

---

**Séquences de chevauchement,  
prédictions mécaniques, validation analogique  
et application à la chaîne de l'Agrio, Argentine**

---

THÈSE DE DOCTORAT  
présentée par

**Nadaya CUBAS**

Pour l'obtention du titre de Docteur de l'Université Paris XI  
(Spécialité Sciences de la Terre)

soutenue le 11 février 2009  
au laboratoire de Géologie de l'École Normale Supérieure  
Devant le jury composé de :

---

COBBOLD P.	D.R. Géosciences Rennes	Rapporteur
FRIZON DE LAMOTTE D.	Prof. Univ. Cergy-Pontoise	Invité
GUTSCHER M.A.	C.R. Univ. Européenne de Bretagne	Examinateur
LEROY Y.	D.R. ENS	Directeur
MAILLOT B.	M.C. Univ. Cergy-Pontoise	Co-directeur
PUBELLIER M.	C.R. ENS	Invité
RINGENBACH J.C.	Dpt. Géologie Structurale Total	Invité
SASSI W.	D.R. IFP	Rapporteur
ZEYEN H.	Prof. Univ. Paris Sud	Examinateur

---



## Résumé

Ce travail est composé de trois parties. Dans un premier temps, l'approche externe de l'analyse limite est utilisée pour prédire des séquences de chevauchements dans les prismes d'accrétion et les chaînes plissées d'avant-pays. Cette théorie permet en effet de prédire non seulement un premier système de faille mais également son évolution. Afin de valider cette nouvelle approche, les prédictions ont été comparées à la solution de Dahlen (1984) pour le cas d'un prisme critique. Afin de mieux comprendre les mécanismes responsables de la localisation des failles, l'influence de perturbations sur la pente critique des prismes a également été étudiée. L'évolution d'un système de faille a été obtenue grâce à l'introduction d'un adoucissement le long des rampes (sous forme d'une chute de leur coefficient de friction). On montre ainsi que les chevauchements en séquence se localisent systématiquement à la rupture de pente du prisme et que des hors-séquences se forment dans le but de conserver la pente critique. Une analyse paramétrique démontre que la friction basale contrôle le nombre de chevauchement. La durée de vie est elle dépendante de l'adoucissement effectué. Pour valider la théorie, nous nous sommes proposés de réaliser un travail d'inversion à partir de résultats d'expériences en boîte à sable. Pour pouvoir comparer prédictions théoriques et résultats expérimentaux, une première phase de détermination des variabilités intrinsèques aux expériences s'est avérée indispensable. Pour cela, une analyse statistique fine a été conduite sur une même expérience répétée plusieurs fois. Les distributions de probabilité pour les paramètres rhéologiques de l'expérience obtenues par inversion ont ensuite été comparées à des mesures indépendantes. Les premiers résultats sont particulièrement probants pour la friction interne du sable et la friction basale. La friction sur la rampe après adoucissement montre des valeurs particulièrement faibles, justifiant une analyse plus approfondie des résultats. La méthode développée a finalement été appliquée à l'étude des plis du Tromen et du Pampa Tril situés dans la chaîne de l'Agrio, en Argentine. Il existe pour ces plis deux modèles cinématiques actuellement en compétition, l'un en faveur de faille de socle, l'autre en faveur d'un décollement plus superficiel. L'objectif de cette application consistait à déterminer les forces requises par chacun d'eux. On démontre ainsi que le scénario faille de socle est préféré dans le cas de la réactivation d'une faille. Le décollement superficiel serait lui favorisé si le magma peut intruder le long des failles.



## Abstract

The objective of this thesis was to predict thrusting sequences in accretionary wedges or in fold-and-thrust belts based on the theory of limit analysis. The method is first validated by proving that the critical taper, for a simple triangular wedge, is properly captured. It is shown that a perturbation, in the form of a relief added to the critical slope, leads to the localisation of the deformation at the back or the front of the perturbation. This study reveals that weakening of the ramp, accounted for by a decrease of the friction angle, is necessary for each thrust to have a finite life span. The prediction of thrusting sequences show that a decrease of the basal friction leads to an increase of the number of thrusts. An increase of the weakening results in an increase of the life span of a thrust. An inverse study is then carried out to validate the theory by comparing sandbox experimental results with mechanical predictions. This quantitative comparison requires to estimate the intrinsic variability of the experimental results. Therefore, only one experiment repeated 10 times has been studied. A statistical analysis is then conducted to construct the statistical models of each observable. Probabilities distributions for the rheological parameters of the experiment are provided by the inverse problem. These probabilities have been compared to independent measures. If the probabilities of the internal and of the basal frictions are in accordance with the expected values, the probabilities obtain for the friction after weakening on the ramp was totally unexpected, thus justifying further studies. The theory is finally applied to the Tromen and Pampa Tril folds of the Agrio fold-and-thrust belt, Argentina. Two kinematical models have been proposed for these two folds, one in favor of a thick-skinned origin, and another in favor of a shallower décollement. The objective was to provide mechanical arguments to the discussion. It is shown that the thick-skinned model is favored in the case of a fault reactivation. If magmatic material can intrude along faults, the second hypothesis is then preferred.



*Et voilà le résultat d'un sujet de thèse concocté à la dernière minute ! Je commencerai donc par remercier Yves, Bertrand et Manu pour la confiance qu'ils m'ont accordé ce jour de fin juin 2005. Et je les remercie aussi de m'avoir laissé le développer dans une direction plus 'géologique' qu'initialement prévue... Puis je remercierai plus particulièrement Manu, pour son investissement dans le projet Argentine, Bertrand pour avoir tenté de me transmettre un peu de rigueur scientifique (alors que j'ai tendance à aller souvent trop vite) et Yves, à l'origine de cette idée encore très prometteuse, consistant à appliquer une théorie issue du génie civile à la géologie structurale. Je remercie également Christophe Barnes pour son investissement dans ce travail, sans lui, le second chapitre aurait très difficilement été de la même qualité. Je remercie aussi Jean-Claude Ringenbach, qui nous a permis de monter le projet sur le pli de Pampa Tril, ainsi que l'équipe de Total Austral pour toute l'aide apportée. Je remercie notamment Hugo Freije qui m'a grandement aidé à comprendre le terrain. Finalement, je remercie l'ensemble du jury pour toutes leurs remarques qui me permettront de mieux orienter la suite de mon travail.*

*Je tiens également à remercier les équipes de l'ENS et de Cergy pour leur formation, leur soutien et leur confiance. Je dois dire que mes passages à Cergy m'ont bien souvent aidé à garder le moral. Puis évidemment Antoine, tous mes amis et jeunes collègues du labo (Pauline, Sylvain, Corentin, Alexandra, Philippe et tous les autres, la liste serait trop longue). Pour finir, un petit mot à ma famille, qui m'a soutenu et n'a jamais protesté durant mes 12 années d'étude...*





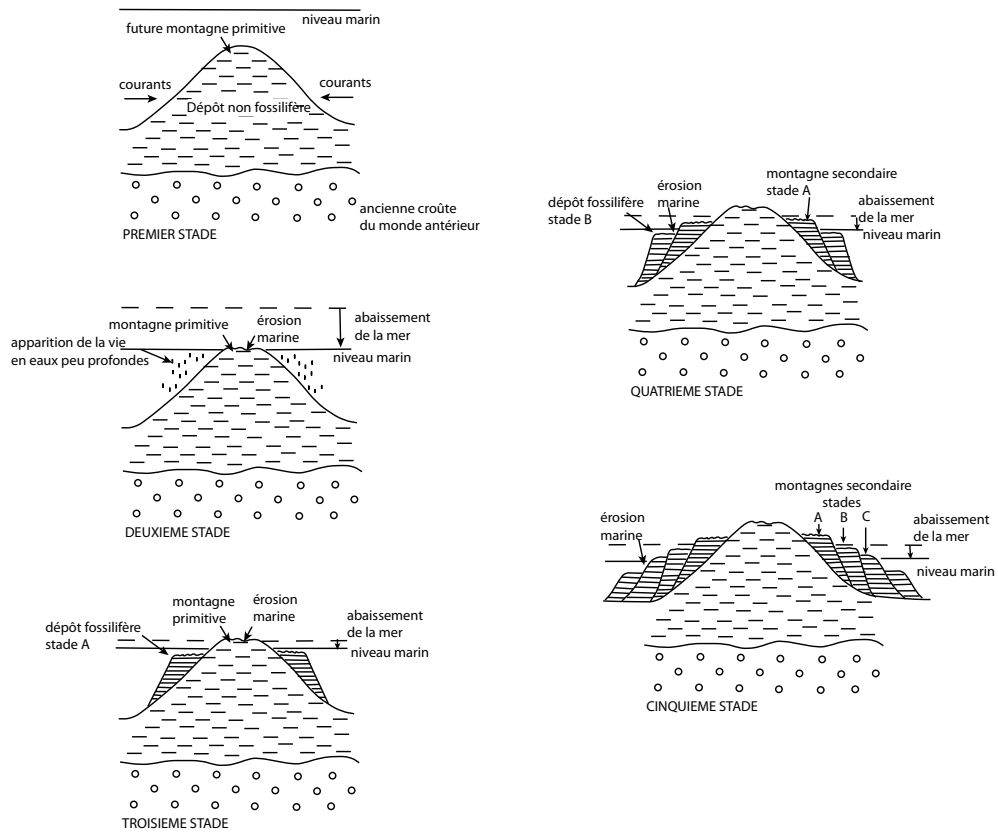
# Table des matières

<b>Resumé</b> . . . . .	iii
<b>Abstract</b> . . . . .	v
<b>Objectifs et méthode</b>	<b>1</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>5</b>
1.1 Historique . . . . .	5
1.2 Les modèles actuels . . . . .	9
1.3 L'analyse limite . . . . .	12
1.3.1 Théorème des puissances virtuelles . . . . .	13
1.3.2 Théorème de la résistance maximale . . . . .	15
1.3.3 Optimisation : recherche d'un majorant minimal . . . . .	17
1.3.4 Evolution de la rupture . . . . .	17
<b>2 Prédications des séquences de chevauchement</b>	<b>19</b>
<b>Article : Prediction of thrusting sequences in accretionary wedges</b>	<b>19</b>
Résumé en français . . . . .	20
2.1 Introduction . . . . .	23
2.2 Onset of thrusting based on the maximum strength theorem . . . . .	26
2.2.1 Geometry, KA velocity field and equilibrium . . . . .	26
2.2.2 The material strength domain and the support function . . . . .	29
2.2.3 Maximum strength theorem and upper bound on the tectonic force . . . . .	30
2.2.4 Least upper bound on the tectonic force for a perfect triangular wedge . . . . .	32

2.2.5	Imperfection analysis of the triangular wedge . . . . .	36
2.3	Thrust folding based on the maximum strength theorem . . . . .	37
2.3.1	A simple thrust fold with fast erosion . . . . .	39
2.3.2	A simple thrust fold with relief build up . . . . .	42
2.4	Sequence of thrusting . . . . .	45
2.4.1	The life of the first thrust . . . . .	45
2.4.2	Sequence of thrusts . . . . .	49
2.5	Application to the Nankai accretionary wedge . . . . .	52
2.6	Merits and limits of the methodology . . . . .	59
2.7	Conclusion . . . . .	60
2.8	Appendix : Algorithm for the construction of the thrusting sequences	63
	Appendix : Algorithm for the construction of the thrusting sequences .	63
2.9	Annexes . . . . .	68
	Annexe 1 : Auxiliary material . . . . .	68
	A.1.1 Proving that virtual velocities have a critical orientation . .	68
	A.1.2 The differences between the "pull" and "push" theories of Dahlen and Barr (1989) . . . . .	75
	Annexe 2 : Validation théorique par l'approche interne . . . . .	78
	A.2.1 L'approche interne . . . . .	78
	A.2.2 Encadrement de la force tectonique pour la cas d'un pli de rampe . . . . .	79
<b>3</b>	<b>Validation expérimentale des prédictions</b>	<b>83</b>
3.1	Protocole expérimental . . . . .	84
3.1.1	Materiel . . . . .	84
3.1.2	Mise en place du protocole . . . . .	93
3.1.3	Expériences dédiées à l'analyse statistique . . . . .	95
3.2	Article : Statistics of the experimental growth of a sand wedge . .	99
	Résumé de l'article . . . . .	99
3.2.1	Introduction . . . . .	102
3.2.2	Experiments . . . . .	104
3.2.3	Statistical analysis of the observables . . . . .	112

3.2.4	Statistical modeling of the observables . . . . .	125
3.2.5	Conclusion . . . . .	129
3.2.6	Appendix A1 : $\chi^2$ test on the fit between an experimental and a theoretical distribution . . . . .	132
3.2.7	Appendix A2 : $\chi^2$ test on the similarity between two expe- rimental distributions . . . . .	134
3.3	Inversion . . . . .	137
3.3.1	Données observées . . . . .	138
3.3.2	Le problème direct . . . . .	141
3.3.3	Le problème inverse . . . . .	144
3.4	Annexes . . . . .	154
	Annexe 1 : Figures complémentaires . . . . .	154
	Annexe 2 : Compilation des expériences . . . . .	156
<b>4</b>	<b>La mécanique au secours des incertitudes cinématiques</b>	<b>159</b>
4.1	Introduction . . . . .	161
4.2	Les Andes Centrales Sud . . . . .	163
4.3	Etude morphologique . . . . .	163
4.3.1	Unités stratigraphiques majeures . . . . .	163
4.3.2	Histoire géodynamique de l'Agrio . . . . .	167
4.3.3	Région sud . . . . .	171
4.3.4	Région nord . . . . .	172
4.4	Coupes géologiques proposées . . . . .	185
4.5	La mécanique : une clé pour la compréhension? . . . . .	189
4.5.1	Les prototypes . . . . .	189
4.5.2	Résultats . . . . .	193
4.6	Annexes . . . . .	197
	Annexe 1 : Développement mécanique pour les prototypes à un ou deux décollements . . . . .	197
	Annexe 2 : Compilation bibliographique de l'histoire du bassin Neuquén et de la chaîne plissée de l'Agrio . . . . .	202
	Annexe 3 : Le linéament de Las Cortaderas . . . . .	208

<b>5 Conclusion générale et perspectives</b>	<b>219</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>223</b>



D'après H.V. Carozzi "De Maillet's Telliamed (1748) :  
 An Ultra-Neptunian Thory of the Earth";  
 dans C.J. Schneer, Toward a History of Geology, M.I.T Press, 1954 (dans Gohau, 1987).



# Objectifs et méthode

Les ceintures de chevauchements-plissements, "fold-and-thrust belts", sont caractéristiques des zones de convergence. Elles accommodent le raccourcissement imposé par la convergence en déformant la partie supérieure de la croûte en une succession d'écailles chevauchantes. On distingue 2 types de ceintures suivant le contexte géodynamique :

- les chaînes plissées d'avant-pays, en contexte continental, formées au front des orogènes et marquant la limite avec les bassins flexuraux d'avant-pays. Le Jura, les Rocheuses canadiennes, les Appalaches sont généralement cités comme exemple type de ces chaînes (figure 1).
- les prismes d'accrétion sont leur équivalent en contexte océanique. Un des exemples les plus connus est le prisme de Nankai. Ils peuvent parfois être amenés à émergence comme dans le cas de Taïwan (figure 2).

Depuis la fin des années 1970, il est connu que ces chaînes se déforment suivant le principe du prisme critique. La succession d'écailles construit une structure triangulaire. Lorsqu'un certain angle d'ouverture du prisme formé est atteint, la structure devient stable et la déformation est transférée au front de la chaîne. Celle-ci évolue ensuite de façon à conserver cet angle critique. Si les mécanismes de déformation à l'échelle globale de ces chaînes ou prismes sont bien compris, c'est maintenant sur les mécanismes de déformation interne que se concentrent les recherches. Un des premiers problèmes à résoudre concerne ces successions d'écailles : comment prédire la position des failles ?, quels paramètres contrôlent leur durée de vie ?, leur nombre ? ou encore la distance entre chacune d'elles ? Comment expliquer les chevauchements hors-séquences ou la réactivation d'anciennes failles ? Si les études de terrain et les expériences analogiques ont permis d'ébaucher des réponses, de mettre en évidence le rôle de certains paramètres rhéologiques ou géologiques, il n'existe cependant pas de théorie mécanique permettant de prédire ces successions d'écailles. Depuis une dizaine d'années, deux différentes directions de travail ont été adoptées en modélisation mécanique : les éléments finis et la minimisation de la dissipation d'énergie. Cependant, ces deux directions se trouvent confrontées à des obstacles de taille majeure : la prise en

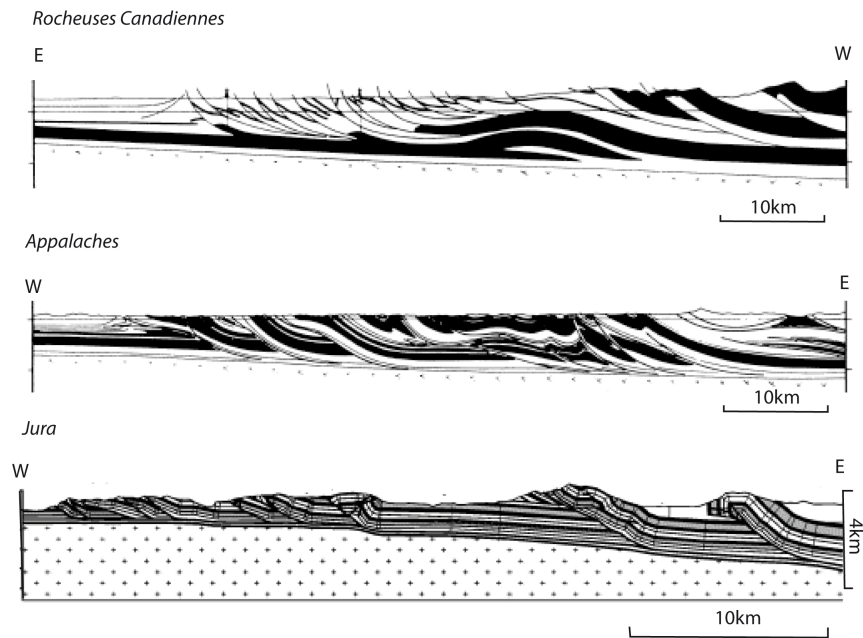


FIG. 1 – Exemples de chaînes plissées : Rocheuses canadiennes, Appalaches et Jura. Coupes extraites de Davis et al., 1983 (à partir de Bally et al., 1966 et de Roeder et al., 1978), et Homberg et al., 2002

compte de discontinuité en déplacement pour les éléments finis et la validation théorique pour les méthodes de dissipation. C'est pourquoi, dans le cadre de cette thèse, nous nous proposons d'explorer une nouvelle direction de travail en appliquant la théorie de l'analyse limite. Cette théorie issue de l'ingénierie civile est normalement utilisée pour borner la force qu'une structure puisse supporter avant la rupture. Dans ce travail, on se propose de l'appliquer aux chaînes plissées et aux prismes d'accrétion pour non seulement prédire la position des failles actives mais également leur évolution. Le manuscrit est décomposé en quatre grandes parties. La première est une simple introduction. Nous commencerons par un bref historique sur l'évolution des idées sur les chaînes plissées, puis nous ferons le point sur les modèles ayant été développés dans le but de comprendre les mécanismes de déformation de ces structures. La théorie de l'analyse limite est ensuite exposée, on pourra ainsi saisir les idées générales qui la constituent. Nous rentrerons dans le vif du sujet dans la seconde partie, avec l'application de la théorie aux prismes d'accrétion. Nous étudierons la mise en place d'un chevauchement, son évolution et son abandon en faveur d'une nouvelle faille. L'influence des paramètres géométriques et rhéologiques sur la séquence des failles sera également étudiée. Afin de valider la théorie, nous avons choisi de réaliser des expériences analogiques. Pour pouvoir comparer prédictions mécaniques et expériences, la reproductibilité des



