet même si les DSGSD ne sont pas un risque naturel étant donné l'échelle de temps sur laquelle ils évoluent, ils sont à l'origine de mouvements gravitaires évoluant à plus petite échelle d'espace et de temps. Les mouvements gravitaires de petite taille ne doivent plus être étudiés isolément, mais en prenant en considération la déformation gravitaire à grande échelle.

Références Bibliographiques

1. **Agliardi, F., Crosta, G., Zanchi, A.**, 2001. Structural constraints on deep-seated slope deformations kinematics, *Eng. Geol.*, 59, 83-102, 2001.
2. **Adhikary D.P., Dyskin, A.V.**, 1997. A Cosserat continuum model for layered materials. *Computers and Geotechnics*, 20, 1, 15-45.
3. **Alfonsi, P., Durville, J.-L., Rachez, X.**, 1998. Quelques applications de la méthode des éléments distincts en mécanique des roches. *Bulletin de liaison des laboratoires des Ponts et Chaussées*, 214, 31-43.
4. **Allersma, H.G.B., Esposito G.M.**, 2000. Optical analysis of pollution transport in geotechnical centrifuge tests. *Int. Symp. on physical modeling in environmental geotechnics*, J. Granier - L. Thorel – E. Haza (Ed.), Nantes (France), 3-11.
5. **Allison, R. J.**, 1992. Landslide types and processes, in *The Coastal Landforms of West Dorset*, Geologists' Association, Edited by R. J. Allison, pp. 35 – 49.
6. **Ambrosi, C., Crosta, G.B.**, 2006. Large sackung along major tectonic features in the Central Italian Alps. *Eng. Geol.* 83, 183-200.
7. **Amitrano, D.**, 2004. Emergence de la complexité dans un modèle simple de comportement mécanique des roches, *C. R. Geoscience* 336, 505-512.
8. **Augustinus., P.C.**, 1995. Glacial valley cross-profile development: the influence of in situ rock stress and rock mass strength, with examples from the Southern Alps, New Zealand, *Geomorphology*, 14, 87-97.
9. **Azzoni, A., La Barbera, G., Zaninetti, A.**, 1995. Analysis and prediction of rockfalls using a mathematical model. *Int. J. Rock. Mech. Min. Sci & Geomech. Abstr.*, 32, 7, 709-724.
10. **Bachmann, D., Bouissou, S., Chemenda, A.**, 2004. Influence of weathering and pre-existing large scale fractures on gravitational slope failure: insights from 3-D physical modelling. *NHESS* 4, 711-717.
11. **Bachmann, D., Bouissou, S., Chemenda, A.**, *soumis*. Analysis of massif fracturing during Deep Seated Gravitational Slope Deformation by physical and numerical modeling, *Geomorphology*.
12. **Bachmann, D., S. Bouissou S., Chemenda, A.**, *soumis*, Comparison between discrete and continuous gravity loading in physical modeling of gravitational rock mass movements, *C.R. Geoscience*.
13. **Bachmann, D., Bouissou, S., Chemenda, A.**, 2006, Influence of large scale topography on mountains gravitational destabilization, *Geophys. Res. L.*, 33, No. 21, L21406, doi: 10.1029/2006GL028028.
14. **Barla, G., Chiriotti, E.**, 1995. Insights into the behaviour of the large deep-seated gravitational slope deformation of Rosone, in the Piedmont region (Italy). *Felsbau* 13, 425 – 432.

15. **Bassato, G., Cocco S., Silvano, S.**, 1985. Programma di simulazione per lo scoscendimento di blocchi rocciosi. *Dendronatura* 6, 2, 34–36.
16. **Beck, A.C.**, 1968. Gravity faulting as a mechanism of topographic adjustment. *New Zealand Jour. Geol. Geoph.* 11 (1), 191-199.
17. **Bemmelen (van) R.W.**, 1950. Gravitational tectogenesis in Indonesia. *Geol. en Mijnb.*, 12, 351-361
18. **Benko, B.**, 1997. Numerical modelling of complex slope deformations, *PhD Thesis*, 366 pp., Department of Geological Sciences, University of Saskatchewan, Canada.
19. **Bhasin, R., Kaynia, A.**, 2004. Static and dynamic simulation of a 700-m high rock slope in western Norway, *Engineering Geology*, 71, 213-226.
20. **Bieniawski, Z. T.**, 1976. Rock mass classification in rock engineering. In: *Exploration for rock engineering, Proc. Symp.*, Bri. Geotech. Soc. London, 209-214.
21. **Bieniawski, Z. T.**, 1978. Determining Rock Mass Deformability: Experience from Case Histories. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.*, 15, 237-247.
22. **Bigot-Cormier, F., Poupeau, G., Sosson, M.**, 2000. Dénudations différentielles du massif cristallin externe alpin de l'Argentera (Sud-Est de la France) révélées par thermochronologie traces de fission (apatites, zircons). *C.R. Géoscience*, 5, 363-370.
23. **Biot M.A.**, 1973. Non linear and semi-linear rheology of porous solids, *J. Geophys. Res.*, 78: 4924-4927.
24. **Bisci, C., Burattini, F., Dramis, F., Leoperdi, S., Pontoni, F., Pontoni, F.**, 1996. The Sant'Agata Feltria landslide (Marche Region, central Italy): a case of recurrent earth flow evolving from a deep-seated gravitational slope deformation, *Geomorphology* 15, 351-361.
25. **Bjerrum, L.**, 1967. Progressive failure in slopes of overconsolidated plastic clay and clay shales, Third Terzaghi Lecture, Journal of the soil mechanics and foundations division, *proceedings of the American Society of Civil Engineers*, pp. 49.
26. **Bobet, A.**, 1999. Analytical solutions for toppling failure. *Int. J. Rock. Mech. Min. Sci. Geomech.*, 36, 971-980.
27. **Bonzanigo, L., Eberhardt, E., Loew, S.**, 2001. Hydromechanical factors controlling the creeping Campo Vallemaggia landslide, *Proceeding: Landslides-Causes, impacts and countermeasures*, Davos, Switzerland, pp. 13-22.
28. **Bois, T.**, 2006. Etude du role des hétérogénéités structurales de faible extension sur la déstabilisation des massifs rocheux. *Master recherche*, université de Nice-Sophia Antipolis, pp. 38.
29. **Bovis, M.G.**, 1982. Uphill-facing (antislope) scarps in the Coast Mountains, southwestern British Columbia, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 93, 804-812.
30. **Bovis MJ., Evans SG.**, 1996. Extensive deformations of rock slopes in southern Coast Mountains, southwest British Columbia, Canada, *Engineering Geology*, 44, 163-182.