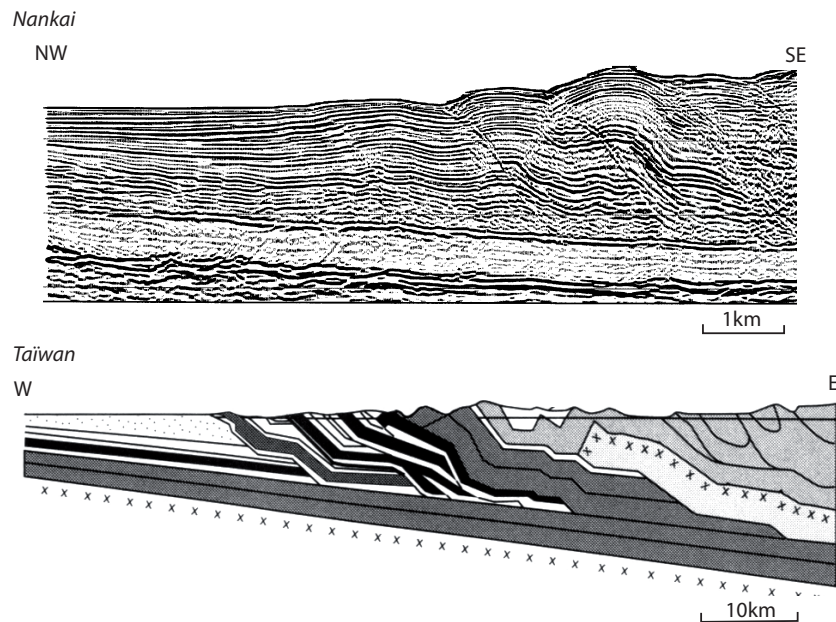


FIG. 2 – Exemples de prismes d'accrétion : front du prisme de Nankai (extrait de Morgan et Karig, 1994) et Taïwan (Suppe, 1980).

expériences a été optimisée et une analyse statistique des résultats a été effectuée. Les résultats de la modélisation statistique ont ensuite été introduit dans un problème inverse. Nous chercherons pour quels paramètres rhéologiques la théorie reproduit les observations. Pour finir, c'est à un cas réel que nous nous sommes proposés d'appliquer la théorie. L'objectif était d'utiliser l'analyse limite pour lever l'ambiguïté possible entre différents modèles cinématiques. Le Nord de la chaîne plissée de L'Agrio, située dans les Andes centrales sud argentines répondait parfaitement à ce type de problématique puisque les géologues sont actuellement partagés entre plusieurs scénarios cinématiques. Nous verrons comment l'analyse limite, en évaluant les forces requises par ces différents scénarios, peut apporter des arguments mécaniques à la discussion.



# Chapitre 1

## Introduction

### 1.1 Historique

La littérature est riche en documents retraçant l'évolution historique des idées sur les chaînes plissées d'avant-pays (Masson, 1976, 1983, Dennis, 1982, Gohau, 1987, S. Warren Carey, 1988, Merle, 1994, Buil, 2002 ). Je ne ferai donc ici qu'un rapide résumé des moments clés de cette évolution.

Un de ces premiers moments correspond à la compréhension du mécanisme du plissement. En 1815, le géologue écossais James Hall, remarquant les falaises plissées de la côte de Berwickshire en Angleterre, propose pour la première fois une explication appuyée par des expériences analogiques. D'après Hall, le plissement serait provoqué par une force mécanique horizontale exercée sur des alternances de roches tendres et solides, dont une extrémité serait bloquée (ou deux forces de directions opposées), le tout sous pression verticale. Dans une première expérience "grossière", il superpose plusieurs types de tissus entre deux panneaux de bois verticaux sur lesquels il applique plusieurs coups de maillet (figure 1.1 a). Les draps forment ainsi des plis comme ceux qu'il a pu observé sur le terrain. Il réitérera ensuite son expérience mais en superposant des couches argileuses sous surcharge (figure 1.1 b). Si la démonstration de l'implication d'une force horizontale dans le plissement des couches géologiques est faite, reste ensuite à trouver l'origine de cette force. Malheureusement, à cette époque, la théorie en vigueur pour expliquer les chaînes de montagne est celle de la chaleur souterraine, ayant entraîné le soulèvement des continents du fond des mers à leur position actuelle. Il finira par proposer les intrusions de granite comme étant à l'origine de ce plissement : les couches de sédiments encore moux mais résistants auraient été poussées latéralement par ces intrusions. Pour pouvoir comprendre la mécanique des chaînes plissées, c'est cependant le couple faille-pli qu'il va falloir expliquer. Et si les failles

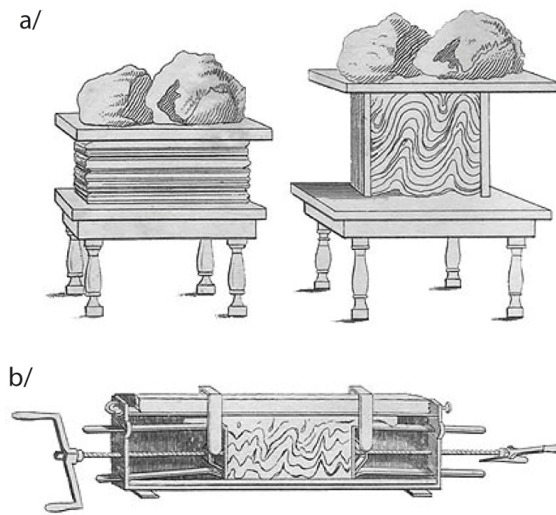


FIG. 1.1 – Expérience de Hall pour expliquer le plissement observé dans les chaînes de montagnes écossaises. a/ Première expérience : superposition de différents tissus et compression horizontale par coup de maillet. Les draps se plissent comme les roches. b/ Deuxième expérience : superposition de couches argileuses, compression sous surcharge. On obtient également une structure plissée (Hall, 1815, 1976, [http://cnrs.fr/cw/dossiers/dosgeol/01\\_decouvrir](http://cnrs.fr/cw/dossiers/dosgeol/01_decouvrir)).

inverses n'ont jamais posé de problème conceptuel aux géologues, l'idée d'un chevauchement engendrant des déplacements de plusieurs kilomètres a longtemps été contestée. Lorsque Callaway, géologue écossais, décrit en 1883 des déplacements dépassant le mile, celui-ci doit répondre à de virulentes attaques. En 1875, le théoricien viennois Eduard Suess publie un ouvrage expliquant que les chaînes de montagnes se sont formées par de grands déplacements horizontaux engendrés par une compression latérale. Les déplacements sont décrits comme ayant tous le même sens, les zones internes chevauchant les bassins d'avant-pays. Il se base sur les travaux du géologue français Elie de Beaumont. En 1852, celui-ci introduit le concept de contraction de la Terre qui prévaudra durant plus d'un demi siècle : on considère à cette époque que la Terre est en constant refroidissement et qu'elle se contracte sous l'effet de la perte de chaleur. Cette contraction serait à l'origine d'affaissement verticaux expliquant les transgressions et les geosynclinaux, et de mouvements horizontaux, la croûte terrestre devenant trop grande, elle se plisse et forme des chaînes de montagnes. Ces nouvelles propositions marquent un tournant dans le concept du chevauchement. En 1884, deux géologues écossais, Peach et Horne, proposent un chevauchement ayant engendré un déplacement de l'ordre de 16 km dans la chaîne écossaise. Quatre ans plus tard, Henri Cadell, travaillant sur la même région, constate que les roches se sont comportées comme

des blocs rigides : au lieu de se plisser, elles semblent avoir glissé comme "un jeu de cartes sur une table". Il décide donc de réaliser des expériences en utilisant des matériaux qui puissent non seulement plisser mais également casser (figure 1.2). Il superpose des couches de sable humide avec des couches de plâtre sec ou des couches de mélange plâtre-sable. Il alterne également avec des couches d'argile ou de résidus de fonderie, puis comprime l'ensemble. Henri Cadell va ainsi être l'inventeur du concept du prisme : les couches se superposent en écailles en formant une structure prismatique.

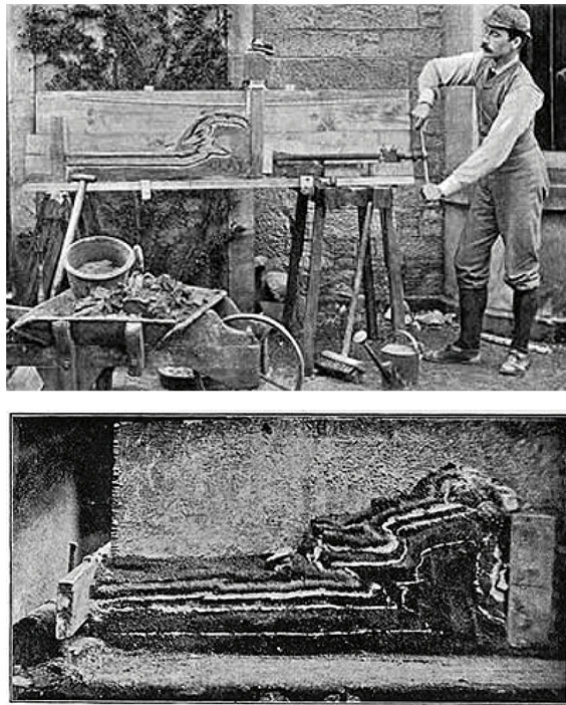


FIG. 1.2 – Expérience de Cadell pour expliquer les successions de chevauchement. Après superposition de couches de sable humide, de plâtre, d'un mélange sable-plâtre, d'argile et de résidus de fonderie, le tout est comprimé. Henri Cadell est ainsi le premier géologue à proposer la notion de prisme formé par succession d'écailles (Cadell, 1890).

En France, l'idée de grands déplacements le long d'un chevauchement ne va pas être acceptée aussi rapidement. Lorsque Marcel Bertrand propose une nouvelle coupe pour la structure des Alpes de Glaris avec un transport de plus 10 km, sa théorie est accueillie par de l'incrédulité. En 1893, Hans Schardt reprend l'interprétation des préAlpes, appuyée d'observations de terrain, et décrit des déplacements de l'ordre de la centaine de kilomètres. Le débat devient alors virulent, et il faudra attendre un troisième géologue, Maurice Lugeon, pour que ces concepts soient enfin acceptés. En 1902, Maurice Lugeon présente devant la société géolo-

gique de France, une réinterprétation tectonique des préalpes et des Alpes suisses. Les résultats apportant des explications enfin claires sur la tectonique des Alpes, il ne pourra être contesté. Une fois l'idée de déplacements importants le long de chevauchements acceptée par les géologues, reste à apporter une explication mécanique. Et c'est alors les mécaniciens qui vont s'y opposer, ne s'expliquant pas quelle force est capable de déplacer des couches de plusieurs kilomètres sur d'aussi grandes distances. A partir de 1912, après l'effondrement de la théorie de la contraction de la Terre, les géologues s'appuient sur la théorie de la dérive des plaques de Wegener. Emile Argand, développe ainsi l'idée que les Alpes seraient le résultat d'une gigantesque contraction. L'Eurasie et l'Afrique s'approchant, les sédiments de la Téthys auraient été pris entre ces deux masses et expulsés par nappes. Cependant, la théorie de Wegener n'arrivant pas à s'imposer, jusqu'aux années 60, les théories gravitaires prendront le relai, aucune n'arrivant à une explication satisfaisante. A partir des années 60, de nombreuses théories vont être proposées. En 1951, Hafner calcule les contraintes dans un rectangle dont la base est régie par le critère de Coulomb et la force horizontale nécessaire pour le déplacer. En 1959, Hubbert et Rubey publient un article démontrant l'impossibilité de déplacer des couches de sédiments sur de grande distance en considérant ce type de structure rectangulaire. Les auteurs introduisent ainsi la nécessité de prendre en compte la pression des fluides pour lubrifier le décollement. Cependant, leur analyse des contraintes, en contradiction avec les résultats d'Hafner, va être contestée (Birch, 1961, Forristal, 1972). La présence d'une couche de faible résistance à la base avait été proposée par Smolukowsky en 1909 et par Jean Goguel en 1948, mais ces écrits n'ont à l'époque reçu que peu d'attention (Voight, 1976). En 1970, Kelhe reprends l'idée de couche basale à faible viscosité. Puis quelques auteurs tenteront d'assimiler les chaînes plissées à l'écoulement gravitaire des glaciers (Price et Mountjoy, 1971 ; Elliott, 1976). La mécanique des chaînes plissées et des prismes d'accrétion entame un tournant avec l'article de Chapple en 1978. Celui-ci est le premier à exploiter le concept de prisme critique. Il part de ces observations de terrain : présence d'un niveau de décollement de faible résistance mécanique à la base, forme prismatique des chaînes : s'aminçissent des zones internes vers les zones externes et force horizontale appliquée à l'arrière de la structure. Il démontre ainsi que le matériel s'accrète en formant un prisme jusqu'à ce que celui-ci atteigne un angle critique. Sa démonstration est faite en considérant une structure parfaitement plastique. En 1983, Davis et al. reprendront le concept de prisme critique mais pour un comportement coulombien (Coulomb, 1773). Et c'est ce modèle qui prévaudra jusqu'à nos jours.

## 1.2 Les modèles actuels

A partir des années 1980, l'étude des chaînes plissées et des prismes d'accrétion prend trois directions différentes.

La première correspond à la modélisation mécanique, dont les bases ont été posées par l'article de Davis et al. (1983). Les auteurs reprennent l'analogie entre la neige à l'avant des bulldozer et les roches à l'avant d'un butoir, glissant sur un niveau de décollement basal (figure 1.3). La neige ou les sédiments forment un prisme. Une fois un angle critique atteint, s'il ne reste plus de matériel à accréter, l'ensemble du prisme peut glisser sans déformation interne. Dans le cas contraire, le prisme continue à se déformer de façon à conserver cet angle. A l'angle critique, le prisme se trouve à la limite de la rupture dans tout son volume. Dans un premier article, les auteurs proposent une solution approximative de l'angle critique en négligeant la cohésion. Leurs résultats sont comparés à plusieurs expériences analogiques en boîte à sable ainsi qu'à plusieurs prismes réels comme Taïwan. Dans un second papier, Dahlen (1984) définit une solution exacte ainsi que les plans de glissement préférentiels suivant les paramètres rhéologiques de la structure. L'obtention géométrique de cette solution est décrite par un article de Lehner en 1986, rappelant ainsi que la solution de Dahlen était déjà connue en mécanique des sols. La stabilité des pentes repose sur des systèmes de contraintes passifs et actifs qui définissent les différents types de failles à l'échelle des prismes. En 1984, Dahlen et al. proposent cette fois-ci une solution pour un prisme cohésif. Cette théorie de prisme critique n'est évidemment applicable que pour la croûte supérieure dont le comportement est considéré comme cassant. Les modèles mécaniques suivants vont plutôt s'intéresser à la déformation interne de ces prismes, en tentant notamment de localiser les failles. On peut citer les travaux de Yin (1993) qui en introduisant de la cohésion dans la structure et en utilisant l'approche en contrainte développée par Hafner (1951), tente de déterminer la position d'une première faille ; ou Panian and Pilant (1990), qui en se basant sur l'algorithme de perturbation linéaire développé par McTigue and Mei (1981), localisent la première faille au front du prisme, à la rupture de pente. Les éléments finis sont une des méthodes actuellement les plus répandues pour l'étude des chaînes plissées. Erickson et Jamison (1995), et Erickson et al. (2001) étudient ainsi l'unité formatrice des chaînes, le pli de rampe et déterminent le pendage du rétro-chevauchement. D'autres auteurs, ont développé les éléments finis pour étudier les chaînes dans leur ensemble (Strayer et al., 2001 ; Burbridge et Braun, 2002 ; Buitter et al. 2006). Cependant, ces méthodes sont limitées par la difficulté de créer de réelles discontinuités en déplacement. De plus, leur développement et leurs temps de calcul sont particulièrement longs et par conséquent peu

adaptés pour des études en routine. D'autres auteurs ont adopté la dissipation d'énergie comme direction de travail. Maillot et Leroy (2003) déterminent ainsi le pendage des rétro-chevauchements dans les plis de rampe. On peut également citer les travaux de Hardy et al. (1998) et de Masek et Ducan (1998). Ces articles étudient l'activation des failles dans une séquence de chevauchement mais en ayant prédéterminé leur position. Plus récemment, Castello et Cooke (2007) se sont concentrés sur l'étude du saut d'un chevauchement à un autre. Les éléments distincts s'avèrent être une autre direction de travail intéressante (Egholm, 2007).

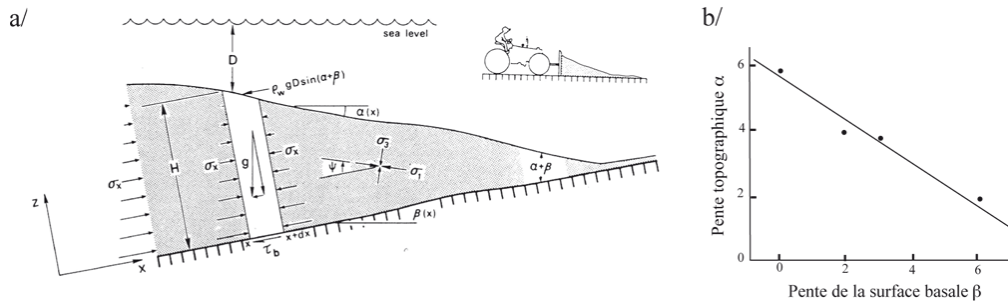


FIG. 1.3 – a/ Les chaînes plissées et prismes d'accrétion se déforment comme la neige à l'avant d'un bulldozer, ils forment des écailles chevauchantes non représentées jusqu'à ce que le prisme atteigne un angle  $\alpha + \beta$  critique. A cet angle, le prisme est partout à la limite de la rupture. b/ Recherche de l'angle critique, comparaison d'expériences en boîte à sable avec la théorie : points = résultats expérimentaux, trait continu = prédiction. Extrait de Davis et al., 1983.

La deuxième approche développée pour l'étude des chaînes plissées et des prismes d'accrétion correspond aux modèles cinématiques. Ces modèles, purement géométriques, se sont plus particulièrement attachés à comprendre la géométrie de l'unité structurale formatrice des chaînes, à savoir le couple faille-pli. Basés sur le principe d'équilibrage des coupes (Bally et al., 1966 ; Dahlstrom et al., 1969) et sur la conservation des longueurs ou des aires, ils partent de l'hypothèse d'une déformation localisée en kink-band (cisaillement simple sur les charnières). Les travaux de Suppe (1983) et de Suppe et Medwedeff (1984, 1990) entraîneront l'essor de ces modèles. Ces auteurs vont en effet définir les 3 modèles de pli-faille (le pli de cintrage sur rampe, le pli de propagation de rampe et le pli de détachement) qui constitueront la base des modèles futurs. Durant les années 1980-1990, de nombreuses études développeront un modèle cinématique correspondant à un cas naturel particulier, en changeant ou en introduisant certains paramètres, ou en revenant sur le principe de localisation de la déformation et sur la conservation des épaisseurs comme avec le modèle Trishear (Erslev, 1991 ; Hardy et Ford, 1997 ; Zehnder et Allmendinger, 2000). Il faut reconnaître que ces modèles sont simples à mettre en oeuvre, en donc facilement automatisable avec l'informatique (Zoe-



temeijer et Sassi, 1992 ; Sciamanna et al., 2004). Ils sont surtout particulièrement efficaces quand il s'agit de vérifier la cohérence cinématique d'une coupe géologique ou pour extrapoler en profondeur les observations de surface. Cependant, comme aucune physique n'est prise en compte, il est impossible de déterminer où, quand, et pourquoi un processus particulier, comme la mise en place d'un système de faille, se produit.