31. **Bozzolo, D., Pamini, R.**, 1986. Modello matematico per lo studio della caduta dei massi. Laboratorio di Fisica Terrestre ICTS. Dipartimento Pubblica Educazione, Lugano-Trevano, 89pp.
32. **Braathen, A., Blikra, L.H., Berg S.S., Karlsen, F.**, 2004. Rock-slope failures in Norway; type, geometry, deformation mechanisms and stability, *Norwegian journal of geology* 84, 67-88.
33. **Brady, B.H.G., Brown, E.T.**, 1985. Rock Mechanics for Underground Mining, edited by George Allen & Unwin, London.
34. **Broch, E.**, 1974. The influence of water on some rock properties. *Proceedings 3rd Congress ISRM*, 33–38, Denver.
35. **Brückl, E., Parotidis M.**, 2004. Prediction of slope instabilities due to deep-seated gravitational creep, *Natural Hazards and Earth System Sciences* 5, 155-172.
36. **Brueckl, E., Parotidis, M.**, 2001. Estimation of large-scale mechanical properties of a large landslide on the basis of seismic results, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* 38, 877 – 883.
37. **Burdine, N.T.**, 1963. Rock failure under dynamic loading conditions, *Soc. Petr. Eng. J.*, 3, pp. 1–8.
38. **Cappa, F., Guglielmi, Y., Merrien-Soukatchoff, V., Mudry, J., Bertrand C., Charmoille, A.**, 2004. Hydromechanical modeling of a large moving slope inferred from slope levelling coupled to spring long-term hydrochemical monitoring: example of La Clapière landslide (France, 06), *J. Hydrol.* 291, 67–90.
39. **Casson, B., Delacourt, C., Allemand, P.**, 2005. Contribution of multi-temporal remote sensing images to characterize landslide slip surface – Application to the La Clapière landslide (France). *NHESS*, 5, 425-437.
40. **Casson, B., Delacourt, C., Baratoux, D., Allemand, P.**, 2003. Seventeen years of the "La Clapière" landslide evolution analysed from ortho-rectified aerial photographs. *Engineering, geology*, 68, 1-2, 123-139.
41. **Champagnac, J.-D., Sue, C., Delacou, B., Burkhard, M.**, 2003. Brittle orogen-parallel extension in the internal zones of the Swiss Alps (South Valais). *Eclogae geol. Helv.*, 96, 325-338.
42. **Chemenda, A., Bouissou, S., Bachmann, D.**, 2005. 3-D Physical Modeling of Deep-Seated Landslides: new technique and first results, *J. Geophys. Res.*, Vol. 110, doi: 10.1029/2004JF000264.
43. **Chemenda, A.I., Mattauer, M., Malavieille, J., Bokun, A.N.**, 1995. A mechanism for syn-Collisional Deep Rock Exhumation and Associated Normal Faulting: Results from Physical Modeling, *Earth and Planet Sci. Lett.*, 132, 225-232.
44. **Chigira, M.**, 1985. Mass rock creep of crystalline schist: minor structures formed by mass rock creep, *J. Jap. Soc. Eng. Geol.* 26, 25 – 79, 1985.
45. **Chigira, M.**, 2001. Micro-sheeting of granite and its relationship with landsliding specially

- after the heavy rainstorm in June 1999, Hiroshima prefecture, *Japan, Eng. Geol.*, 29, 219-231.
46. **Chowdhury, R. N.**, 1978. Slope Analysis. Elsevier North-Holland Inc. pp.423.
47. **Corte, J.-F., Garnier, J.**, 1986. Une centrifugeuse pour la recherche en géotechnique, *Bulletin de liaison des laboratoires ponts et chaussées*, 146, pp. 5-28, LCPC, nov-déc.
48. **Corti, G.**, 2004. Centrifuge modelling of the influence of crustal fabrics on the development of transfer zones: insights into the mechanics of continental rifting architecture, *Tectonophysics*, 384, 1-4, 191-208.
49. **Crosta, G.B.**, 1996. Landslide, spreading, deep seated gravitational deformation: analysis, examples, problems and proposals. *Geogr. Fis. Dinam. Quat.* 19, 297-313.
50. **Crosta, G., Zanchi A.**, 2000. Deep seated slope deformations. Huge, extraordinary, enigmatic phenomena, *Proceeding of the 8th International Symposium on Landslides*, pp. 126-131, edited by E. Bromhead, Cardiff.
51. **Cruden, D.M.**, 2003. The shapes of cold, high mountains in sedimentary rocks. *Geomorphology*, 55, 249-261.
52. **Cruden, D. M., Varnes, D. J.**, 1996. Landslide types and processes; In: Landslides Investigation and Mitigation, A. K. Turner and R. L. Schuster, eds.: National Research Council, Transportation Research Board, Special Report 247, p. 36-75.
53. **Cundall, P.A.**, 1971. A computer model for simulating progressive, large-scale movements in blocky rock systems. *Proceedings of the symposium of the international society of rock mechanics*, Nancy, France, 1, paper II-8.
54. **Daly, S., Munro, W.K. et Stacey, P.F.**, 1988. Slope stability studies for the Lornex Pit. *proceedings of the 12th CIM district six meeting (Fernie, B.C., September, 28 to october, 1, 1988)*, (Golder associates (Western Canada) Ltd., Report September 1988.
55. **Davies, T.R., McSaveney, M.J.**, 1999. Runout of dry granular avalanches. *Can. Geotech. J.*, 36, 313-320.
56. **Depountis, N., Harris, C., Davies, M.C.R.**, 2001. An assessment of miniaturised electrical imaging equipment to monitor pollution plume evolution in scaled centrifuge modelling. *Engineering geology*, 60, 83-94.
57. **Descouedres, F., Zimmermann, T.**, 1987. Three-dimensional dynamic calculation of rockfalls, *Proceedings of the Sixth International Congress of Rock Mechanics*, Montreal, Canada, 337-342.
58. **De Sitter L.U.**, 1954. Gravitational gliding tectonics - an essay in comparative structural geology. *Amer. J. Science*, 252, 321-344.
59. **Dewey, J.F.**, 1988. Extensional collapse of orogens. *Tectonics*, 7, 1123-1139.

- 60.**Diederichs, M.S.**, 1999. Instability of hard rockmasses: the role of tensile damage and relaxation. PhD Thesis., Department of civil engineering, University of Waterloo, Waterloo, Canada, pp. 566.
- 61.**Di Luzio, E., Saroli, M., Esposito, C., Bianchi-Fasani, G., Cavinato, G.P., Scarascia-Mugnozza, G.**, 2004. Influence of structural framework on mountain slope deformation in the Maiella anticline (Central Apennines, Italy), *Geomorphology*, 60, 417-432.
- 62.**Donnadieu, F., Merle O.**, 1998. Experiments on the indentation process during cryptodome intrusion: new insights into Mount St Helens deformations. *Geology* 26, 79 – 82.
- 63.**Dramis, F.; Sorriso-Valvo, M.**, 1994. Deep-seated gravitational slope deformations, related landslides and tectonics, *Engineering Geology*, 231-243.
- 64.**Eberhardt E., Stead, D., Coggan, J.**, 2004. Numerical analysis of initiation and progressive failure in natural rock slopes – the 1991 Randa Rockslide. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.* 41, 69 – 87.
- 65.**Einstein, H.H., Lee, J.S.**, 1995. Topological slope stability analysis using a stochastic fracture geometry model, in *Fractured and Jointed rock masses*, Mer, Cook, Goodman and Tsang (eds.), Balkema, Rotterdam, p. 89-98.
- 66.**Engelen (von) G.B.**,1963). Gravity tectonics in the North-Western Dolomites (N.Italy). *Geol. Ultraiec.*, 13, 1-92.
- 67.**Fabbri, O., Cappa, F.**, 2001. Apports de l'analyse structurale à la compréhension de la dégradation du glissement de la Clapière, Massif du Mercantour, Alpes Maritimes. *S. Spé. Soc. Géol. Fr.*, 13-14.
- 68.**Feda, J.**, 1973. Stability of natural slopes. *Proc. Int. Conf. Smfe.*, 6, Moskva.
- 69.**Ferrero, A. M., Segalini, A., Giani, G. P., Marro, C.**, 1996. Studi geomeccanici ed idrogeologici applicati alla frana di Randa, in: CNR-IRPI Convegno Internazionale, La prevenzione delle catastrofi idrogeologiche: il contributo della ricerca scientifica, edited by Torino, Alba, 145 154, 1996. PNR31.
- 70.**Ferrucci, F., Amelio, M., Sorriso-Valvo, M., Tansi, C.**, 2000. Seismic prospecting of a slope affected by deep-seated gravitational slope deformation: the Lago Sackung, Calabria, Italy. *Engineering Geology*, 57, 53-64.
- 71.**Follacci, J.-P.**, 1987. Les mouvements du versant de La Clapière à Saint-Étienne-de-Tinée (Alpes-Maritimes), *Bull. Lab. Ponts et Chaussées* 220 (150–151), 107–109.
- 72.**Forcella, F.**, 1984. The sackung between Mount Padrio and Mount Varadega, central alps, Italy: A remarkable example of slope gravitational tectonics. *Mediterranée* 51, 81 – 92.
- 73.**Fruneau, B., Achache, J., Delacourt, C.**, 1996. Observation and modelling of the Saint-Étienne-de-Tinée landslide using SAR interferometry. *Tectonophysics*, 256, 3-4, 181- 190.
- 74.**Furuya, G., Sassa, K., Hiura, H., Fukuoka, H.**, 1999. Mechanisms of creep movement caused by landslide activity and underground erosion in crystalline schist, Shikoku Island,

southwestern Japan, *Engineering geology*, 53, 311-325.