Parallèlement, ou conjointement, se sont également développés les modèles expérimentaux en boîte à sable, le sable étant un bon analogue de la croûte supérieure (Hubbert, 1951). Ces modèles sont généralement utilisés pour comprendre l'effet particulier d'un paramètre, pour reproduire un cas naturel, ou encore pour valider une théorie. Nous avons vu que le premier modèle analogique des chaînes plissées remonte au XIX<sup>ème</sup> siècle avec Henri Cadell (1888). Ces modèles connurent un regain dans les années 1980 à partir du concept de prisme critique. Davis et al. (1983), par exemple, valident leur théorie à partir d'une série d'expériences en boîte à sable. Par la suite, de nombreux auteurs étudieront les effets des paramètres rhéologiques et géométriques de cette théorie. On peut notamment citer les travaux de Malavieille (1984) qui valida la théorie du prisme critique, ceux de Mulugueta et al. et de Gutscher et al. (1996) qui étudièrent l'effet de la friction basale, ceux de Lohrmann et al. (2003) concentrés sur les effets de la cohésion, ceux introduisant un décollement à rhéologie visqueuse (Smit et al., 2003), ou encore de la pression de fluide (Mourgues et Cobbold, 2003). En parallèle, de nombreuses études se sont employées à étudier un effet géologique particulier, comme la subduction d'un relief (Lallemand et al., 1994), l'effet de l'érosion et de la sédimentation (Storti et MacClay ; 1995 ; Leturmy et al., 2000), ou du sous-plaquage (Gutscher et al., 1998). On peut aussi noter l'évolution des techniques, avec l'utilisation d'un scanner (Colletta et al., 1991) ou des logiciels de suivi des particules (PIV) (Storti et al., 2000 ; Adam et al., 2005 ; Bernard et al., 2007). Cette revue est évidemment non-exhaustive, mais elle marque les différentes orientations adoptées en modélisation analogique. On pourra remarquer que dans la plupart de ces travaux, les expériences sont généralement uniques ou peu répétées. Or il est connu que la reproductibilité des expériences est un des problèmes des boîtes à sable. Dans le cas de la validation d'une théorie, il sera indispensable d'en tenir compte.

Pour conclure, de nombreux modèles mécaniques, cinématiques et analogiques ont été développés depuis le concept de prisme critique établi par Davis et al. (1983). Ces 3 différentes approches étaient indubitablement nécessaires. En effet, avant de pouvoir réaliser une modélisation mécanique, la géométrie de ces structures, décrite par la modélisation cinématique, doit être bien comprise. Les modèles analogiques permettent de valider les théories avancées ou offrent de nou-

velles directions de travail. Cependant, depuis cette théorie de prisme critique peu de modèles ont réussi à comprendre et prédire la déformation interne, en particulier la succession des failles. Les modèles ayant réussi à localiser la première faille au front d'un prisme, se sont limités à cette localisation sans prédire d'évolution. Les éléments finis sont limités par le concept de localisation de la déformation dans une région mince et le développement d'une discontinuité en déplacement reste un sujet de recherche (méthode XFEM, Combescure et al., 2008). Quant aux modèles basés sur la dissipation, ils n'ont permis pour l'instant que d'étudier des séquences de chevauchement pour lesquelles les failles étaient prédéterminées ou se sont limités à l'étude d'un problème beaucoup plus ciblé. De plus, ces modèles étant basés sur l'hypothèse d'une minimisation de la dissipation d'énergie, et non sur une loi physique, il doivent donc être vérifiés à chaque utilisation.

C'est pourquoi nous nous proposons d'explorer une nouvelle direction de travail en appliquant l'approche externe de l'analyse limite aux chaînes plissées et prismes d'accrétion. L'analyse limite, ou calcul à la rupture, est une méthode issue de la mécanique des sols et de l'ingénierie civile. Elle permet d'encadrer d'une borne inférieure et d'une borne supérieure la charge maximale qu'une structure puisse supporter avant la rupture. C'est la formulation élégante de Salençon (1974, 2000) ne faisant pas mention de loi d'écoulement plastique et basée uniquement sur le critère de plasticité, sans même de référence à l'élasticité, que nous allons adopter. L'idée de ce travail consiste à remplacer la structure de génie civil par une structure géologique, la rupture correspondant cette fois à un système de failles. On pourra donc prédire une borne de la force tectonique à appliquer pour développer ces failles. Puis, pour pouvoir prédire une évolution structurale, la théorie sera appliquée de façon incrémentale au cours du raccourcissement. La section qui suit présente l'approche externe, on pourra ainsi comprendre les perspectives offertes par cette théorie.

### 1.3 L'analyse limite

La théorie de l'analyse limite est composée de deux approches : une approche interne, statique, qui recherche un minorant à la force et une approche externe, cinématique, qui détermine un majorant. L'approche interne se base sur des champs de contrainte alors que l'approche externe utilise des champs de vitesse. La recherche d'une borne inférieure et d'une borne supérieure permet d'encadrer la force réelle. L'application de l'approche externe à des structures géologiques constitue le sujet principal de cette thèse. L'application de l'approche interne a été développée par Souloumiac (2009) et Souloumiac et al. (2009). Par consé-

quent, seule l'approche externe sera ici développée.

L'approche externe se décompose en deux étapes. Tout d'abord, il faut choisir une cinématique, caractérisée par des plans de rupture ou discontinuités de vitesse créés lors d'un chargement. Prenons l'exemple simple d'un échantillon de laboratoire soumis à un chargement compressif. Ce chargement produit une rupture ou faille orientée à environ  $60^\circ$  par rapport à l'horizontale (figure 1.4a). Pour un pli de rampe, l'application d'une force tectonique parallèle au décollement produit une rampe et un rétro-chevauchement (figure 1.4b). On peut ainsi définir deux blocs rigides pour l'échantillon et trois blocs pour le pli de rampe : l'arrière, le mur et le toit du pli, séparés par trois discontinuités de vitesse (le décollement, la rampe et le rétro-chevauchement). Une fois la cinématique choisie, nous allons calculé la force nécessaire pour créer ces plans de rupture. La théorie de l'analyse limite n'étant pas en mesure de déterminer la force tectonique exacte, c'est en fait un majorant de cette force que nous allons calculé. Nous allons calculé ce majorant pour l'ensemble de champs de vitesse cinématiquement admissibles, un champ de vitesse cinématiquement admissible étant un champ continu pour chaque bloc et respectant les conditions aux limites. Puis, nous sélectionnerons le champ correspondant au plus petit des majorants, que nous nommerons borne supérieure. A cette borne seront donc associés, pour le cas d'un pli de rampe, une position de rampe et un pendage de rampe et de rétro-chevauchement qui constitueront nos prédictions. La première étape est en fait le résultat de deux théorèmes : le théorème des puissances virtuelles, qui permet l'introduction du principe d'équilibre mécanique dans la cinématique choisie, et le théorème de la résistance maximale qui permettra de majorer la force. La deuxième étape est une simple procédure d'optimisation.

### 1.3.1 Théorème des puissances virtuelles

Le théorème des puissances virtuelles exprime d'une façon faible (sous forme d'intégrale) le concept d'équilibre des forces. Il stipule l'égalité des puissances des efforts externes et des puissances des efforts internes, pour tout champ de vitesse virtuel cinématiquement admissible noté C.A. (encore une fois, le champ est dit virtuel car il n'est pas forcément exact mais il respecte les conditions aux limites) :

$$\mathcal{P}_i(\hat{\mathbf{U}}) = \mathcal{P}_e(\hat{\mathbf{U}}) \quad \forall \hat{\mathbf{U}} \text{ C.A.} \quad (1.3.1)$$

Sur l'ensemble du manuscrit, les vitesses virtuelles seront indiquées par un accent circonflexe et les vecteurs notés en gras. Pour une structure géologique, les efforts externes correspondent généralement aux efforts réalisés par la gravité  $\mathbf{g}$  et la

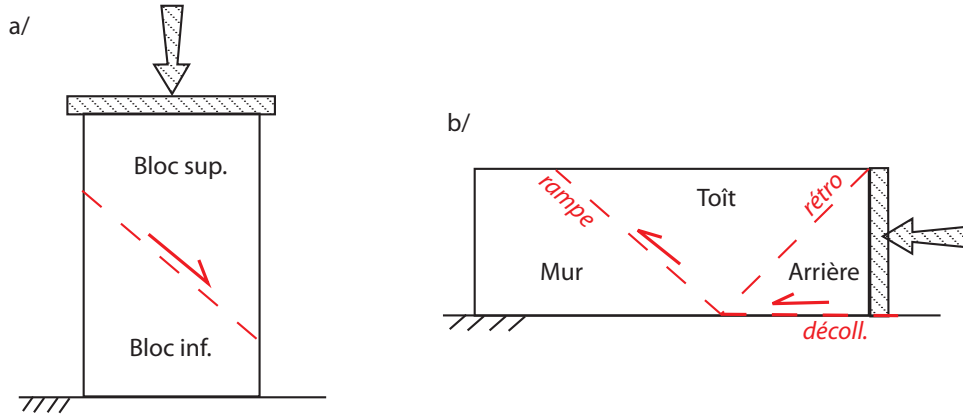


FIG. 1.4 – Représentation des plans de rupture ou discontinuités de vitesse pour a/ un échantillon de laboratoire soumis à une compression verticale, b/ un pli de rampe. On obtient un plan de rupture orientée à  $60^\circ$  pour l'échantillon. Le pli de rampe développe deux plans de rupture en plus du décollement : une rampe et un rétro-chevauchement.

force tectonique de poussée  $\mathbf{Q}$  :

$$\mathcal{P}_e(\hat{\mathbf{U}}) = - \int_{\Omega} \rho \mathbf{g} \cdot \hat{\mathbf{U}} dV + \int_{\Sigma_T} \mathbf{Q} \cdot \hat{\mathbf{U}}, \quad (1.3.2)$$

$\rho$  étant la densité du matériel,  $\Omega$  le domaine occupé par la structure, et  $\Sigma_T$  la frontière sur laquelle la force tectonique est appliquée.

Les efforts internes sont les efforts réalisés sur chaque discontinuité de vitesse ainsi que les efforts liés à la déformation diffuse. Les efforts sur chaque discontinuité s'expriment comme la somme sur toutes les discontinuités du produit du vecteur contrainte  $\mathbf{T}$  par le saut de vitesse de part et d'autre d'une discontinuité  $\hat{\mathbf{J}}$ . Les efforts liés à la déformation diffuse correspondent à la puissance du champ taux de déformation virtuelle  $\hat{\mathbf{d}}$  (basé sur la vitesse virtuelle), sur le champ de contrainte  $\boldsymbol{\sigma}$ . La puissance interne s'écrit donc :

$$\mathcal{P}_i(\hat{\mathbf{U}}) = \int_{\Sigma_U} \hat{\mathbf{J}} \cdot \mathbf{T} dS + \int_{\Omega} \boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{d}}(\hat{\mathbf{U}}) dV. \quad (1.3.3)$$

Dans ce travail, la déformation diffuse sera négligée par simplification.

La résolution de ce problème nécessite la détermination du vecteur contrainte sur chaque discontinuité. Cette détermination étant impossible, nous allons plutôt rechercher un majorant à la puissance interne en appliquant le théorème de la résistance maximale.

### 1.3.2 Théorème de la résistance maximale

Etant donné que nous n'étudierons que des structures de la croûte supérieure cassante dans ce manuscrit, toutes les failles seront considérées comme purement frictionnelles et répondant donc au critère de Coulomb (Coulomb, 1773). Le critère de Coulomb définit un domaine de résistance  $G$ , contenant tous les vecteurs contraintes  $\mathbf{T}'$  satisfaisant ce critère. C'est une limite que ne peut dépasser un matériau sans subir de rupture. En utilisant la formulation mécanique, on a :

$$|\tau'| + \sigma'_n \tan \phi_a \leq c_a, \quad (1.3.4)$$

$\phi_a$  étant l'angle de friction de la discontinuité  $a$ ,  $c_a$  sa cohésion. Les contraintes cisailante et normale sont définies par :

$$\tau' = \mathbf{t}_a \cdot \mathbf{T}', \quad \sigma'_n = \mathbf{n}_a \cdot \mathbf{T}', \quad (1.3.5)$$

pour tout vecteur contrainte  $\mathbf{T}'$  avec  $\mathbf{n}_a$  la normale à la discontinuité et  $\mathbf{t}_a$  le vecteur tangent.

L'étape suivante consiste à rechercher une puissance maximale pour un vecteur  $\hat{\mathbf{J}}$  donné notée :

$$\varpi(\hat{\mathbf{J}}) = \text{Sup}_{\mathbf{T}' \in G} \{ \hat{\mathbf{J}} \cdot \mathbf{T}' \}. \quad (1.3.6)$$

Notons que la recherche de ce maximum est possible en raison de la forme convexe du domaine  $G$ . En effet, l'analyse convexe révèle qu'il existe au moins un vecteur contrainte  $\mathbf{T}^*$  définissant ce maximum. Il est trouvé par une méthode graphique (Salençon, 2002, Maillot et Leroy, 2003). Prenons d'abord l'exemple simple de l'échantillon (figure 1.5a). La discontinuité est orientée par le repère orthonormal  $(\mathbf{n}, \mathbf{t})$ . Le vecteur saut de vitesse  $\hat{\mathbf{J}}$  est le résultat de la différence de vitesse entre le bloc orienté du côté positif de la discontinuité et la vitesse du bloc côté négatif. Il est orienté d'un angle  $\beta$  par rapport à la normale  $\mathbf{n}$  (positif dans le sens trigonométrique). Pour un pli de rampe, nous aurons trois discontinuités, donc trois vecteurs saut de vitesse  $(\hat{\mathbf{J}}_d, \hat{\mathbf{J}}_r, \hat{\mathbf{J}}_{re})$  et trois angles  $(\beta_d, \beta_r, \beta_{re})$ . La méthode graphique consiste à projeter le vecteur saut de vitesse  $\hat{\mathbf{J}}_a$  dans un repère orthonormal  $(\mathbf{n}_a, \mathbf{t}_a)$  dans lequel le domaine de résistance, l'enveloppe de Mohr Coulomb, est représenté (figure 1.6a). Le vecteur est ensuite translaté jusqu'au contact de la frontière de  $G$ . Cette translation est représentée par des segments en pointillés sur la figure 1.6. Cette intersection définit le vecteur  $\mathbf{T}^*$ . Le produit  $\mathbf{T}^*$  par  $\hat{\mathbf{J}}$  est ainsi un maximum nommé fonction support  $\varpi(\hat{\mathbf{J}})$ . Suivant l'orientation initiale du vecteur  $\hat{\mathbf{J}}$ , on définit trois cas. Les lettres S et D correspondent à une orientation senestre ou dextre du saut respectivement. Si le vecteur  $\hat{\mathbf{J}}$  entre en contact à l'apex du cône, cas (1S) ou (1D) (figure 1.6b), le vecteur  $\mathbf{T}^*$  prendra

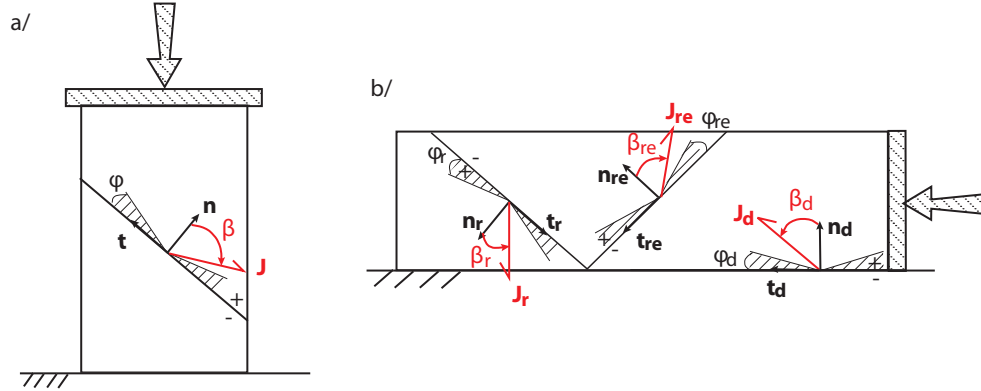


FIG. 1.5 – Représentation du vecteur saut de vitesse  $\hat{\mathbf{J}}$  sur une discontinuité, de la normale  $\mathbf{n}$  et de la tangente  $\mathbf{t}$  associée ainsi que des cônes représentant l'angle de friction  $\phi$ . a/ Exemple pour l'échantillon soumis à compression, b/ exemple pour un pli de rampe avec les trois discontinuités : le décollement (d), la rampe (r) et le rétro-chevauchement (re).

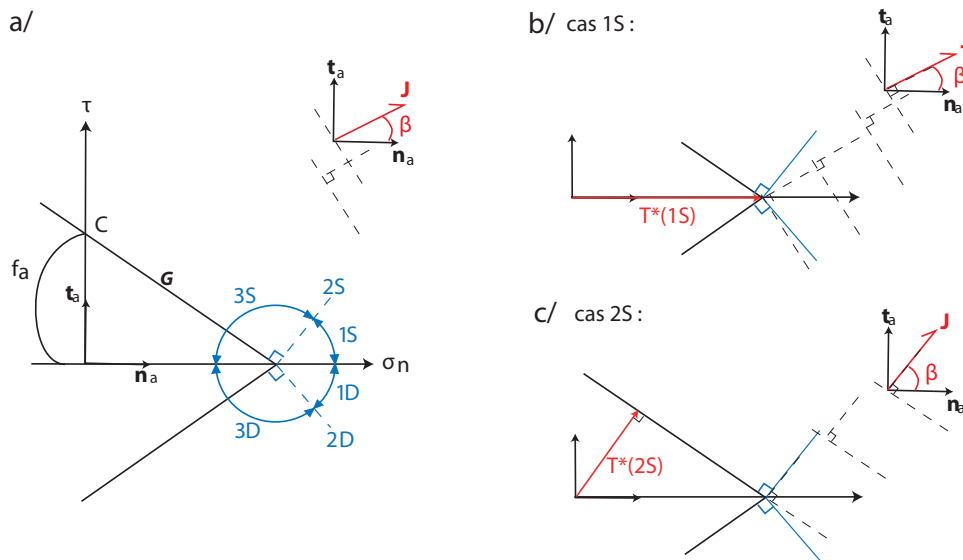


FIG. 1.6 – Méthode graphique de résolution, a/ projection du vecteur  $\hat{\mathbf{J}}$  dans la base orthonormale  $(\mathbf{n}_a, \mathbf{t}_a)$ , b/ cas 1S : le vecteur  $\hat{\mathbf{J}}$  entre en contact avec l'enveloppe de Mohr à l'apex du cône, c/ cas 2S : le vecteur  $\hat{\mathbf{J}}$  entre en contact avec le bord supérieur de l'enveloppe.

la valeur  $c_F \cotan(\phi_a) \mathbf{n}_a$ . Si le vecteur  $\hat{\mathbf{J}}$  entre au contact des bords de l'enveloppe de Mohr Coulomb, cas particulier (2S) ou (2D) (figure 1.6b), on aura alors  $\mathbf{T}^* = c_F \cos(\phi_a)(\sin \phi_a \mathbf{n}_a + \cos \phi_a \mathbf{t}_a)$ . Enfin, si l'angle  $\beta$  est supérieur à  $\pi/2 - \phi_a$ , l'enveloppe de Mohr ne se refermant pas en compression, le vecteur  $\mathbf{T}^*$  tend vers l'infini. On peut résumer ces trois cas de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \text{cas (1S) et (1D)} : 0 \leq |\beta| \leq \pi/2 - \phi_a, \quad \varpi(\hat{\mathbf{J}}) &= \hat{J} c_a \cotan(\phi_a) \cos \beta, \quad (1.3.7) \\ \text{cas (2S) et (2D)} : |\beta| = \pi/2 - \phi_a, \quad \varpi(\hat{\mathbf{J}}) &= \hat{J} c_a \cos(\phi_a), \\ \text{cas (3S) et (3D)} : \pi/2 - \phi_a \leq |\beta| \leq \pi, \quad \varpi(\hat{\mathbf{J}}) &= +\infty. \end{aligned}$$

### 1.3.3 Optimisation : recherche d'un majorant minimal

Une fois la fonction support définie, la puissance des efforts internes peut être bornée :

$$\mathcal{P}_i(\hat{\mathbf{U}}) \leq \int_{\Sigma_U} \text{Sup}_{\mathbf{T}' \in G} \{ \hat{\mathbf{J}} \cdot \mathbf{T}' \} dS = \int_{\Sigma_U} \varpi(\hat{\mathbf{J}}) dS. \quad (1.3.8)$$

Le théorème des puissances virtuelles fournit alors :

$$\mathbf{Q} \cdot \hat{\mathbf{U}} \leq \int_{\Omega} \rho \mathbf{g} \cdot \hat{\mathbf{U}} dV + \int_{\Sigma_U} \varpi(\hat{\mathbf{J}}) dS, \quad (1.3.9)$$

On peut ainsi définir un majorant à la force tectonique  $\mathbf{Q}$ . La dernière étape de ce travail consiste à rechercher le majorant minimal de cette force  $\mathbf{Q}$  de façon à s'approcher au plus près de la valeur réelle de la force. Cette optimisation est réalisée en fonction du champ de vitesse et donc de la géométrie des discontinuités. Pour le cas d'un pli de rampe, on cherchera à optimiser en fonction de la position de la rampe et des pendages de la rampe et du rétro-chevauchement.

### 1.3.4 Evolution de la rupture

Dans l'ingénierie civile, seule la rupture est étudiée, l'évolution d'une structure cassée présentant peu d'intérêt. Dans ce travail, nous nous proposons au contraire de continuer à appliquer l'approche externe pour prédire l'évolution de la structure. Cette approche a déjà été adoptée par Maillot et Leroy (2006) pour l'étude d'un pli en kink. Ces auteurs ont ainsi pu prédire l'orientation des charnières à chaque étape du plissement. Reprenons l'exemple du pli de rampe. L'optimisation a permis la prédiction de la position de la rampe et des pendages de la rampe et du rétro-chevauchement. L'évolution de la structure est réalisée par une simple translation le long des failles ainsi que par le rabat de la partie supérieure sur le plat supérieur. La force requise pour cette translation ou pour la création du relief est calculée à chaque pas de l'évolution. A chaque pas, nous

allons également rechercher si un nouveau système de faille dans la structure pourrait amener à une borne supérieure qui soit inférieure à la force requise pour la création de relief. Auquel cas, la première rampe sera abandonnée au profit d'une nouvelle. On pourra ainsi prédire toute une séquence de chevauchements.

Pour conclure, l'approche externe est particulièrement intéressante car elle est basée sur la géométrie décrite par les modèles cinématiques dans laquelle est incorporée de la mécanique. Elle permet non seulement de prédire la force à appliquer pour obtenir une rupture dans une structure, mais également l'emplacement et la géométrie de cette rupture. Appliquée au cours d'une évolution, elle devrait permettre de prédire une succession de chevauchements. Les paramètres de frictions et de cohésions étant introduits en tant que données dans le problème, on pourra également étudier leur influence sur cette évolution structurale. Retenons tout de même que quelques hypothèses implicites à la théorie ont été faites. Puisque la théorie se base sur un modèle cinématique, la déformation est localisée sur les discontinuités de vitesse. Si la théorie offre la possibilité de prendre en compte la déformation diffuse, dans ce travail qui est une première approche, nous avons choisi de la négliger. Une étude en 3D de l'initiation de la rupture, tenant compte notamment des effets de bords, a été réalisée par Souloumiac (2009) et Souloumiac et al. (2009b). D'autre part, la structure étant considérée comme régie par le critère de Coulomb, la théorie ne sera valable que dans un contexte de croûte supérieure. En première approche encore, nous avons aussi choisi de négliger une éventuelle pression des fluides, faisant l'hypothèse de conditions drainées.



## Chapitre 2

# Prédictions des séquences de chevauchement

Ce premier chapitre présente les résultats obtenus avec l'approche externe de l'analyse limite. Présenté sous forme d'un article accepté dans le *Journal of Geophysical Research*, il est consacré à l'obtention d'une séquence de chevauchement. Ce travail a été décomposé en 3 étapes : la prédiction d'un premier chevauchement, son évolution et son abandon en faveur d'un nouveau système de faille. Nous étudierons également l'influence des paramètres rhéologiques sur la position, la durée de vie et le nombre de faille. Pour finir, la méthode développée sera appliquée au prisme de Nankai, sur une section imagée par la sismique (ligne NT62-8) et étudiée par Moore et al. (1991). Les justifications des hypothèses soutenues dans l'article sont présentées en annexe 1 de ce chapitre. En annexe 2, les résultats obtenus par l'approche externe seront comparés à ceux de l'approche interne, développée par Pauline Souloumiac (Souloumiac et al., 2009, Souloumiac, 2009) pour le cas simple d'un pli de rampe. Nous verrons que les deux approches convergent vers la même force tectonique, apportant ainsi une première validation théorique.

## Resumé de l'article : Prediction of thrusting sequences in accretionary wedges

L'article qui suit présente donc l'application de l'approche externe aux prismes d'accrétion.

La théorie est d'abord appliquée au cas simple d'un prisme triangulaire. Les résultats sont comparés à la solution du prisme critique de Dahlen (1984), seule solution analytique connue. Les deux méthodes donnent rigoureusement les mêmes résultats, autant pour l'angle critique que pour le pendage des failles (figure 2.3). L'influence de la cohésion sur l'angle critique est ensuite étudiée : plus la cohésion de la structure augmente et plus l'angle critique nécessaire pour la déplacer sans déformation interne est faible (figure 2.2.4). Un prisme critique étant à la limite de la rupture sur tout son volume, il existe donc pour ce cas une infinité de plans de rupture possibles. Nous nous sommes proposés d'étudier l'influence d'un faible relief ajouté à la topographie initiale de ce prisme critique. On démontre que la déformation se localise alors soit à l'avant soit à l'arrière de cette aspérité (figure 2.5). On comprend ainsi le rôle que peuvent jouer l'érosion ou la sédimentation sur les sauts d'activité d'un chevauchement à l'autre.

La théorie est ensuite appliquée à un simple pli de rampe. Afin d'obtenir une durée de vie finie pour un chevauchement, nous avons choisi d'introduire de l'adoucissement sur la rampe, sous forme d'une décroissance linéaire de son angle de friction. Cet adoucissement entraîne une variation du pendage optimal du rétrochevauchement. Cette influence est étudiée afin de savoir si elle peut être négligée, permettant ainsi de s'affranchir de structure à géométrie complexe. Dans le cas d'un pli de rampe dont le relief serait constamment érodé, le pendage optimal du rétrochevauchement diminue (figures 2.6 et 2.7). Si l'on considère maintenant la formation d'un relief, le poids ajouté entraîne au contraire une augmentation du pendage optimal (figures 2.6 et 2.8). De plus, la borne supérieure de la force est très peu affectée par ces variations de pendage. Par conséquent, pour la suite de ce travail, le pendage du rétrochevauchement sera considéré comme constant. Par contre, si l'optimisation du pendage de la rampe se fait en fonction de la friction initiale, celle du rétrochevauchement se fera à partir du coefficient de friction final de la rampe. Par simplification encore, l'adoucissement sera considéré comme quasi-instantané.

La troisième partie de l'article est consacré à l'étude des séquences de chevauchement. La géométrie choisie est celle généralement observée dans les cas réel, c'est-à-dire, un prisme, résultat de déformations antérieures, suivi à l'avant d'une couche horizontale, représentant les couches sédimentaires non-déformées (figure 2.1a). Dans un premier temps, l'influence des paramètres géométriques et rhéologiques sur la durée de vie d'un chevauchement est étudiée. La première conclusion

---

est qu'un adoucissement est indispensable à l'obtention d'une durée de vie finie pour un chevauchement. Sans adoucissement, le système préfère créer une nouvelle faille juste en avant de la précédente plutôt que de créer un relief. La géométrie du prisme influence la durée de vie et l'emplacement de la seconde faille : pour une pente topographique proche de la pente critique, une seconde faille se forme rapidement en arrière, en hors-séquence, de façon à conserver la pente critique. L'adoucissement joue essentiellement sur la durée de vie d'une faille : le système préférera glisser sur une faille adoucit plutôt que d'avoir à créer une nouvelle faille. Le nombre de faille est lui dépendant de la friction sur le décollement. Si la friction du décollement est faible, il est plus avantageux de glisser sur cette surface, en créant de nombreuses failles plutôt que de soulever des reliefs importants. Trois autres conclusions majeures peuvent être tirées de ces séquences. Premièrement, pour chaque nouvelle faille formée en séquence, le rétro-chevauchement se localise toujours à la rupture de pente (entre le prisme et la zone avant horizontale). Deuxièmement, l'angle du rétro-chevauchement n'étant pas imposé comme bissecteur de l'angle entre le décollement et la rampe, on observe un épaississement des couches passant au-dessus de la rampe. Et pour finir, les chevauchements hors-séquences se forment de façon à conserver une pente topographique moyenne égale ou supérieure à la pente critique. Il n'est pas nécessaire de recourir à des mécanismes externes, comme l'érosion ou la sédimentation, pour les expliquer. Pour finir, la théorie est appliquée à une structure réelle, le prisme de Nankai sur lequel on peut actuellement observer une transition d'activité entre une ancienne faille et un chevauchement naissant (figure 2.14, Moore et al., 1991). Dans un premier temps, nous avons rechercher les paramètres rhéologiques pour lesquelles la théorie reproduisait un système de faille à l'emplacement du chevauchement naissant. Les coefficients ainsi obtenus sont proches de ceux produits par des études antérieures (Lallemand et al., 1994). Cependant, l'optimisation ne pouvant pas prendre en compte la déformation diffuse, une deuxième approche a été adoptée. Puisque la structure est en pleine transition, les forces nécessaires à chaque chevauchement (ancien et naissant) devraient être égales. Partant de ce principe, des distributions optimales pour les coefficients interne et basal peuvent être déterminées (figures 2.15 et 2.16). On trouve ainsi que la friction sur la rampe naissante doit être plus forte que la friction de la rampe active, justifiant l'hypothèse d'adoucissement adoptée précédemment.

# Prediction of thrusting sequences in accretionary wedges

N. Cubas , Y.M. Leroy  
Laboratoire de Géologie, CNRS,  
Ecole Normale Supérieure, Paris, France,  
and B. Maillot  
Laboratoire de Tectonique, CNRS,  
Université de Cergy-Pontoise, France.

## Abstract

The main objective is to determine the three stages of the life of a thrust in an accretionary wedge which are : the onset of thrusting along its ramp, the development with the construction of the relief, and the arrest because of the onset of another thrusting event. A simple kinematics is proposed for the geometry of the developing thrust fold based on rigid regions separated by velocity discontinuities along which work is dissipated according to the Coulomb criterion. The evolution of the thrust fold satisfies mechanical equilibrium and is optimized at every time of the three stages to provide the least upper bound in tectonic force according to the maximum strength theorem. The development of the thrust or its arrest because of the initiation of another thrust is decided by selecting the event which leads to the least upper bound in tectonic force.

The approach is first validated by proving that the critical slope angle  $\alpha_c$  for the classical triangular wedge is properly captured. It is shown that a perturbation, in the form of an extra relief in this perfectly triangular geometry, leads to the onset of thrusting with the ramp or the back thrust outcropping either at the back or to the front of the perturbation, respectively, for a range of slope dip close to the critical angle  $\alpha_c$ . The study of normal thrust sequences (from the rear to the front in the wedge toe) reveals that weakening of the ramp, accounted for by changing its friction angle from an initial to a smaller final value, is necessary for each thrust to have a finite life span. This life span is longer with a larger relief build up for more pronounced weakening. Decreasing the décollement friction angle results in an increase in the number of thrusts in the sequence, each thrust creating milder relief. The normal sequence is ended with the first out of sequence thrust which occurs earlier for smaller weakening over the ramp.

The proposed methodology is partly used to construct an inverse method proposed to assess the likeliness for the transfer of activity from the active to the incipient thrust in a section of Nankai's accretionary wedge. The inverse method provides the initial friction angle over the incipient ramp and the final friction angle over the fully active ramp, from the geometry of the corresponding thrusts, and the topography. It is shown that the friction angle over the incipient ramp is most likely to be larger than the one over the active ramp, justifying a key hypothesis needed to predict discrete sequences of thrusting.

## 2.1 Introduction

The objective of this research is to propose simple quantitative methods to study the development of multiple thrusts in accretionary wedges and fold-and-thrust belts. The method should require less computational times than the finite-element method so that repeated (thousands) tests can be performed, typically in inverse analyses. It should also provide quantitative predictions of the position and dip of the active thrusts, a task which cannot be performed with classical geometrical models of folding.

Predicting fault patterns in accretionary wedges has its roots in the stability of a perfect triangular wedge. Faulting occurs according to the active and passive Rankine stress states, as shown analytically by Davis et al. (1983), Dahlen (1984) and with a Mohr construction by Lehner (1986). The main result is that there is a critical taper value above which the entire décollement is activated upon compression from the back stop. The wedge is said to be unstable for angles below that critical value and the deformation is then to the rear. This reasoning applies to the onset of failure in a perfectly triangular prism and is not valid for any irregular topography. Note that at the critical taper, the fault positions are undetermined if the failure criterion is cohesionless (Dahlen, 1984). Introducing bulk cohesion sets in a characteristic length scale leading Yin (1993) to predict the position of the first thrust in the triangular wedge, using the stress approach proposed by Hafner (1951) for linear elastic materials. The elasticity solution for irregular topography is still possible if the variations in slope are small, permitting the application of linear perturbation techniques (McTigue and Mei, 1981). This approach combined with a numerical solution by Fast Fourier Transform leads Panian and Pilant (1990) to predict that first failure is below the topographic front of the wedge.

These solutions cannot however be applied for thrusting beyond the onset. The first prediction of a complete thrusting sequence seems to be due to Platt (1988, 1990) based on simple geometrical rules, reminiscent of Suppe's construction (Suppe, 1983), and on an insight on the stress distribution. He also predicts that the position of the new thrust is controlled by the topography. The active thrust within the sequence is then chosen to keep the entire wedge close to the critical taper. Another approach is proposed by Outtani (1996), Hardy et al. (1998), Masek and Duncan (1998), who control the thrusting evolution by comparing the various potential scenarios in terms of dissipation. The thrusting leading to the least dissipation by friction over predefined discontinuity segments (Masek and Duncan, 1998) is favored at any step of the shortening. Similar ideas are found

in the work of Gutscher et al. (1998) who compare tectonic forces to decide when frontal deformation would overcome under-thrusting.

These force or dissipation criteria are not the outcome of mathematical theorems and should thus be used with great care, with experimental or field validation, as done by numerical means by Del Castello and Cooke (2007). They could be avoided if the full solution of the boundary-valued problem was constructed by numerical means with, for example, the application of the finite-element method. Results for a single thrust are found in Erickson and Jamison (1995) and Erickson et al. (2001) providing insight on the orientation of a series of back thrusts for a pre-defined ramp. Finding the position of the ramp requires to solve a strain localization problem until a sharp discontinuity is formed. Following the thrust development over the ramp necessitates contact algorithm for finite displacement jumps. These two tasks are technically problematic and remain debated topics in an active research area, as already mentioned twenty years ago by Platt (1988), requiring difficult comparisons of different implementations of related formulations (Buiter et al., 2006). Moreover, one loses with the numerical codes the simplicity of analytical solutions and the possibility to conduct the thousands of iterations required for inverse methods (Maillot et al., 2007).

There is thus a gap between the efficient, simple geometrical constructions of thrusting, as proposed by Suppe (1983), and the computer-intensive mechanical solutions. These geometrical models are playing a crucial role in the interpretation of seismic sections and are applied in the industry (Zoetemeijer and Sassi, 1992; Sciamanna et al., 2004). One way to reconcile the mechanics approach and the geometrical constructions is to follow the steps of Platt (1988,1990) and Hardy et al. (1998) and to accept the kinematics, proposed by the structural geologists, which then does not have to be an outcome of the mechanics problem. However, one should define a sufficient number of degrees of freedom in the kinematics (such as position and dip of faults) which could then be optimized to satisfy mechanical equilibrium and rock rheology constraints rather than be arbitrarily prescribed. This strategy was first considered for a single thrust ramp by Maillot and Leroy (2003) who relied on the minimum dissipation principle to orientate the back thrust. A more rigorous and general approach is offered by the application of the external approach of limit analysis (Salençon, 1974), classically used in soil failure analysis. A kinematically admissible (KA) velocity field is proposed and the estimated maximum internal power combined with the theorem of virtual powers leads to an upper bound in the tectonic force. The core of the method is the recognition that the stress, within the bulk material, or the stress vector, acting on discontinuities, is always within a convex domain of the stress space, referred to as the strength domain. Its boundary is, typically, the Coulomb failure

criterion. This method relies on the maximum strength theorem, so-called to emphasize that only strength is involved with no appeal to a complete plasticity theory, and in particular to the flow rule. The new twist to the external approach (Maillot and Leroy, 2006) is that the least upper bound is not searched in the space of KA velocity fields only, but in an extended space which includes the main geometrical features of the structures, which are the degrees of freedom alluded to above. These authors studied the development of a symmetric kink-fold parametrized by its amplitude. For each amplitude, their predicted geometry is the one providing the least upper bound in tectonic force. The optimized degrees of freedom are the kink dip as well as the dip of the two parallel hinges setting the kink boundary. Their selection warrants a unique kink geometry for a given amplitude. This strategy is applied here to the growth of accretionary wedges. We adopt a simple geometrical construction reminiscent of the fault-bend fold model (Suppe, 1983) whereby shortening results in rigid block translations along the basal décollement and the ramps. At any shortening increment we optimize the position and dips of the ramp and hinge (seen as a back thrust in this paper) of the active thrust.