75. **Gillon, M. D., Hancox, G. T.:** Cromwell Gorge landslides : a general overview. In: Bell D. (Ed.), *Proceedings 6th Int. Symp. Landslides*, Christchurch, Balkema, Rotterdam, pp. 83 – 102, 1992.
76. **Girod F, Théliin, P.,** 1998. Weathering of granitic rocks in the Alps : preliminary results from orthogneiss associated with the Randa rockfall (Matter – Valley, Valais, Switzerland), *Schweiz. Mineral. Petrogr. Mitt.*, 78,179 – 184.
77. **Goodman, R. E.,** 1980. *Introduction to Rock Mechanics*, edited John Wiley and Sons, New York.
78. **Goodman, R.E., Bray, J.W.,** 1977. Toppling of rock slopes. In: *Proceedings, Special conference on rock engineering for foundations and slopes*, 2, Boulder, CO: ASCE, p. 201-234.
79. **Guglielmi, Y., Cappa, F., Binet, S.,** 2005. Coupling between hydrogeology and deformation of mountainous rock slopes: Insights from La Clapière area (southern Alps, France). *C. R. Geosciences*, 337, 1154-1163.
80. **Gunzburger, Y., Laumonier, B.,** 2002. Origine tectonique du pli supportant le glissement de terrain de la Clapière (Nord-Ouest du massif de l'Argentera–Mercantour, Alpes du Sud, France) d'après l'analyse de la fracturation, *Comptes Rendus Geosciences*, 415-422.
81. **Gutiérrez-Santolalla, F., Acosta, E., Ríos, S., Guerrero, J., Lucha, P.,** 2005. Geomorphology and geochronology of sackung features (uphill-facing scarps) in the Central Spanish Pyrenees, *Geomorphology*, 9, 298-314.
82. **Guzzetti, F., Crosta, G., Detti, R. Agliardi, F.,** 2002. STONE: a computer program for the three-dimensional simulation of rock-falls. *Computers & Geosciences*, 28, 1079-1093.
83. **Haimson, B.C., Kim, C.M.,** 1972. Mechanical behaviour of rock under cyclic fatigue. In: Cording EJ, editor. *Stability of rock slopes, Proceedings of the 13th Symposium on Rock Mechanics*, New York:ASCE, p. 845–63.
84. **Hajiabdolmajid, V., Kaiser, P.K., Martin, C.D.,** 2002. Modelling brittle failure of rock. *Int. J. Rock Mech. & Min. Sciences*, 39, 731-741.
85. **Hajiabdolmajid, V., Kaiser, P.K.,** 2002. Slope stability assessment in strain-sensitive rocks. in *EUROCK 2002, Proceedings of the ISRM International Symposium on Rock Engineering for mountainous regions*, pp. 237 – 244, Funchal, Madeira.
86. **Hall, K., André, M.F.,** 2001. New insights into rock weathering from high-frequency rock temperature data: an Antarctic study of weathering by thermal stress, *Geomorphology* 41, 23 – 35.
87. **Hampel, A., Hetzel, R.,** 2006. Response of normal faults to glacial-interglacial fluctuations of ice and water masses on Earth's surface, *Journal of Geophysical Research*, 111, doi: 10.1029/2005JB004124.

88. **Harris, L.B., Koyi, H.A.**, 2003. Centrifuge modelling of folding in high-grade rocks during rifting, *Journal of Structural Geology*, 25, 2, 291-305
89. **Hassani, R.**, 1994. Modélisation numérique de la déformation des systèmes géologiques. *PhD thesis*, université de Montpellier II, France, pp. 139.
90. **Hencher, S. R., Liao, Q.H., Monaghan, B.G.**, 1996. Modelling slope behaviour for open pits, *Trans I.M.M. Sect. A* 105, 37 – 47.
91. **Hippolyte, J.-C., Brocard, G., Tardy, M., Nicoud, G., Bourlès, D., Braucher, R., Ménard, G., Souffaché, B.**, 2006. The recent fault scarps of the Western Alps (France): Tectonic surface ruptures or gravitational sacking scarps? A combined mapping, geomorphic, levelling, and ¹⁰Be dating approach, *Tectonophysics*, 418, 255-276.
92. **Hoek, E., Bray, J.W.**, 1991. Rock Slope Engineering. Elsevier science publishing, New York, pp.358.
93. **Hoek, E., Brown, E.T.**, 1980. Empirical Strength Criterion for Rock Masses, *Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division*, 106, 1013-1035.
94. **Hoek, E., Brown, E.T.**, 1997. Practical estimates of rock mass strength. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, 8, 1165-1186.
95. **Hsü, K. J.**, 1975. On sturzstroms – catastrophic debris streams generated by rockfalls. *Bull. geol. soc. Amer.*, 86, 120-140.
96. **Hürlimann, M., Ledesma, A., Corominas, J., Prat, P.T.** 2006. The deep-seated deformation at Encampadana, Andorra: Representation of morphologic features by numerical modelling, *Engineering Geology*, 83, 343-357.
97. **Hutchinson, J. N.**, 1988. General Report: morphological and geotechnical parameters of landslides in relation to geology and hydrogeology. *Proc. 5th Int. Symp. on Landslides*. Lausanne, Balkema. 1, pp 3-35.
98. **Hutchinson, J. N.**, 1995. Deep-seated mass movements on slopes. *Mem. Soc. Geol. It.*, 50, 147-164.
99. **Ischi, H., Keusen, H.R., Sceller, E.**, 1991. Bergstruz Grossgufer vom April/Mai 1991. *Zusammenfassender Berichte über die Aktivität der Geotest A.G.*, unpublished report number 91126, Geotest, Martigny.
100. **Iovine, G., Tansi, C.**, 1998. Gravity accomodated 'structural wedges' along thrust ramps: a kinematic scheme of gravitational evolution, *Natural Hazards*, 17, 195-224, 1998.
101. **Issen K.A., Rudnicki, J.W.**, 2000. Conditions for compaction bands in porous rock, *J. Geophys. Res.*, 105(B9): 21529-21536.
102. **Jaeger, J.C.**, 1971. Friction of rocks and stability of rock slopes, *Géotechnique*, 21, 2, 97-134.
103. **Jaeger, J.C.**, 1972. Rock mechanics and engineering, edited by Cambridge university press, London.

104. **Jaeger, J.C., Cook, N.G.W.**, 1969. Fundamentals of rock mechanics, Chapman and Hall, London, 593 pp.
105. **Jahn, A.**, 1964. Slopes morphological features resulting from gravitation. *Z. Geomorph.*, 5, 59-72.
106. **Jaoul, O., Tullis, J.A., Kronenberg, A.K.**, 1984. The effect of varying water content on the creep behaviour of Heavitree quartzite. *J. Geophys. Res.* 89, 4289-312.
107. **Jarman, D.** 2006. Large rock slope failures in the Highlands of Scotland: characterisation, causes and spatial distribution, *Eng. Geol.* 83, 161-182.
108. **Jomard, H., Guglielmi, Y., Lebourg, T.**, soumis. Morpho-tectonic control of gravitational movements in rock slopes: a morphological analysis in the western part of the Argentera massif, *Journal of structural geology*.
109. **Jones, C.L., Higgins, J.D., Andrew, R.D.**, 2000. Colorado Rockfall Simulation Program Version 4.0. Colorado Department of Transportation, Colorado Geological Survey, March 2000, pp. 127.
110. **Julian, M.**, 1991. Rockslides and water infiltration: three typical examples from the French Western Alps. *Z. Geomorphol. N.F., suppl.*, 83, 95-104.
111. **Julian, M., Anthony, E.**, 1996. Aspects of landslide activity in the Mercantour Massif and the French Riviera, southeastern France, *Geomorphology*, 15,3-4, 275-289.
112. **Kaneko, K., Otani, J., Noguchi, Y., Togashiki, N.**, 1997. Rock fracture mechanics analysis of slope failure, in *Deformation and Progressive Failure in Geomechanics*, pp. 671–676, Nagoya, Japan.
113. **Kato, J., Hada, S.**, 1980. Landslide of the Yoshino-Gawa water system and its geological aspects. Research Reports of Kochi University, *Natural Science* 28, 127 – 140.
114. **Keefer, D.K.**, 1984. Landslides caused by earthquakes. *Bulletin of the Geological Society of America*, 95, 406-421.
115. **Kellogg, K.S.**, 2001. Tectonic control on large landslide complex: Williams Fork Mountain near Dillon, Colorado, *Geomorphology* 41, 355-368.
116. **Kinakin, D., Stead, D.**, 2005. Analysis of the distributions of stress in natural ridge forms: implications for the deformation mechanisms of rock slopes and the formation of sacking. *Geomorphology* 65, 85-100.
117. **Kobayashi, Y., Harp, E.L., Kagawa, T.**, 1990. Simulation of rockfalls triggered by earthquakes. *Rock Mechanics and Rock Engineering* 23, 1–20.
118. **Kohlstedt, D.L., Evans, B., Mackwell, S.J.**, 1995. Strength of the lithosphere; constraints imposed by laboratory experiments, *J. Geophys. Res.*, 100, 17587-17602.
119. **Lanaro, F. Jing, L. Stephansson, O., Barla G.**, 1997. DEM modelling of laboratory tests of block toppling *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 34, 506-507.