The paper contents are as follows. The next section presents the maximum strength theorem for the onset of thrusting first in a perfect triangular wedge, for which there is an analytical solution permitting to validate our approach, and second in a perfect wedge with a topographic perturbation which can control the position of the active thrust. The third section is devoted to the complete study of a thrust from its onset to its arrest due to the onset of a more favorable thrust accounting or not for relief build up. It is seen that this relief leads to an increase in the upper bound in tectonic force which is inconsistent with a finite life span of the thrust. To palliate this inconsistency, a weakening of the ramp is introduced in the form of a decrease in its friction angle from an initial to a final value which leads to a decrease in the tectonic force. This decrease due to ramp weakening dominates initially over the increase due to relief build up, resulting in a finite life span of every thrust. The fourth section presents the predictions for a normal sequence of thrusting (i.e., in the sense of Morley, 1988, from the rear to the front within the wedge toe) ending with the prediction of the first out-of-sequence event. The fifth section is devoted to the construction of an inverse method to assess the likeliness for the transfer of activity from the active to the incipient thrust in the section through the Nankai accretionary wedge corresponding to the seismic line NT62-8 studied by Moore et al. (1991) and by Morgan and Karig (1994). The transfer requires the concomitant activity of the two structures which is marked by the same upper bound in the tectonic force. This equality of the bounds for the two structures defines the likely ranges of the initial and the final

friction angles over the ramps of the incipient and active thrust, respectively. This application shows the necessity to introduce the concept of weakening to reconcile theory and observations. Strain softening, well known in the laboratory, becomes then tentatively justified at the field scale.

## 2.2 Onset of thrusting based on the maximum strength theorem

The main objective of this section is to present the maximum strength theorem with the help of a simple example, the onset of a thrust : a rigid back stop is sliding over a décollement up to the root of the ramp. Material in the hanging wall, separated from the back stop by the back thrust (migrating hinge), is moving up parallel to the ramp, Figure 2.1a. We will determine the dips  $\theta$  and  $\gamma$  of the back thrust and ramp, respectively, as well as the position of the base of the ramp, defined by the distance  $d$  from point A' to G, Figure 2.1b. In this section, it is the simplified geometry of Figure 2.1c which is considered : the wedge is triangular in the absence of any toe.

### 2.2.1 Geometry, KA velocity field and equilibrium

The triangular shaped wedge occupies the region ABC in Figure 2.1c and defines the studied domain referenced as  $\Omega$ . The taper is the angle  $\alpha + \beta$  where  $\alpha$  corresponds to the slope of the topography and  $\beta$  to the dip of the décollement. The length of the wedge is measured along the horizon AA'' and denoted D. The onset of thrusting is due to the compression by the rigid wall along segment BC perpendicular to the décollement. It results in slip of the back stop (region GFBC) over the segment GC of the décollement. Material in region EFG, defining the hanging wall, is sliding over the ramp EG. The segment GF marks a discontinuity in the velocity field which is the back thrust. It should also be seen as a migrating hinge since materials from the back stop are crossing it to reach the hanging wall. An important assumption adopted throughout the paper is that every material block undergoes rigid body motion. Thus a material point from the back stop region would be translated towards the back thrust, be sheared when crossing it, and then be translated again parallel to the ramp<sup>1</sup>. We concentrate first on the

<sup>1</sup>This kinematics is typical of a "push" theory. It is shown in the electronic supplement (Cubas et al., 2008) that the "pull" theory, as defined in Dahlen and Barr (1989) and corresponding to an immobile back wall, would lead to the same results as those presented here. This kinematics is also the simplest to construct geometrically a fold. One could envision to account for other modes of deformation and apply the same strategy in terms of optimization.



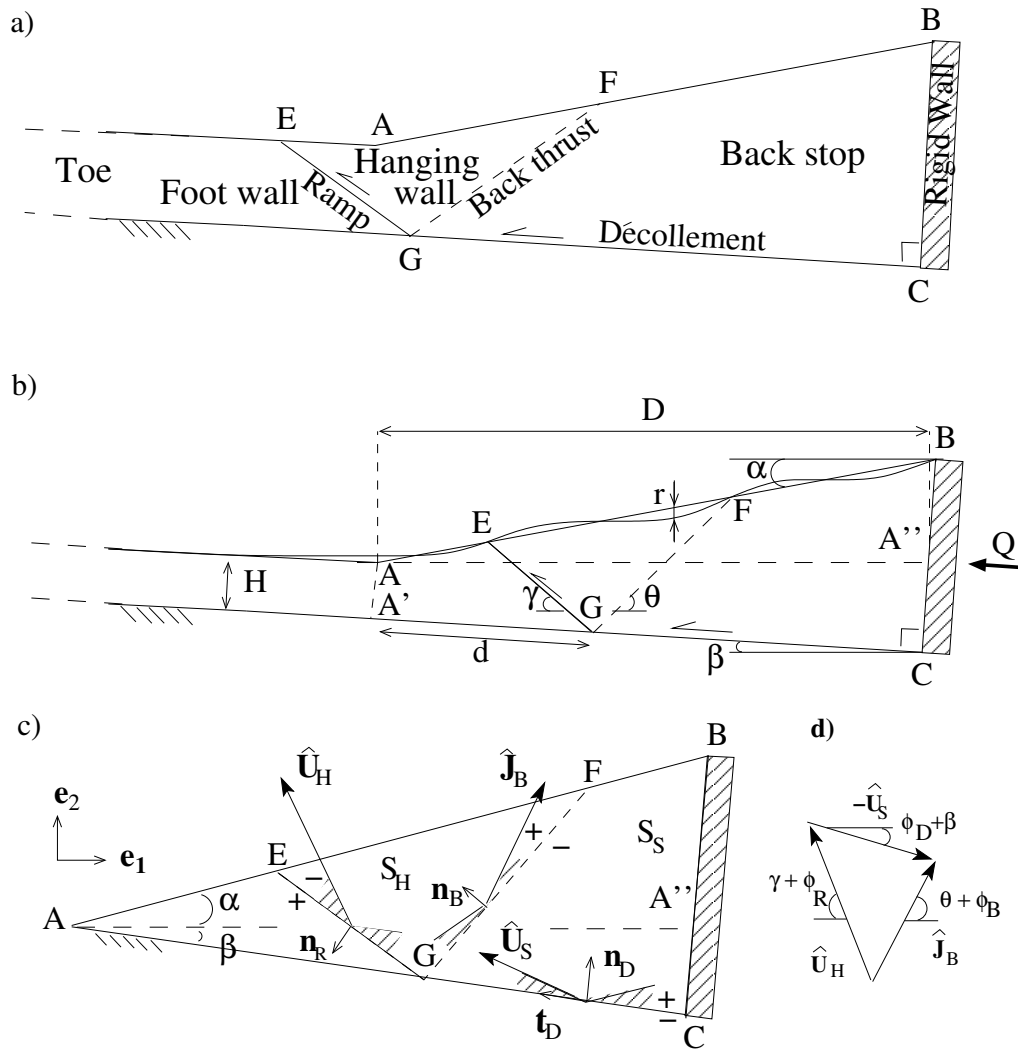


FIG. 2.1 – The names adopted for the different regions of the accretionary wedge are defined in a). The main mathematical symbols and variables are illustrated in b). Note that the top surface of the prism may have an arbitrary relief  $r$  measured from average the slope dipping at  $\alpha$ . For a zero thickness toe, the wedge is triangular in shape, c), providing a simpler example to introduce the maximum strength theorem. Compatibility of the virtual velocity field is illustrated by the hodogram in d) which states graphically that  $\hat{J}_B = \hat{U}_H - \hat{U}_S$ .

onset of thrusting. Evolution due to actual slip on the thrusts is developed in section 3. The rigid wall transmits the tectonic force  $Q\mathbf{t}_D$ , in which  $\mathbf{t}_D$  is the unit vector tangent to the décollement and  $Q$  the positive scalar for which we seek an upper bound, Figure 2.1c. Vectors in that figure and in what follows are denoted by bold characters.

The full mathematical development of the method at the center of this contribution is found in Maillot and Leroy (2006) and based on the seminal work of Salençon (1974, 2002). Only the main steps of the theory through its application to the wedge of Figure 2.1c are presented here for sake of conciseness.

The concept of mechanical equilibrium is first appealed to with the theorem of virtual powers which states the equality between the internal and external virtual powers, two quantities which are now defined. The internal virtual power  $\mathcal{P}_i$  is the power due to all gradients or discontinuities in the virtual velocity field. The virtual velocity field is any velocity field which satisfies the boundary conditions. Any such field  $\hat{\mathbf{U}}$  is called kinematically admissible (KA) and is designated with a superposed hat. In agreement with the assumption of rigid body motion, we will only consider here constant KA velocity fields over each block. In this case, the internal virtual power is only performed over the velocity discontinuities, which are the ramp (EG), the back thrust (GF), and the décollement (GC). The discontinuities or interfaces are oriented by their normal  $\mathbf{n}_a$ , the subscript  $a$  being either R, B or D, for the ramp, the back thrust or the décollement, respectively, Figure 2.1c. A set of virtual velocities is illustrated in the same figure : the hanging wall has the virtual velocity  $\hat{\mathbf{U}}_H$  and the back stop,  $\hat{\mathbf{U}}_S$ . The velocity discontinuity, or velocity jump, across any discontinuity, is the difference between the velocities on the positive side and on the negative side. Thus, the velocity jump across the décollement is  $\hat{\mathbf{J}}_D = \hat{\mathbf{U}}_S$  since the velocity of the foot wall is zero with respect to the observer attached to the décollement. For the same reason, the velocity jump across the ramp is  $\hat{\mathbf{J}}_R = -\hat{\mathbf{U}}_H$ , and that across the back thrust is  $\hat{\mathbf{J}}_B = \hat{\mathbf{U}}_H - \hat{\mathbf{U}}_S$ . Note that these virtual velocities do not describe necessarily the actual motion of the blocks and any KA velocity field could be used in the theorem of virtual powers. If the stress vector  $\mathbf{T} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}_a$  ( $\boldsymbol{\sigma}$  is the Cauchy stress tensor, and any second-order tensor is in bold character) was known for each discontinuity, one could readily compute the internal virtual power as the product of  $\mathbf{T}$  by the velocity jump :  $\hat{\mathbf{J}} \cdot \mathbf{T}$ . The sum of the independent contributions of each discontinuity would then define the internal power

$$\mathcal{P}_i(\hat{\mathbf{U}}) = \int_{\Sigma_U} \hat{\mathbf{J}} \cdot \mathbf{T} dS, \quad (2.2.1)$$

in which  $\Sigma_U$  denotes the set of velocity discontinuities just defined. The external virtual power

$$\mathcal{P}_e(\hat{\mathbf{U}}) = - \int_{\Omega} \rho g \mathbf{e}_2 \cdot \hat{\mathbf{U}} dV + Q \mathbf{t}_D \cdot \hat{\mathbf{U}}_S, \quad (2.2.2)$$

is due to gravity acting over the whole domain  $\Omega$  (volume integral, first term on the right-hand side) and the tectonic force applied on the right boundary. In this equation,  $\rho$  is the material density, assumed to be constant over the whole domain and  $-g\mathbf{e}_2$  is the gravity acceleration. Note that  $\{\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2\}$  is the orthonormal basis defined in Figure 2.1c. The theorem of virtual powers states that internal and external virtual powers are identical for any KA velocity field

$$\mathcal{P}_i(\hat{\mathbf{U}}) = \mathcal{P}_e(\hat{\mathbf{U}}) \quad \forall \hat{\mathbf{U}} \text{ KA} \quad (2.2.3)$$

Note that the main difficulty in solving (2.2.3) is that the system of stress vectors  $\mathbf{T}$  acting on the discontinuities found in (2.2.1) is not known a priori. It will be seen next that one can obtain an upper bound to the internal virtual power, and therefore to the tectonic force  $Q$ , without ever determining this system.

## 2.2.2 The material strength domain and the support function

The discontinuities in the velocity field and the boundary interfaces are assumed to be purely frictional. Their strength is a function of the resolved shear stress  $\tau'$  and normal stress  $\sigma'_n$  defined as

$$\tau' = \mathbf{t}_a \cdot \mathbf{T}', \quad \sigma'_n = \mathbf{n}_a \cdot \mathbf{T}', \quad (2.2.4)$$

in terms of the stress vector. The discontinuity can sustain any stress states found in the following Coulomb strength domain  $G$  defined by

$$|\tau'| + \sigma'_n \tan \phi_a \leq c_a, \quad (2.2.5)$$

in which  $\phi_a$  and  $c_a$  are the friction angle (the friction coefficient  $\mu_a = \tan \phi_a$  will also be used and its value indicated between parentheses) and the cohesion of the discontinuity  $a$ . Such a strength domain is illustrated in Figure 2.2. Note that the engineering convention where  $\sigma_n < 0$  in compression is used here. Equality in (2.2.5) defines the Coulomb failure criterion, i.e., the maximum strength of the discontinuity. The terminology of strength domain could be surprising to the reader accustomed to the concept of elastic regime or domain. Since no assumption concerning the rock elasticity properties is introduced, the term strength domain is found more appropriate.

The next step consists of searching for the maximum internal power at every point of the fault for a given jump  $\hat{\mathbf{J}}$ , which is defined by

$$\varpi(\hat{\mathbf{J}}) = \text{Sup}_{\mathbf{T}' \in \mathbf{G}} \{ \hat{\mathbf{J}} \cdot \mathbf{T}' \}. \quad (2.2.6)$$

Note that all  $\mathbf{T}'$  in  $\mathbf{G}$  are considered in the search and no reference is made to the exact but unknown stress vector. The maximum  $\varpi(\hat{\mathbf{J}})$  exists because the strength domain is convex and contains the zero stress vector; it is called the support function in convex analysis (Salençon, 1974, 2002; Maillot and Leroy, 2006). The orientation of the velocity jump  $\hat{\mathbf{J}}$  is measured as the angle  $\nu$  with the normal  $\mathbf{n}_a$  (inset in Figure 2.2). For simplicity, Figure 2.2 illustrates the case  $0 \leq \nu \leq \pi$ , but the same treatment holds for  $-\pi \leq \nu \leq 0$ , owing to the symmetry of the strength domain. Two cases indicated as (1) and (2) are defined by the comparison of  $\nu$  with  $\pi/2 - \phi_a$ . The support function reads accordingly

$$\begin{aligned} \text{case (1) : } |\nu| \leq \pi/2 - \phi_a, \varpi(\hat{\mathbf{J}}) &= \hat{J} c_a \cotan(\phi_a) \cos \nu, & (2.2.7) \\ \text{case (2) : } |\nu| > \pi/2 - \phi_a, \varpi(\hat{\mathbf{J}}) &= +\infty, \end{aligned}$$

for  $\nu \in [-\pi; \pi]$ . Note from (2.2.7) that there is a range of orientations in the velocity jump (case 2) which is of no interest since it does not lead to a finite upper bound. This angular range is presented as a dashed region in the inset of Figure 2.2c. It is also presented in Figure 2.1c as dashed cones for each discontinuity. The angles  $\pm(\pi/2 - \phi_a)$  will be referred to as the velocity-cone angles. Note that the maximum in (2.2.6) is a function only of the vector  $\hat{\mathbf{J}}$  and, of course, of the strength parameters  $c_a$  and  $\phi_a$  defining  $\mathbf{G}$ , but not of the exact unknown stress vector  $\mathbf{T}$ .

### 2.2.3 Maximum strength theorem and upper bound on the tectonic force

The introduction of the support function (2.2.6) allows us to establish an upper bound of the internal virtual power (2.2.1) which reads

$$\mathcal{P}_i(\hat{\mathbf{U}}) \leq \int_{\Sigma_U} \text{Sup}_{\mathbf{T}' \in \mathbf{G}} \{ \hat{\mathbf{J}} \cdot \mathbf{T}' \} dS = \int_{\Sigma_U} \varpi(\hat{\mathbf{J}}) dS. \quad (2.2.8)$$

The theorem of virtual powers (2.2.3) together with the definition of the external power (2.2.2) then provide

$$\mathbf{Q} \mathbf{t}_D \cdot \hat{\mathbf{U}}_S \leq \int_{\Omega} \rho g \mathbf{e}_2 \cdot \hat{\mathbf{U}} dV + \int_{\Sigma_U} \varpi(\hat{\mathbf{J}}) dS, \quad (2.2.9)$$

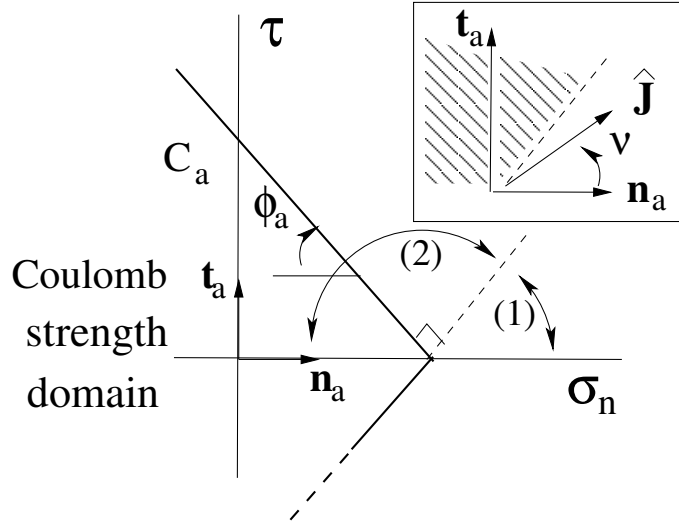


FIG. 2.2 – The Coulomb strength domain, the definition of the orientation of the virtual velocity jump  $\hat{\mathbf{J}}$  with respect to the normal to the discontinuity in inset, and the orientation zoning for defining the support function. The  $(\sigma_n, \tau)$  stress space is oriented physically with the normal  $\mathbf{n}$  and the tangent  $\mathbf{t}$  vectors to the discontinuity  $(\mathbf{n}, \mathbf{t})$  direct basis. It is only if  $\hat{\mathbf{J}}$  is oriented towards region (1) that the support function is finite. By symmetry of the strength domain, the same results are obtained for  $\nu \leq 0$ .

leading to an upper bound in the tectonic force  $Q$ . The best upper bound is defined as the least bound since it is the closest to the exact solution. It is obtained by minimizing the right-hand side of (2.2.9) seen as a function of the two virtual velocities  $\hat{\mathbf{U}}_S$  and  $\hat{\mathbf{U}}_H$ , the two angles  $\theta$  and  $\gamma$ , and the position  $d$  of the root of the ramp and back thrust. Before proceeding to this optimization, we need an explicit expression for the upper bound (2.2.9) in terms of these variables, starting with the velocities.

The first velocity vector to be discussed is the virtual velocity of the back stop. It has for norm  $\hat{U}_S$  and is oriented with the velocity-cone angle  $\nu = \pi/2 - \phi_D$ . The second virtual velocity vector is  $\hat{\mathbf{U}}_H$  and is oriented such that the velocity jump across the ramp  $\hat{\mathbf{J}}_R = -\hat{\mathbf{U}}_H$  has the orientation defined by the velocity-cone angle ( $\nu = \pi/2 - \phi_R$ ), to minimize work against gravity over the hanging wall. Another constraint on the norm of  $\hat{\mathbf{U}}_H$  is found by imposing that the velocity jump vector across the back thrust  $\hat{\mathbf{J}}_B = \hat{\mathbf{U}}_H - \hat{\mathbf{U}}_S$  is oriented with the velocity-cone angle  $\nu = -\pi/2 + \phi_B$ . These conditions and constraints are reproduced in the hodogram presented in Figure 2.1d which leads to

$$\hat{\mathbf{U}}_H = \hat{U}_S \frac{\sin(\phi_B + \phi_D + \beta + \theta)}{\sin(\phi_B + \phi_R + \gamma + \theta)}, \quad (2.2.10)$$

as well as

$$\hat{J}_B = \hat{U}_S \frac{\sin(\phi_R - \phi_D + \gamma - \beta)}{\sin(\phi_B + \phi_R + \gamma + \theta)}, \quad (2.2.11)$$

by application of the law of sines. Note that the mathematical proof that the selections of the velocity-cone angle  $\nu = \pi/2 - \phi_a$ , for orienting the velocity jumps over the ramp and the décollement, and of the angle  $\nu = -\pi/2 + \phi_B$  for the jump on the back thrust do minimize the upper bound is not provided here for sake of conciseness. This proof is the result of an exercise in optimization with constraints and is presented in the electronic supplement to this contribution (Cubas et al., 2008).

The expression for the tectonic upper bound (2.2.9) is now made explicit in terms of the geometry of the triangular shaped wedge and its material properties

$$\begin{aligned} Q \cos \phi_D \leq \rho g \left[ S_H \frac{\sin(\phi_B + \phi_D + \beta + \theta)}{\sin(\phi_B + \phi_R + \gamma + \theta)} \sin(\phi_R + \gamma) + S_S \sin(\phi_D + \beta) \right] & (2.2.12) \\ + c_R \cos \phi_R \frac{\sin(\phi_B + \phi_D + \beta + \theta)}{\sin(\phi_B + \phi_R + \gamma + \theta)} L_R + c_D \cos \phi_D (D \cos \beta - d) & \\ + c_B \cos \phi_B \frac{\sin(\phi_R - \phi_D + \gamma - \beta)}{\sin(\phi_B + \phi_R + \gamma + \theta)} L_B, & \end{aligned}$$

in which  $S_H$ ,  $S_S$ ,  $L_R$  and  $L_B$  denote the surface of the hanging wall, of the back stop (Figure 2.2c) and the length of the ramp and of the back thrust, respectively. Note that the two sides of (2.2.9) have been divided in (2.2.12) by the positive scalar  $\hat{U}_S$  which is arbitrary.

#### 2.2.4 Least upper bound on the tectonic force for a perfect triangular wedge

The upper bound in (2.2.12) is now minimized in terms of  $d$ ,  $\theta$  and  $\gamma$  for the triangular wedge. In that case, the surfaces and length introduced in (2.2.12) are readily computed and the upper bound becomes a second-order polynomial in the normalized distance  $\tilde{d}$  defining the position of the root of the thrust

$$\tilde{Q}(\theta, \gamma, \tilde{d}) \leq Q_1 + Q_2(\theta, \gamma)\tilde{d} + Q_3(\theta, \gamma)\tilde{d}^2 \quad (2.2.13)$$

$$\text{with } Q_1 = \frac{1}{2} \frac{\cos^2 \beta \tan(\alpha + \beta) \sin(\phi_D + \beta)}{\cos \phi_D} + \cos \beta \tilde{c}_D,$$

$$Q_2(\theta, \gamma) = -\tilde{c}_D + \frac{\sin(\alpha + \beta)}{\cos \phi_D \sin(\phi_B + \phi_R + \gamma + \theta)} \left[ \frac{\cos \phi_R}{\sin(\alpha + \gamma)} \sin(\phi_B + \phi_D + \beta + \theta) \tilde{c}_R \right. \\ \left. + \frac{\cos \phi_B}{\sin(\theta - \alpha)} \sin(\phi_R - \phi_D + \gamma - \beta) \tilde{c}_B \right],$$

$$Q_3(\theta, \gamma) = \frac{\sin(\alpha + \beta)}{2 \cos \phi_D \sin(\theta - \alpha)} \left[ -\sin(\phi_D + \beta) \sin(\beta + \theta) + \right. \\ \left. \frac{\sin(\alpha + \beta) \sin(\theta + \gamma)}{\sin(\alpha + \gamma)} \sin(\phi_R + \gamma) \frac{\sin(\phi_B + \phi_D + \beta + \theta)}{\sin(\phi_B + \phi_R + \gamma + \theta)} \right],$$

in which the superposed  $\tilde{\phantom{x}}$  designates dimensionless quantities which are obtained by dividing lengths and stress-like quantities by the reference length  $D$  and the stress  $\rho g D$ , respectively. The scalar  $Q_1$  in (2.2.13) is due to work done against gravity (for the whole structure of characteristic length  $D$ ) and the work done along the segment  $GC$  of the décollement cohesion. It is independent of the angles  $\theta$  and  $\gamma$ . The scalar  $Q_2$  in (2.2.13) is due to the cohesion of the interfaces and discontinuities since the internal power is then proportional to the length of these lines. The last scalar  $Q_3$  is due to gravity and thus associated to the square of  $\tilde{d}$ .

The least upper bound is obtained by minimizing  $\tilde{Q}(\theta, \gamma, \tilde{d})$  in terms of its three arguments, an exercise done by numerical means in this paper. However, for the particular expression in (2.2.13), and letting  $Q_2$  to vanish by assuming no cohesion along the interfaces and discontinuities, the critical  $\tilde{d}$  is readily obtained analytically. It depends on the sign of  $Q_3$ . If positive, the best candidate is 0. If negative,  $\tilde{d}$  takes the maximum value consistent with the rooting of the ramp and the back thrust on the décollement. All values of  $\tilde{d}$  are admissible if  $Q_3 = 0$ . This particular solution, computed by numerical means for the optimum  $\theta$  and  $\gamma$ , is compared to the exact Rankine solution proposed by Dahlen (1984), and constructed geometrically by Lehner (1986), in Figure 2.3. The orientation of the ramp is exactly given by

$$\gamma = \frac{1}{2} \arcsin\left(\frac{\sin \alpha}{\sin \phi_R}\right) + \frac{\alpha}{2} + \frac{\pi}{4} - \frac{\phi_R}{2}, \quad (2.2.14)$$

and the dip of the back thrust is simply the conjugate orientation (if the same friction coefficient is assumed,  $\phi_B = \phi_R$ ). Our solutions in Figure 2.3a coincide within numerical accuracy to this exact solution. For a zero slope  $\alpha$ , the orientation is the classical  $\pi/4 - \phi_R/2$ . For increasing  $\alpha$ , the dip of the ramp decreases. These results are plotted for three different values of the ramp friction angle. Each

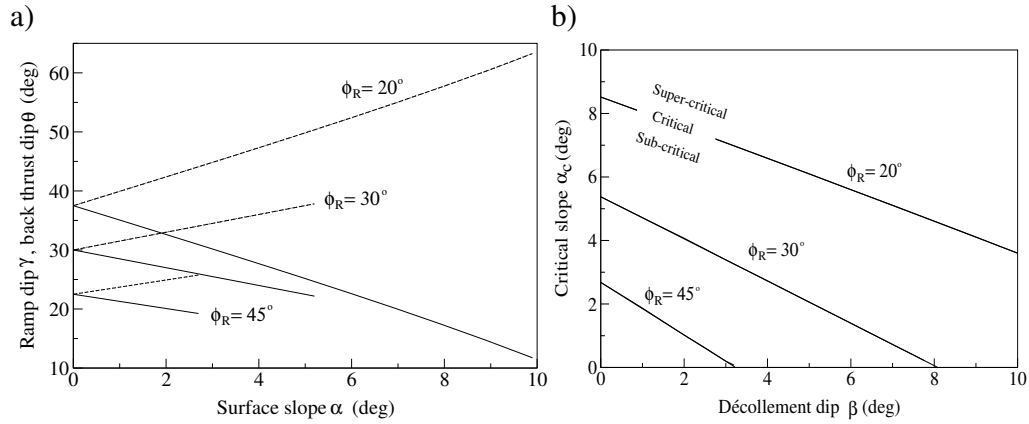


FIG. 2.3 – Comparison of the solution for the least upper bound and the exact solution of Dahlen (1984) for various ramp friction angles ( $\phi_R$ ) and for basal friction  $\phi_D = 15^\circ(0.27)$ . The dips of the ramp ( $\gamma$ , solid lines) and of the back thrust ( $\theta$ , dashed lines) are presented as functions of the surface slope in a). In b), the critical value of the slope is presented as a function of the dip of the décollement  $\beta$ . In all cases, the exact and numerical solutions superpose within plotting accuracy.

set of curves terminates as the optimum value of  $\tilde{d}$  shrinks to zero, corresponding to the activation of the whole décollement. This transition is found to occur as  $Q_3$  is zero, for a critical  $\alpha_c$  which is compared to the implicit solution proposed by Dahlen (1984)

$$\alpha_c + \arcsin\left(\frac{\sin \alpha_c}{\sin \phi_R}\right) = -2\beta + \arcsin\left(\frac{\sin \phi_D}{\sin \phi_R}\right) - \phi_D, \quad (2.2.15)$$

in Figure 2.3b for  $\phi_D = 15^\circ(0.27)$ . Note again the complete agreement between our numerical solution and the exact one for three different values of the ramp friction angle. This comparison validates the numerical approach for the optimization to be used trough out this paper.

This comparison with Dahlen's solution gives us the opportunity to define some of the terminology used in this paper and illustrated in Figure 2.3b. First, we are interested in compressional deformation and the wedge is said to be critical if the taper ( $\alpha + \beta$ ) is Dahlen's solution. For smaller angles, the taper is said to be sub-critical and the deformation takes place to the rear of the wedge. For larger tapers, the conditions are said to be super-critical and the whole décollement is fully activated. Consequently, the domain of stability defined by Dahlen (1984) – with no internal deformation in the wedge – corresponds to super-critical conditions in this paper.



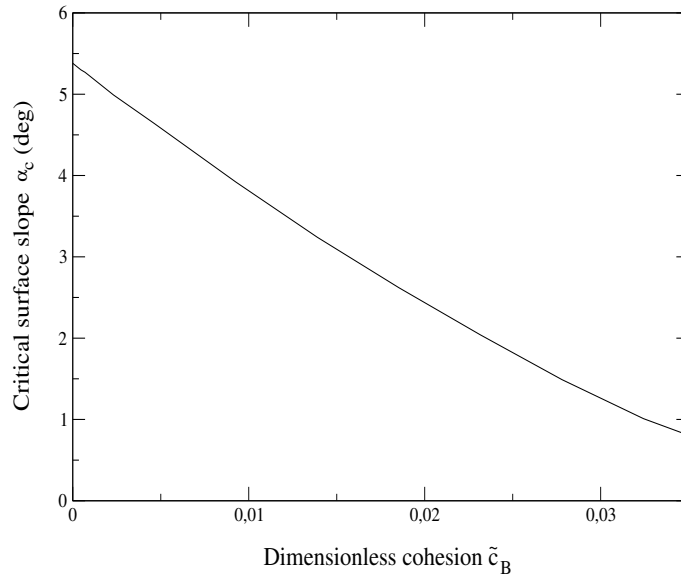


FIG. 2.4 – Influence of the cohesion of the ramp and back thrust ( $c_B = c_R, c_D = 0$ ), on the critical slope.

The last item of discussion is the influence of the material cohesion on the critical slope  $\alpha_c$ . The décollement cohesion is still set to zero but the back thrust and the ramp cohesions are varied from zero to  $0.035\rho gD$ . Results, presented in Figure 2.2.4, exhibit a sharp decrease of the critical slope  $\alpha_c$  with the increase in cohesion. The more cohesive the material is, the smaller is the slope necessary to trigger the activation of the whole décollement. These results, obtained by numerical means by minimizing  $\tilde{Q}$  are complemented by the following interpretation of equation (2.2.13). Coefficient  $Q_2$  is always positive since  $c_D$  is set to zero. If  $Q_3$  is positive or null, the  $\tilde{Q}$  function is monotonically increasing, its smallest value reached for  $d = 0$ . The wedge is super-critical. For  $Q_3$  negative, the  $\tilde{Q} - d$  curve is parabolic. The maximum is in between  $d = 0$  and  $d = D \cos \beta$ , disregarding geometrical constraints on the back thrust for sake of simplicity, and for sufficiently small, negative values of  $Q_3$ . There is a critical value of  $Q_3 = -Q_2(D \cos \beta)$  for which the load  $\tilde{Q}$  is identical at  $d = 0$  and  $d = D \cos \beta$ . For even smaller value of  $Q_3$ , the load is the smallest at  $d = D \cos \beta$ . The wedge is then sub-critical. The critical conditions are thus now defined not for  $Q_3 = 0$ , for cohesionless materials, but for  $Q_3 = -Q_2(D \cos \beta)$  in the presence of cohesion. However, the transition is marked in the presence of cohesion with failure to the front and to the back but not at an arbitrary position within the bulk. The introduction of cohesion thus suppresses the arbitrary position of the failure mechanism for critical taper conditions.

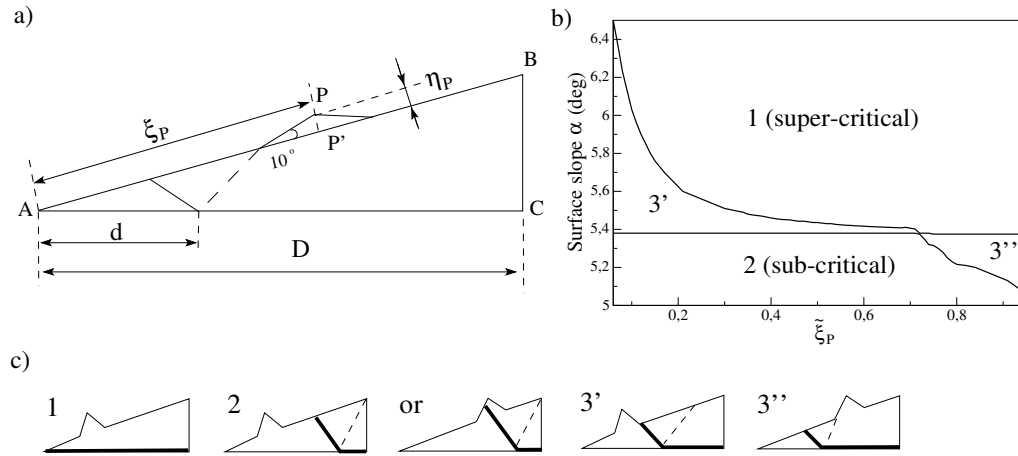


FIG. 2.5 – Imperfection analysis for the triangular wedge. The asperity geometry is presented in a) with the distance  $\xi_P$  defined as the distance  $AP'$ . The locking range of the imperfection in slope  $\alpha$  is function of the imperfection position  $\xi_P$ , b). Three modes of failure are defined in c) : full décollement activated for a super-critical wedge (1); deformation to the rear, typical of a sub-critical wedge (2); and the locking mode, with two variants (3') and (3''). They correspond to the ramp or the back thrust outcropping at the rear or to the front of the imperfection, respectively.

### 2.2.5 Imperfection analysis of the triangular wedge

A second approach is now considered to suppress the arbitrary position of the failure mode for critical taper conditions. It consists of the introduction of an imperfection in the topography. Consider a triangular zone of relief with summit point  $P$  at the distance  $\eta_P$  from the top surface (set to an arbitrary 440 m here, with  $D = 100$  km,  $\beta = 0^\circ$ ). The slope of the triangle is set to  $10^\circ$  with respect to the wedge surface. Point  $P$  is at the distance  $\xi_P$  from the tip of the wedge, Figure 2.5a.

Results will be interpreted as the competition between two major failure modes. Mode 1 consists of the activation of the whole décollement, typical of super-critical wedges. Failure in mode 2 is at the rear and is typical of sub-critical wedges, the ramp either cutting through or not cutting through the imperfection, as illustrated in Figure 2.5c. The activated sections of the décollement and the ramp are in thick solid line, the back thrusts are depicted as dashed lines. A third mode is also introduced and results from the competition between the two first modes and is defined by the locking of the thrust on the imperfection. There are two variants labeled 3' and 3'' for which the ramp and the back thrust are locked at the back or the front of the imperfection, where the slope is discontinuous, respectively.

The range of surface slope  $\alpha$ , for which the length  $\tilde{d}$  is neither zero nor maximum, is presented as a function of the position  $\tilde{\xi}_P (= \xi_P/D)$  of the imperfection in Figure 2.5b. This range is called the imperfection locking range in this section and corresponds to the regions labeled 3' and 3'' in the graph. Consider for example  $\xi_P$  set to 20 km ( $\tilde{\xi}_P = 0.2$ ). The locking range in  $\alpha$  has for lower and upper limits  $\alpha_c = 5.38^\circ$  and  $5.6^\circ$ , respectively. For  $\alpha$  larger than the upper limit, the whole décollement is activated : failure mode 1 dominates and the wedge is super-critical. Below that upper limit, there is competition between failure modes 1 and 2, resulting in the variant 3'. The more to the front is the imperfection, smaller values of  $\tilde{\xi}_P$ , the longer is the length of the décollement activated and the larger is the locking range. The lower limit in the locking range is  $\alpha_c$ , for any perturbation position less than 72 km from the tip of the wedge toe. For  $\alpha$  smaller than  $\alpha_c$ , the failure mode is of type 2, at the back of the wedge which is then sub-critical. For imperfection positions  $\xi_P$  larger than this critical value of 72 km, the upper limit of the locking range is constant,  $5.375^\circ$ , so slightly lower than  $\alpha_c$ . The lower limit decreases with increasing  $\tilde{\xi}_P$ . The interpretation is as follows. For  $\alpha$  larger than the upper limit, the whole décollement is activated corresponding to failure mode 1, typical of a super-critical wedge. Note that the imperfection contributes to the weight of the thrusting section of the wedge, explaining the slight difference in the upper limit from  $\alpha_c$ . For  $\alpha$  smaller than  $5.375^\circ$ , the wedge ceases to be super-critical, the variant 3'' is then observed and the imperfection is thus locking the thrust. The lower limit in the locking range marks the onset of the dominance of mode 2, typical of sub-critical wedges. Note that the locking range as well as the critical distance of 72 km are functions of the imperfection mass and thus of the dimension  $\eta_P$ . Repeating the analysis for smaller  $\eta_P$ 's reveals that the locking range tends to a single point  $\alpha_c$ .

This simple example has at least two merits. First, it shows the potential of the proposed methodology in the absence of analytical solutions. Second, it reveals that minute changes in the topography of the top surface could lead to drastic changes in the position of the active ramp within the wedge if close to criticality.

### 2.3 Thrust folding based on the maximum strength theorem

Symbol	Definition	value (Single)	value (Sequence)	unit
$\alpha$	topographic initial slope	0	[4.5°; 7.5°]	deg
$\beta$	slope of décollement	0	[0°; 3°]	deg
$\phi_B$	friction of bulk and back thrust	30° (0.58)	30° (0.58)	deg
$\phi_D$	friction of décollement	15° (0.27)	[5° (0.09); 15° (0.27)]	deg
$\phi_{Ri}$	initial friction of the ramp (= $\phi_B$ )	30° (0.58)	30° (0.58)	deg
$\phi_{Rf}$	final friction of the ramp	[10° (0.18); 30° (0.58)]	[15° (0.27); 25° (0.47)]	deg
$\phi_N$	friction of normal fault (= $\phi_B$ )	[10° (0.18); 30° (0.58)]	[15° (0.27); 25° (0.47)]	deg
$\phi_U$	friction of the upper flat (= $\phi_D$ )	15° (0.27)	[5° (0.09); 15° (0.27)]	deg
$c_a$	cohesions ( $a = R, U, D, B$ and $N$ )	0	0	MPa
$\delta_T$	displ. transition from $\phi_{Ri}$ to $\phi_{Rf}$	0 or 2	[0; D/50]	km
$H$	thickness of toe	1	1	km
$D$	length of prism	100	100	km
$\rho$	mass density	2200	2200	kg/m <sup>3</sup>
$g$	gravity acceleration	9.81	9.81	m/s <sup>2</sup>

TAB. 2.1 – The definition of parameters and their values or ranges for the study of the single thrust with fast erosion or relief build up (third column) in section 3 and of the sequence of thrusting (fourth column) in section 4. The subscripts B, D, N, R, U stand for the bulk or back thrust, the décollement, the normal fault bounding the forelimb, the ramp and the upper flat, respectively. The friction properties are defined in terms of angle  $\phi_a$  and coefficient ( $\tan \phi_a$ ) in parantheses.