120. **Lebourg, T., Jomard, H., Guglielmi, Y., Tric, E.**, soumis. Identification of the gravitational faults and the sliding zones on deep seated landslides by electrical surveying, *Journal of Applied Geophysics*.
121. **Lee, C.J., Wu, B.R., Chen, H.T., Chiang, K.H.**, 2006. Tunnel stability and arching effects during tunneling in soft clayey soil, *Tunnelling and Underground Space Technology*, 21, 2, 119-132
122. **Li, X.B., Lok, T.S., Zhao, J., Zhao, P.J.**, 2000. Oscillation elimination in the Hopkinson bar apparatus and resultant complete dynamic stress–strain curves for rocks. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*, 37, 1055-1060.
123. **Mahdavifar, M.R., Solaymani S., Jafari, M.K.**, 2006. Landslides triggered by the Avaj, Iran earthquake of June 22, 2002. *Eng. Geol.*, in press.
124. **Mahr, T.**, 1977. Deep-reaching gravitational deformation of high mountain slopes. *Iaeg Bull.* 16, 121-127.
125. **Mahr, T., Nemcok, A.**, 1977. Deep-seated deformations in the crystalline cores of the Tatra Mts. *Iaeg. Bull.* 16, 104-106.
126. **Maquaire, O.**, 2002. Aléas géomorphologique (mouvements de terrain) -processus, fonctionnement, cartographie- *HDR*, IPG Strasbourg, pp. 219.
127. **Maréchal, J.C.**, 1998. Les circulations d'eau dans les massifs cristallins alpins et leurs relations avec les ouvrages souterrains, *PhD Thesis 1769*, EPF, Lausanne, 298pp.
128. **Maréchal, J.C., Wyns, R., Lachassagne, P., Subrahmanyam, K., Touchard, F.**, 2003. Anisotropie verticale de la perméabilité de l'horizon fissuré des aquifères de socle : concordance avec la structure géologique des profils d'altération, *C. R. Geoscience*, 335, 451-460.
129. **Matsukura, Y.**, 1996. The role of the degree of weathering and groundwater fluctuation in landslide movement in a colluvium of weathered hornblende-gabbro. *Catena*, 27, 63-78.
130. **McCalpin, J.P., Irvine, J.R.**, 1995. Sackungen at the Aspen Highlands ski area, Pitkin County, Colorado. *Environmental and engineering geoscience* 1, 277-290.
131. **McCleary, J., Dohrenwend, J., Cluff, L., Hanson, K.**, 1978. 1972 earthquake studies, Washington public power supply system Nuclear Project Numbers 1 and 4. Woodward-Clyde Consultants, San Francisco, 75pp, unpublished report.
132. **Mège, D., Peulvast, J.-P., Masson, P.**, 2005. A planetary example of tectonic inversion: folding and thrusting in the Valles Marineris graben system on Mars. *Lunar and planetary science XXXVI*, 1772.
133. **Merle, O., Lénat, J.-F.**, 2003. Hybrid collapse mechanism at Piton de la Fournaise volcano, Reunion Island, Indian Ocean, *J. Geophys. R.*, 108, doi: 10.1029/2002JB002014.
134. **Merrien-Soukatchoff, V., Quenot, X. et Guglielmi, Y.**, 2001. Modélisation par éléments distincts du phénomène de fauchage gravitaire. Application au glissement de La Clapière (Saint-Etienne-de-Tinée, Alpes-Maritimes). *Revue Française de Géotechnique*,

95/96, 133-142.

135. **Miller, D.J., Dunne, T.**, 1996. Topographic perturbations of regional stresses and consequent bedrock fracturing, *J. Geophys. Res.*, 101 (B11), 25523-25536.
136. **Molnar, P.**, 2004. Interactions among topographically induced elastic stress, static fatigue and valley incision, *J. Geophys. Res.*, 109, F02010, doi: 10/2003JF000097.
137. **Mortara, S.G., Sorzana, P.F.**, 1987. Fenomeni di deformazione gravitativa profonda nell'arco alpino occidentale italiano. Considerazioni lito-strutturali e morfologiche, *Boll. Soc. Geol. It.*, 106, 303-314.
138. **Nemčok, A.**, 1972. Gravitational slope deformation in high mountains. *Proceedings of the 24th Int. Congress*, 1, Montreal, 132-141.
139. **Noverraz, F., Bonnard, C.**, 1992. L'écroulement de Randa, près de Zermatt, *Landslides, proceedings of the 6th international symposium*, Christchurch, ed. by Bell, D.H., Balkema, Rotterdam, 1, 165-170.
140. **Oehler, J.-F., Van Wyk De Vries, B., Labazuy, P.**, 2004. Landslides and spreading of oceanic hot-spot and arc shield volcanoes on Low Strength Layers (LSLs): an analogue modeling approach, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 144, 169-189.
141. **Parise, M., Sorriso-Valvo, M., Tansi, C.**, 1997. Mass movements related to tectonics in the Aspromonte massif (southern Italy), *Eng. Geol.*, 47, 89-106.
142. **Paronuzzi, P.**, 1987. Modelli di calcolo per l'analisi della propagazione di blocchi rocciosi in frana, *Rivista Italiana di Geotecnica*, 21 (4), 145-165.
143. **Paronuzzi, P., Artini, E.**, 1999. Un nuovo programma in ambiente Windows per la modellazione della caduta massi. *Geologia Tecnica e Ambientale* 1/99, 13-24.
144. **Paschinger, V.**, 1928. Untersuchungen uber Doppelerate – *ZS. f. Geomorph.* 3, Leipzig.
145. **Persaud, M., Pfiffner, O.A.**, 2004. Active deformation in the eastern Swiss Alps: post-glacial faults, seismicity and surface uplift. *Tectonophysics*, 385, 59-84.
146. **Petley, D.**, 1996. The mechanics and landforms of deep-seated landslides. In : *Advances in hillslopes processes*, edited by M.G. Anderson and S. M. Brooks, 823-835.
147. **Pfeiffer, T. J.**, Higgins, J.D., Schultz, R., Andrew, R.D., 1991. Colorado Rockfall Simulation Program Users Manual for Version 2.1. Colorado Department of Transportation, Denver, pp. 127.
148. **Piteau, D.R., Clayton, R.**, 1976. Computer Rockfall Model, *Proceedings of the Meeting on Rockfall Dynamics and Protective Works Effectiveness*, Bergamo, Italy, ISMES Publication No. 90, pp. 123-125.
149. **Porbaha, A., Goodings, D.J.**, 1996. Centrifuge Modeling of Geotextile-Reinforced Cohesive Soil Retaining Walls, *J. Geotech. Eng.*, 122, 10, 840-848.
150. **Radbruch-Hall, D.**, 1978. Gravitational creep of rock masses on slopes. In: Voight, B. (ed.), "Rockslides and avalanches natural phenomena" *Developments in Geotechnical*