The objective of this section is to discuss the evolution of a thrust starting with the simple case where the top surface and the décollement have a zero slope. The initial distance of the ramp to the back stop is then arbitrarily set to  $D$ .

It is first assumed that erosion is fast such that no relief builds up despite the shortening of the back stop, Figure 2.6a. This simple geometry permits investigation of the influence of the ramp friction coefficient on the orientation of the back thrust and is reminiscent of the example treated by Maillot and Leroy (2003) and Maillot et al. (2007). The second example disregards erosion and the relief is constructed assuming the hanging wall glides rigidly over the ramp, except for the material forming the forelimb, Figure 2.6b. The relief  $r$  is such that the surface area is preserved during compression. Material and geometrical parameters are summarized in Table 2.3 (third column). Note that all cohesions are set to zero in what follows.

### 2.3.1 A simple thrust fold with fast erosion

This example is proposed to test the influence of the friction angle over the ramp. This angle is either kept constant during thrusting or chosen to decrease linearly from an initial value  $\phi_{Ri}$  to the final value  $\phi_{Rf}$  after a transition defined by the distance  $\delta_T$ , in accumulated displacement over the ramp  $\delta_R$ , Figure 2.6c. Note that the friction angle of the back thrust is always kept constant, equal to the friction angle of the pristine, bulk material, because the material within the back thrust is displaced from the back stop towards the hanging wall with no time to sustain the damage occurring over the ramp by the residing material. This difference is essential to justify the different treatment adopted for the friction angles of the ramp and the back thrust during evolutions. Note also that softening could have been also introduced on the material cohesion or on both the cohesion and the friction angle. These alternative approaches could be of interest if one has experimental results on the analogue material properties and desires to apply the inverse method presented in section 5 to laboratory experiments, such as those of Lohrmann et al. (2003). Simplicity guides us in selecting the linear softening construction on the friction angles.

The geometry of the hanging wall during the evolution remains unchanged, except for the shortening : material points in the back stop are first displaced horizontally by  $\delta$ , cross the back thrust GF, then move in the hanging wall parallel to the ramp and are eroded away at their arrival on segment EF. This similarity of the geometries means that the upper bound in tectonic force is still given by (2.2.12) in which lengths and surfaces take simple expressions leading to

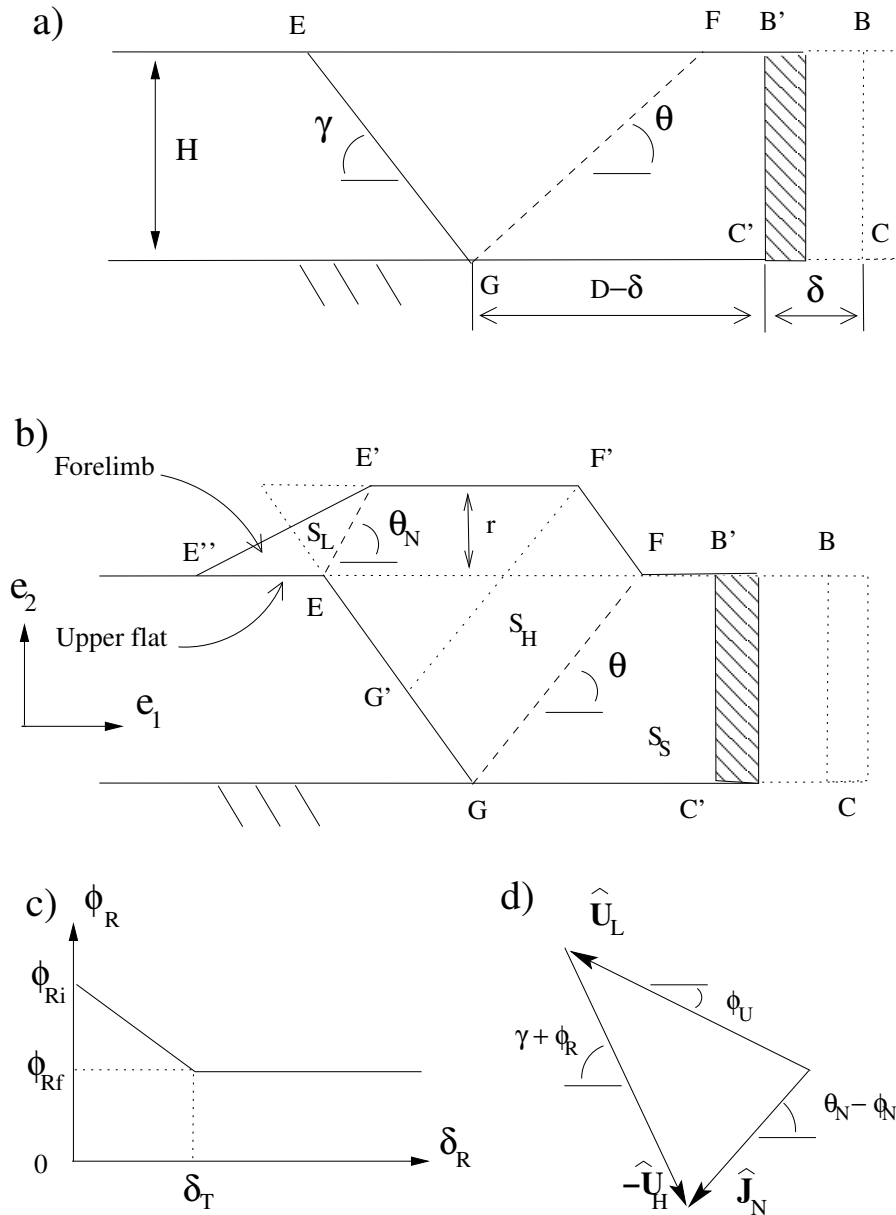


FIG. 2.6 – The first two examples of evolution concern a thrust initiating from a layer of thickness  $H$  (the angles  $\alpha$  and  $\beta$  of Figure 1 are zero). In a), erosion is fast such that no relief builds up. In b), the relief is composed of the plateau  $E'F'$  and a forelimb, the latter corresponding to the collapse of the tip of the hanging wall over the upper flat. The friction coefficient over the ramp decreases from an initial value  $\phi_{Ri}$  to the final value  $\phi_{Rf}$  after a displacement of  $\delta_T$ , c). The hodogram for the velocity jumps of the discontinuity associated with the forelimb is presented in d).

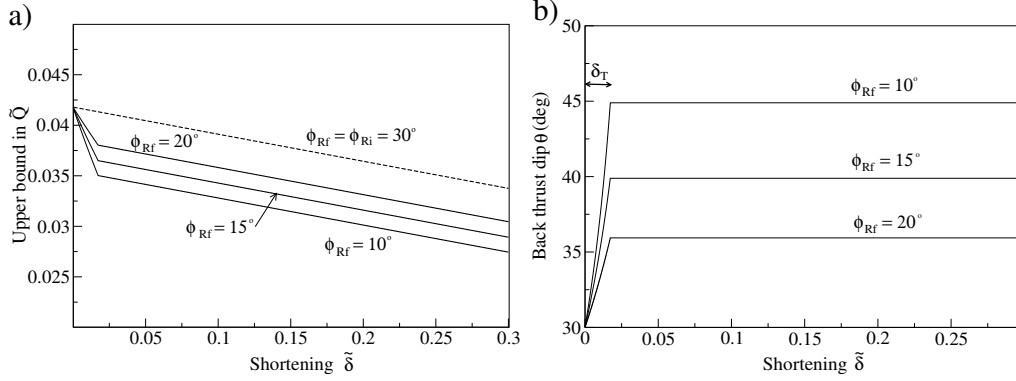


FIG. 2.7 – The upper bound in tectonic force a) and the optimum orientation of the back thrust b) as functions of the shortening for the case of thrusting with fast erosion, presented in Figure 2.6a. Different values of the final friction angle of the ramp  $\phi_{Rf}$  are considered. The variation in friction angle from the initial value  $\phi_{Ri} = 30^\circ (0.58)$  occurs over a displacement of  $\delta_T = 2$  km, a large value selected for sake of clarity of the graphs.

$$\begin{aligned}
\tilde{Q} \cos \phi_D \leq & \frac{\tilde{H}^2}{2} (\cotan \gamma + \cotan \theta) \frac{\sin(\phi_B + \phi_D + \theta)}{\sin(\phi_B + \phi_R + \gamma + \theta)} \sin(\phi_R + \gamma) \quad (2.3.1) \\
& + \tilde{H} \left(1 - \tilde{\delta} - \frac{\tilde{H}}{2} \cotan \theta\right) \sin \phi_D + \tilde{c}_R \cos \phi_R \frac{\sin(\phi_B + \phi_D + \theta)}{\sin(\phi_B + \phi_R + \gamma + \theta)} \frac{\tilde{H}}{\sin \gamma} \\
& + \tilde{c}_D \cos \phi_D (1 - \tilde{\delta}) + \tilde{c}_B \cos \phi_B \frac{\sin(\phi_R - \phi_D + \gamma)}{\sin(\phi_B + \phi_R + \gamma + \theta)} \frac{\tilde{H}}{\sin \theta}.
\end{aligned}$$

The least upper bound in force (2.3.1) based on the optimum orientation of the back thrust is presented in Figure 2.7a for different values of the final friction angle  $\phi_{Rf}$ . The dashed line shows that for a constant friction coefficient over the ramp, the upper bound in tectonic force decreases linearly with increasing  $\tilde{\delta}$ , as seen from (2.3.1). This is due simply to the erosion of the mass of the relief created during the thrusting event. This decrease is magnified if the activation of the ramp leads to a reduction in its friction angle. Note that once the final friction angle is reached the evolution of the three solutions are parallel for the reason discussed above. Note also that according to (2.3.1), the shortening of the décollement (first term in third line) should also lead to a reduction in the upper bound. This influence is however not felt here since all cohesions are set to zero (Table 2.3, third column). Attention is now centered on the influence of the reduction in the friction coefficient on the variation of the orientation of the optimum back thrust. This influence is analyzed from the results presented in Figure 2.7b : the back thrust dip varies from  $30^\circ$  to  $45^\circ$  for a  $\phi_{Rf}$  of  $10^\circ (0.18)$ . Note that once the ramp weakening ceases, the back thrust dip remains constant,

showing that it is independent of the extent of the back stop, as predicted by Maillot and Leroy (2003).

### 2.3.2 A simple thrust fold with relief build up

Erosion is now disregarded and the relief, measured by the distance  $r$ , builds up in response to the shortening of the back stop by  $\delta$ , Figure 2.6b. section GCBF is transformed in section GC'B'F, and is accompanied by the thrusting of section GEF so that points initially along GF are now on G'F'. The hanging wall has been translated rigidly except for the material now in section EE'E'' which has been projected on the upper flat (interface labeled U). Constant frictional properties are assigned to the upper flat, chosen to be identical to the décollement for sake of simplicity. The forelimb is separated from the hanging wall by a normal fault dipping at  $\theta_N$  and corresponding to the segment EE'. This normal fault is a migrating hinge, as the back thrust, and is assumed to have the same properties as those of the bulk material. The length of the upper flat  $L_U$  (distance E''E) is found by conservation of the part of the hanging wall surface now forming the forelimb. This projection of the hanging wall on the upper flat is of course very simple and inspired by numerous kinematic scenarios although different from the classical construction of Suppe (1983). It could be amended to describe better specific field cases.

The virtual velocity field to be considered for the hanging wall and the back stop is identical to the one of the first example. The new section EE'E'', defining the forelimb, has the velocity  $\hat{U}_L$  with magnitude found with the hodogram presented in Figure 2.6d. The velocity  $\hat{U}_L$  is oriented with the velocity-cone angle condition  $(\phi_U - \pi/2)$  over the upper flat. Knowing the velocity  $\hat{U}_H$  of the hanging wall, the jump  $\hat{J}_N = \hat{U}_L - \hat{U}_H$  over the normal fault is then oriented at  $\theta_N - \phi_N$  to be along the velocity cone, providing the constraint necessary to define the magnitude of  $\hat{U}_L$  and thus the jump magnitude

$$\hat{U}_L = \hat{U}_H \frac{\sin(\theta_N - \phi_N + \gamma + \phi_R)}{\sin(\phi_U + \theta_N - \phi_N)}, \quad \hat{J}_N = \hat{U}_H \frac{\sin(\gamma + \phi_R - \phi_U)}{\sin(\phi_U + \theta_N - \phi_N)}. \quad (2.3.2)$$

The maximum strength theorem then provides the following upper bound

$$\begin{aligned} \tilde{Q} \cos \phi_D \leq & \tilde{S}_L \sin \phi_U \tilde{U}_L + \tilde{S}_H \sin(\gamma + \phi_R) \tilde{U}_H + \tilde{S}_S \sin \phi_D \tilde{U}_S \\ & + \tilde{c}_U \cos \phi_U \tilde{L}_U \tilde{U}_L + \tilde{c}_N \cos \phi_N \tilde{L}_N \tilde{J}_N + \tilde{c}_R \cos \phi_R \tilde{L}_R \tilde{U}_H \\ & + \tilde{c}_B \cos \phi_B \tilde{L}_B \tilde{J}_B + \tilde{c}_D \cos \phi_D \tilde{L}_D, \end{aligned} \quad (2.3.3)$$



in which all virtual velocities ( $\tilde{U}_a = \hat{U}_a/\hat{U}_S$ ) are obtained by normalization with the arbitrary back stop velocity. Surfaces  $S_a$  are defined in Figure 2.6b. The lengths  $L_U$ ,  $L_N$ ,  $L_R$ ,  $L_B$  and  $L_D$  correspond to the lengths of segment  $EE''$ ,  $EE'$ ,  $EG$ ,  $GF$ , and  $GC'$  on the same figure. This upper bound needs to be minimized in terms of the three angles  $\theta$ ,  $\gamma$  and  $\theta_N$  with a clear dependence of the morphology of the thrust on the history of these angles. This minimization is discussed next.

The dip of the normal fault  $\theta_N$  affects the length  $L_U$  of the upper flat, the surface  $S_L$  of the forelimb and thus the current surface  $S_H$ . The minimization in terms of  $\theta_N$  concerns terms in (2.3.3) which are due to gravity and cohesion over the fault and the upper flat. The latter two are likely to be negligible once the relief  $r$  is important and for this reason the rest of the reasoning is based on cohesionless discontinuities. In that instance, the dip  $\theta_N$  is found by minimizing the work against gravity for the forelimb and the hanging wall which reads

$$\frac{\sin(\gamma + \theta_N)}{\sin \theta_N} \left[ \sin \phi_U \frac{\sin(\theta_N - \phi_N + \gamma + \phi_R)}{\sin(\phi_U + \theta_N - \phi_N)} - \sin(\gamma + \phi_R) \right]. \quad (2.3.4)$$

It is independent of the value of  $r$  which means that the forelimb will grow homothetically during thrusting. The angle  $\theta_N$  is thus constant as long as the cohesions over the normal fault and the upper flat are disregarded.

The second angle to be discussed is the dip of the ramp  $\gamma$ . It is assumed that the ramp detected at the onset is used throughout the evolution and the dip  $\gamma$  is kept constant. One could check the validity of that assumption by computing the least upper bound for a different orientation. This is the strategy that will be considered in the next section revealing that it is the root of the ramp which could change during the evolution, marking the end of the thrust we are studying. The third and last angle is  $\theta$ , the dip of the back thrust. The first thrust analysis with erosion has shown that  $\theta$  increases if the ramp friction angle decreases. The building of a relief implies more weight on the ramp and this is similar to the increase of the ramp friction angle which leads  $\theta$  to decrease. This angle could thus have a complex history during thrusting with consequences on the shape of the curve  $FF'$ , drawn as a straight segment in Figure 2.6b. To avoid resolving this complexity, the following strategy is adopted. First, the transition distance  $\delta_T$  is assumed small compared to the characteristic size of the structure  $D$  and set to zero for simplicity. Consequently, the onset of the relief development is optimized in two steps. First, the ramp dip  $\gamma$  is selected for the friction angle  $\phi_{Rf}$ . Second, the back thrust dip  $\theta$  is optimized for  $\phi_{Rf}$ . Moreover, the angle  $\theta$  is set constant to this initial value. A parametric study is now presented to shed light on the influence of the value of  $\theta$  on the upper bound in tectonic force and thus to validate our optimization strategy.

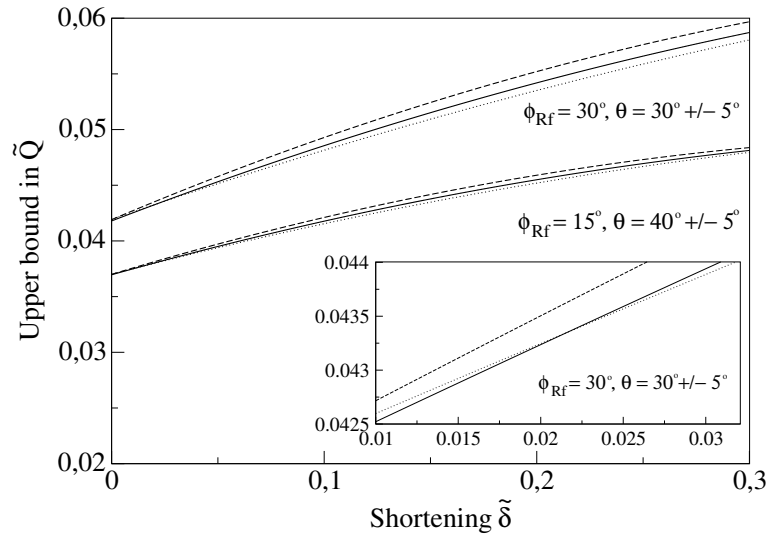


FIG. 2.8 – The upper bound in tectonic force as a function of dimensionless shortening  $\tilde{\delta}$  for the thrusting event presented in Figure 2.6b. The force is increasing with shortening if relief builds up. A change in the initial optimum orientation of the back thrust by plus (dashed curves) or minus (dotted curves)  $5^\circ$  has little influence in the magnitude of the force. However, the optimum orientation is indeed reduced by  $5^\circ$  for  $\tilde{\delta} = 0.022$ , as marked by the intersection of the two curves in inset.

The results are presented in Figure 2.8 ( $\phi_{Rf}$  set to  $30^\circ$  or  $15^\circ$ , thick solid lines). The upper bound in tectonic force in the presence of relief are increasing functions of the amount of shortening, thin solid lines, starting at the same load as for the two solutions with erosion. The dashed and dotted lines are obtained for values of  $\theta$  increased or decreased by  $5^\circ$  with respect to the optimum value found at the onset, respectively. Two observations are in order. First, the solid line crosses the dotted line for a  $\tilde{\delta}$  of 0.022, see inset of Figure 2.8, showing that the optimum  $\theta$  has the tendency to decrease during relief build up, as foreseen above. Second, the change by plus or minus five degrees of the back thrust orientation has little influence on the value of the upper bound, justifying the geometrical simplifications proposed here.