- Engineering 14, Elsevier, Amsterdam, ch. 17, pp. 607-657.
151. **Ranalli, G.**, 1996. Rheology of the earth, Edited by Allen & Unwin, Boston.
152. **Rezzoug, A., Konig, D., Triantafyllidis, T.**, 2000. Scaling laws in centrifuge modelling for capillary rise in soils, *Int. Symp. on physical modeling in environmental geotechnics*, J. Granier - L. Thorel – E. Haza (Ed.), Nantes (France), pp. 217-224.
153. **Rizzo, V.**, 2002. GPS monitoring and new data on slope movements in the Maratea Valley (Potenza, Basilicata), *Physics and Chemistry of the Earth* 27, 1535-1544.
154. **Rizzo, V., Leggeri, M.**, 2004. Slope instability and sagging reactivation at Maratea (Potenza, Basilicata, Italy), *Eng. Geol.*, 71, 181-198.
155. **Romani, F., Lovell, C.W., Harr, M.E.**, 1972. Influence of progressive failure on slope stability. *Jour. of the soil mech. and foundations division*, American society of civil engineers, 98, 1209-1223.
156. **Sagaseta, C., Sanchez, J.M. Cañizal J.**, 2001. A general analytical solution for the required anchor force in rock slopes with toppling failure. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, 38, 421-435.
157. **Sanchez, J.M., Celemin, M., Sagaseta, C.**, 1982. Simulacion en modelo reducido de taludes en rocas diclasadas (scale model simulation of slopes in jointed rocks). In: *Simposio sobre obras de superficie en mecanica de rocas, I*, Madrid, Sociedad Española de mecanica del suelo y cimentaciones, 63-6.
158. **Sartori, M., Baillifard, F., Jaboyedoff, M., Rouiller, J.-D.**, 2003. Kinematics of the 1991 Randa rockslides (Valais, Switzerland). *NHESS*, 3, 423-433.
159. **Sauro U., Zampieri, D.**, 2002. Evidence of recent surface faulting and surface rupture in the Fore-Alps of Veneto and Trentino (NE Italy), *Geomorphology*, 40, 169-184
160. **Savage S.B., Hutter K.**, 1989. The motion of a finite mass of granular material down a rough incline, *J. Fluid Mech.* 199, 177–215.
161. **Savage, W.Z., Varnes, D.J.**, 1987. Mechanics of gravitational spreading of steep-sided ridges (sackung). *Jaeg Bull.* 3 (5), 31-36.
162. **Scavia, C., Barla, G., Bernaudo, V.**, 1990. Probabilistic stability analysis of block toppling failure in rock slopes. *Int. J. Rock. Mech. Min. Sci. Geomech.*, 27, 6, 465-478.
163. **Scavia, C.**, 1990. Fracture mechanics approach to stability analysis of rock slopes, *Eng. Fracture Mech.* 35, 899 – 910.
164. **Scavia, C.**, 1995. A method for the study of crack propagation in rock structures, *Géotechnique* 45, 447 – 463.
165. **Scholz, C.H.**, 1990. The mechanics of earthquakes and faulting. Cambridge University press, Cambridge. pp. 439.
166. **Scioldo, G.**, 1991. La statistica Robust nella simulazione del rotolamento massi. In: Proceedings Meeting La meccanica delle rocce a piccola profondità, Torino, Italy, 319–

167. **Serratrice, J.-F.**, 2001. Glissement de la Clapière. Comparaison des MNTs de 1970 à 1997. Journées de mécanique des sols et roches des LPC, Laboratoires ponts et chaussées, Nancy.
168. **Shemenda, A. I.**, 1994. Subduction: Insights from physical modeling. *Mod. Approaches Geophys.*, 11, 215 pp., Springer, New York.
169. **Schindler, C., Cuenod, Y., Eisenlohr, T., Joris, C.J.**, 1993. Die Ereignisse von 18 April und 9 Mai 1991 bei Randa (VS) – ein atypischer Bergstruz in Raten, *Eclogae geol. Helv.*, 86/3, 643-665.
170. **Singh, B.**, 1973. Continuum Characterization of Jointed Rock Masses: Part I—The Constitutive Equations, *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 10, 311-335.
171. **Sjöberg, S.**, 1996. Large scale slope stability in open pit mining – a review. Technical report, university of Lulea, pp. 229.
172. **Sorriso-Valvo, M., Gullà, G., Antronico, A., Tansi, C., Amelio, M.**, 1999. Mass-movement, geologic structure and morphologic evolution of the Pizzotto-Greci slope (Calabria, Italy). *Geomorphology* 30, 147-163.
173. **Stead, D. Eberhardt, E.**, (1997), Developements in the analysis of footwall slopes on surface coal mining. *Eng. Geol.* 46, 41- 61.
174. **Stevens, W.**, 1998, RocFall: a tool for probabilistic analysis, design of remedial measures and prediction of rockfalls. *M.A.Sc. Thesis*, Department of Civil Engineering, University of Toronto. Ontario, Canada, pp. 105.
175. **Stiny, J.**, 1926. Einiges uber Gesteinsklufte und Geländeformen in der Reisseckgruppe / Karnten, *Zs. f. Geomorph.* 1, Leipzig.
176. **Sue, C., Tricard, P.**, 2003. Neogene to ongoing normal faulting in the inner western Alps: A major evolution of the late alpine tectonics. *Tectonics*, 22, NO. 5, 1050, doi:10.1029/2002TC001426.
177. **Tabor, R.W.**, 1971. Origin of ridge-top depressions by large-scale creep in the Olympic Mountains. *Bull. Soc. Geol. Am.* 82, 1811-1822.
178. **Tamrakar, N.K., Yokota, S., Osaka, O.**, 2002. A toppled structure with sliding in the Siwalik Hills, midwestern Nepal. *Eng. Geol.*, 64, 4, 339-350.
179. **Terzaghi, K.**, 1950. Mechanisms of landslides, in Engineering geology volume, edited by Geological Society of America, Berkley.
180. **Tibaldi, A., Rovida, A., Corazzato, C.**, 2004. A giant deep-seated slope deformation in the Italian Alps studied by paleoseismological and morphometric techniques. *Geomorphology* 58, 27-47.
181. **Toni, G., Rizzo, V.**, 2001. Kinematic evolution and shear strength in the complex landslides of the Maratea valley (PZ, Italy), *Physics and Chemistry of the Earth*, 26, 677-

681.

182. **Turcotte, D.L., Schubert G.**, 1982. Geodynamics: Applications of Continuum Physics to Geological Problems, pp. 235-237, edited by John Wiley, New York.
183. **Varnes, D.J.**, 1978. Slopes movements types and processes, In: Landslides: analysis and control, Chap. 2, Schuster & Krizek ed., Transportation Research Board, National Academy of Science, special report 176, pp 11-33.
184. **Varnes, D.J., Coe, J.A., Godt, J.W., Savage, W.Z., Savage, J.E.**, 2000. Measurements of ridge-spreading movements (Sackungen) at Bald Eagle Mountain, Lake County, Colorado, II: continuation of the 1975-1989 measurements using a Global Positioning System in 1997 and 1999, Open-File report 00-205, on-line edition, U.S. Geological Survey.
185. **Varnes, D.J., Radbruch-Hall, D.H., Savage, W.Z.**, 1989. Topographic and structural conditions in areas of gravitational spreading of ridges in the western United States, *U.S. Geological Survey Professional Paper 1496*, 28pp.
186. **Veder, C.** 1981. Landslides and their stabilization. Springer-Verlag, New York, 247 pp.
187. **Vidal, N., Merle, O.**, 2000. Reactivation of basement faults beneath volcanoes: a new model of flank collapse. *J. Volcanol. Geother. Res.* 99, 9 – 26.
188. **Voight, B.**, 2000. Structural stability of andesite lava domes, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 358, 1663-1703.
189. **Whalley, W.B.**, 1984. Rockfalls. Chap. 7 in Slope instability, D. Brunsden and D.B. Prior (eds.): 217-256. Chichester, New York, Brisbane, Toronto, Singapore: John Wiley & Sons.
190. **Wang, W-N., Chigira, M., Furuya, T.**, 2003, Geological and geomorphological precursors of the Chiu-fen-erh-shan landslide triggered by the Chi-chi earthquake in central Taiwan, *Engineering geology*, 69, 1-13.
191. **Wyns, R., Gourry, J.C., Baltassat, J.M., Lebert, F.**, 1999. Caractérisation multiparamètres des horizons de subsurface (0-100m) en contexte de socle altéré, in 2^e colloque GEOFCAN, BRGM, IRD, UPMC, 105-110.
192. **Zanchi, A., Crosta, G.B., Stelluti, G., Sterlacchini, S.**, 2002. 3D geological modeling for slope stability problems. The case study of the Corno Zuccone sackung, Val Taleggio (Italy). *Mem. Soc. Geol. It.* 57, 585-594.
193. **Zaruba, Q., Mencl, V.**, 1982. Landslides and their control. Amsterdam, Oxford: Elsevier, 324 pp.
194. **Zischinsky, U.**, 1966. On the deformation of high slopes. *Proc. 1st conf. Int. Soc. Rock Mech.*, Lisbon. Sect 2, pp. 179-185.