To conclude this section, we have presented the kinematics for relief build up and the theory necessary to determine the dips of the ramp, the forelimb normal fault and the back thrust of the first thrust. The first angle is based on the initial friction angle of the ramp  $\phi_{Ri}$  (heritage from the onset) while the third is a function of the final angle  $\phi_{Rf}$  (rapid rotation of the back thrust beyond the onset since  $\delta_T \ll D$ ). The weakening ( $\phi_{Ri} > \phi_{Rf}$ ) is attached to the ramp only and not the back thrust since material there is renewed due to the convection from the back stop to the hanging wall. The weakening will be shown to be

fundamental for each thrust of a sequence to have a finite life span. The relief is composed of a forelimb separated from the hanging wall by a normal fault, which dip  $\theta_N$  is found by a local minimization of the upper bound and set constant during the evolution. The upper bound in tectonic force can thus be estimated throughout the life of the thrust development and can be compared to the force necessary to initiate any new thrust. This strategy is applied in the next section to study sequences of thrusting.

## 2.4 Sequence of thrusting

This first objective of this section is to study the life of a single thrust from its onset, through its development to its arrest due to the onset of the next thrust. The main question is the position of the second thrust compared to the first depending on material and geometrical parameters. The second objective is to study normal sequences of thrusting until the first out of sequence event is detected. A sensitivity analysis of our predictions to the material and geometrical parameters is also included. Their values or ranges of values are summarized in Table 2.3 (fourth column). Note that the geometry of the thrusting sequences becomes sufficiently complex to render analytical solutions cumbersome. A numerical scheme has thus been favored and is described in the Appendix which provides also the general expression for the upper bound for thrust development with arbitrary topography.

### 2.4.1 The life of the first thrust

Figure 2.9 illustrates the influence of the initial surface slope  $\alpha$  on the life of the first thrust and the position of the second thrust. The dotted lines indicate the initial topography of the toe of the wedge, and the position of the first ramp and back thrust. This initial geometry is the result of the optimization of the upper bound at the onset. The solid lines mark the topography at the end of the life of the first thrust and the dashed lines define the second thrust. The lifetime of the first ramp is estimated by the distance between the solid and dotted lines, parallel in the undisturbed region of the slope. Note that the critical slope for  $\phi_{Ri} = \phi_B = 30^\circ(0.58)$  is  $\alpha_c = 5.4^\circ$ , this critical value being selected for the results presented in Figure 2.9c. Note that the concept of critical slope is used here and should be understood in the sense of a critical wedge keeping in mind that  $\phi_B$  and  $\beta$  are kept constant in this parametric study.

Three observations are now in order. First, the lifetime of the first thrust would be zero in the absence of weakening on the ramp because of the increase

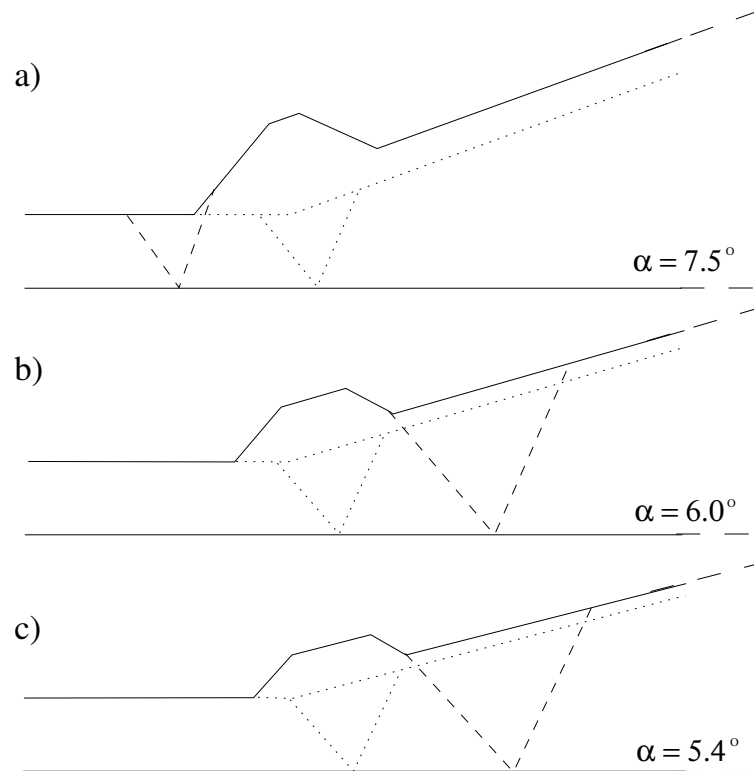


FIG. 2.9 – The life of the first thrust from its onset to the onset of the next thrust for three values of the surface slope  $\alpha$ . The dotted lines represent the initial relief, ramp and back thrust. The solid lines define the actual relief at the time of the onset of the new ramp, represented by dashed lines. The friction angles are  $\phi_D = 15^\circ(0.27)$  and  $\phi_{Rf} = 15^\circ(0.27)$ . The décollement is horizontal,  $\beta = 0^\circ$ . The vertical distances are scaled by a factor of 1.4.

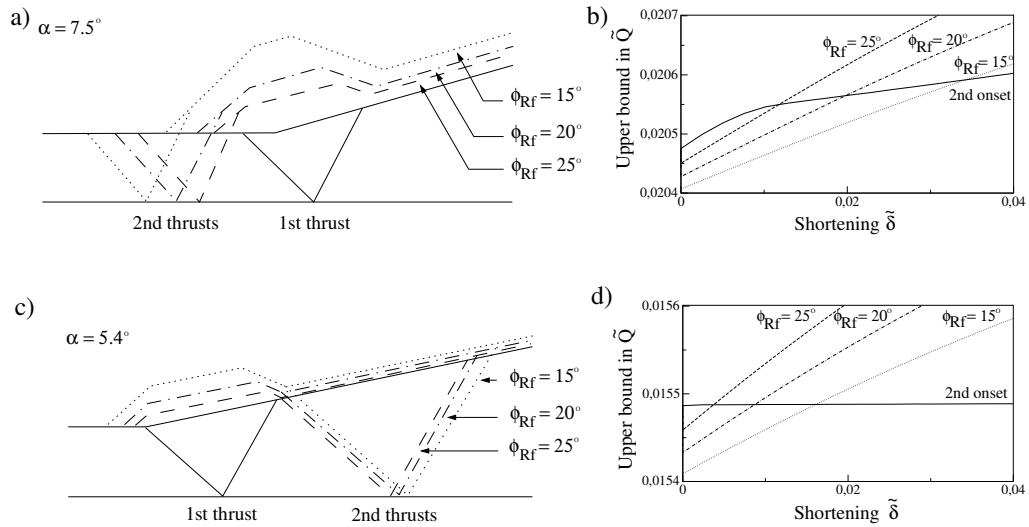


FIG. 2.10 – The influence of ramp final friction angle  $\phi_{Rf}$  on the life span of the first thrust and the position of the second thrust for two values of the free surface slope  $\alpha$ , a) and c). The predictions are based on the comparison of the various bounds in tectonic forces as a function of the shortening, b) and d). The décollement is flat ( $\beta = 0^\circ$ ) and its friction angle is set to  $\phi_D = 15^\circ$  (0.27). The vertical distances are scaled by a factor of 1.4.

in tectonic force during relief build up. A new optimum thrust would be detected infinitesimally close to the one just activated as soon as the first amount of relief is constructed. Second, the lifetime of the first ramp decreases substantially for decreasing  $\alpha$ . Third, the second thrust is out of sequence for the two lowest values of  $\alpha$ . For the first example, Figure 2.9a, the slope is larger than  $\alpha_c$  and the wedge remains super-critical. The last two observations are direct consequences of the need for the topographic slope to remain everywhere close to its critical value, a qualitative concept used by Platt (1988) that now appears as a quantitative outcome of the optimization. These three results could be interpreted thanks to the imperfection analysis of section 2.5. The first thrust produces the relief which should be now interpreted as an imperfection close to the toe ( $\xi_P \ll D$ , the left of Figure 2.5b is of interest). For the angle  $\alpha = 7.5^\circ$ , the wedge is super-critical and failure mode 1 dominates, region 1 of Figure 2.5b, ending with a thrust in the horizontal section of the toe. For  $\alpha = 6^\circ$ , the imperfection is locking the thrust at its rear and we are in region 3' of Figure 2.5b. The lower boundary of this locking range is set by  $\alpha_c$ , as illustrated by Figure 2.9c.

The effect of weakening on the ramp is illustrated in Figure 2.10 for two values of the slope  $\alpha$ . These two values were selected such that the second thrusting is either in normal or out of sequence for the reasons discussed above. Initial

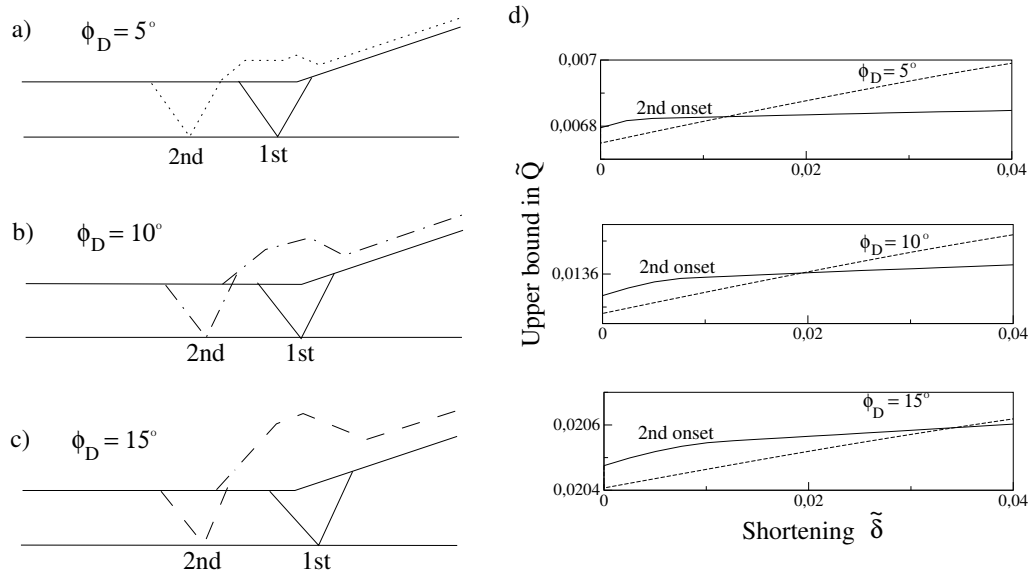


FIG. 2.11 – The influence of  $\phi_D$  on the lifetime of the first thrust and the position of the second thrust a) to c). The predictions are based on the comparison of the various bounds in tectonic forces as a function of the shortening, d). The free surface slope  $\alpha$  is  $7.5^\circ$  and the final friction angles over the ramp  $\phi_{Rf} = 15^\circ(0.27)$ .

topography and first thrust system are indicated by the solid lines. The dotted, dashed and dotted-dashed lines show the topographies at the onset of the second thrusting for three amounts of weakening  $\phi_{Ri} - \phi_{Rf}$  set to  $5^\circ(0.09)$ ,  $10^\circ(0.18)$  or  $15^\circ(0.27)$ , respectively ( $\phi_{Ri} = 30^\circ(0.58)$ ). The two graphs in Figure 2.10b and d show the upper bounds in  $\tilde{Q}$  as a function of shortening  $\tilde{\delta}$  for the first ramp with the different weakening (same style of curves as in Figure 2.10 a and c) and for the onset of the second ramp with friction angle  $\phi_{Ri}$  (solid curve). For any shortening  $\tilde{\delta}$ , two values of  $\tilde{Q}$  are calculated : the first corresponding to the currently active ramp, and the second to the initiation of a new ramp. When the latter is lower than the former, a new ramp is formed. Thus, the shortening at onset of the second ramp, i.e., the lifetime of the first ramp, is defined by the intersections with the solid curves. The main finding is that the lifetime of the first ramp, and therefore the amplitude of the relief due to the thrust fold, increases with the amount of weakening. This relation indirectly controls an important geological observable, the distance between the first and second ramps. This distance is seen to increase with ramp weakening in Figure 2.10, especially for the normal sequence.

The last parameter studied here is the décollement friction angle. Results are presented in Figure 2.11 for an initial slope  $\alpha$  set to  $7.5^\circ$ ,  $\phi_{Rf}$  set to  $15^\circ(0.27)$ , and

$\phi_D$  to either  $5^\circ(0.09)$ ,  $10^\circ(0.18)$  or  $15^\circ(0.27)$ . The least upper bound in tectonic force for the three values of  $\phi_D$  are presented as function of  $\tilde{\delta}$  in Figure 2.11d for the first thrust during its lifetime (dashed curve) and for the onset of the second thrust (solid curve). The three intersections reported demonstrate that the lifetime of the first thrust increases with increasing basal friction. The reason is that the onset of a second thrust ahead of the first one increases the length of the basal décollement and thus the work associated with its activation. Increasing the friction angle  $\phi_D$  increases this difference in work and requires more relief build up before the second thrust system becomes preferential. The more relief is necessary, the more shortening is required, implying a longer life time of the thrust. Note also that  $\phi_D$  has an effect on the position of the first ramp and the distance to the second thrust. The first ramp is more to the rear and the distance larger for larger  $\phi_D$ . The first effect is certainly due to the necessity to shorten the activated décollement and the second controlled by the slope discontinuity due to the larger relief build up, for larger  $\phi_D$ . A similar influence of  $\alpha$  on the position of the first thrust is also observed in Figure 2.9.

#### 2.4.2 Sequence of thrusts

The development of several thrusts in a normal sequence is now discussed. In all examples, the shortening occurs until the first out of sequence event is detected. The two slopes are set to  $\alpha = 4.5^\circ$   $\beta = 3^\circ$ , and the friction angles to  $\phi_D = 5^\circ(0.09)$ ,  $\phi_{Ri} = 30^\circ(0.58)$ ,  $\phi_{Rf} = 15^\circ(0.27)$  so that the critical taper is  $\alpha_c = 3.5^\circ$  for the weakened ramp. The wedge is thus always sub-critical. Note that weakening over the ramp is instantaneous ( $\delta_T = 0$ ).

Figure 2.12a illustrates the complete evolution of the sequence of thrusting in four stages. The two lines parallel to the surface are passive markers. The thin solid segments are the active thrust and back thrust and the dashed segments represent the de-activated ramps. Figure 2.12b presents the associated evolution of the tectonic upper bound in  $\tilde{Q}$  as a function of the shortening  $\tilde{\delta}$ . The first graph in Figure 2.12a presents the initial state and the first thrust at its onset. Note that it is rooted on the basal décollement ahead of the topographic slope break because of the small basal friction. The evolution of the first thrust, T1, takes place until the shortening  $\tilde{\delta}_1$  is reached. The jump recorded on the  $\tilde{Q}(\tilde{\delta})$  graph marks the activation of a second ramp, at the same load level as for the first thrust, and the instantaneous weakening since the transition length  $\delta_T$  is set to zero. The position of this second thrust T2 at its onset is reported in the second graph in Figure 2.12a. The third graph corresponds to the arrest of the second thrust T2 and the onset of a third thrust ahead when the shortening is  $\tilde{\delta}_2$ .

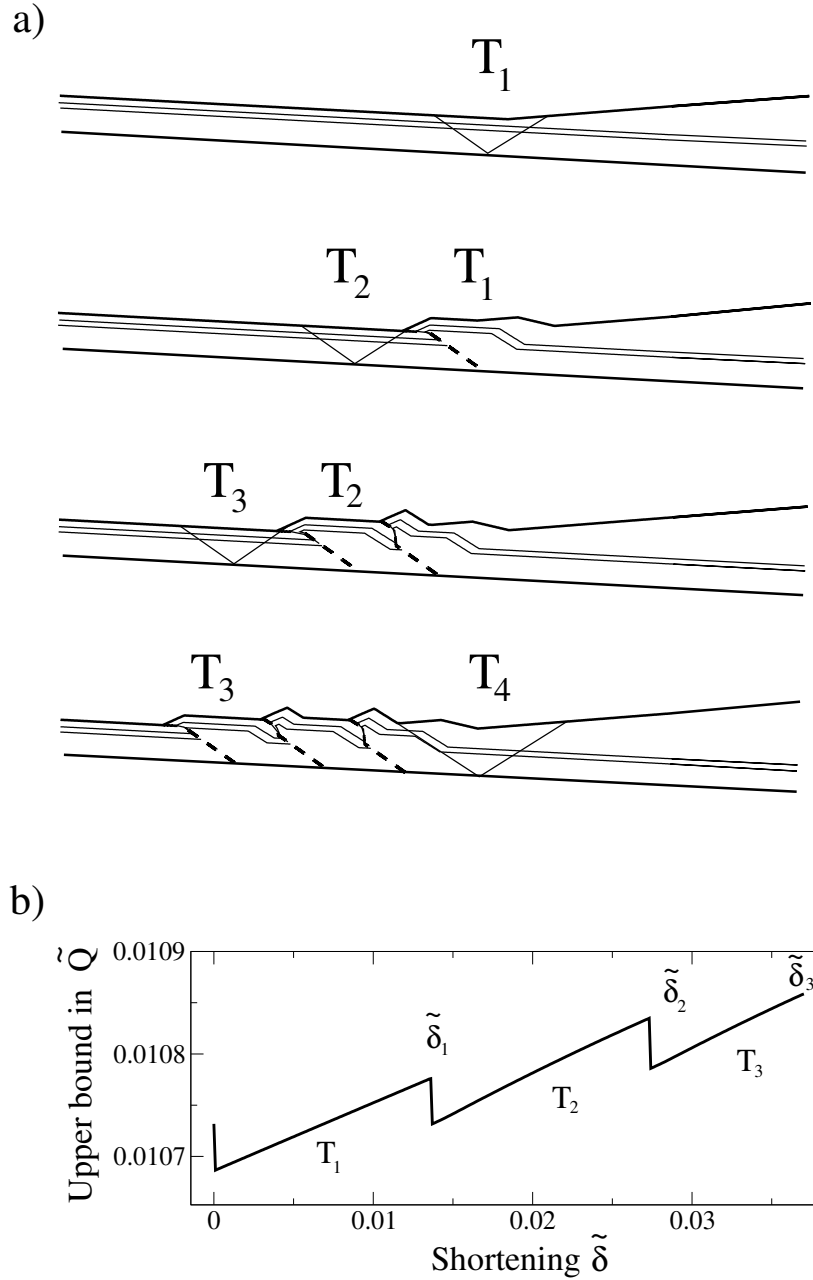


FIG. 2.12 – Sequence of thrusting  $T_1$  to  $T_3$  ending with the first out of sequence thrust  $T_4$  a), and the evolution of the least upper bound on the tectonic force as a function of the amount of shortening  $\tilde{\delta}$ , b). The free surface slope  $\alpha$  is  $4.5^\circ$ , the décollement dip is  $3^\circ$ , the friction angles are  $\phi_{Rf} = 15^\circ(07.27)$  and  $\phi_D = 5^\circ(0.09)$ . The vertical and horizontal distances are at the same scale.



Thrust no	ramp dip $\gamma$	back thrust dip $\theta$
1	32.3°	32.0°
2	33.6°	32.8°
3	36.3°	34.4°
4	32.9°	31.9°

TAB. 2.2 – The dips of the ramp and back thrust for the four thrusting events constituting the sequence presented in Figure 2.12.

The third thrust T3, as the second, is rooted on the décollement such that the back thrust outcrops on the upper flat where the forelimb ends, approximately. The relief produced during the first and second thrusting events are equivalent so that the distance between the roots of T3 and T2 at the onset of T3 is approximately equal to the distance between the roots of T2 and T1 at the onset of T2. Note again the drop in the upper bound on the tectonic force at  $\tilde{\delta}_2$ , Figure 2.12b, because of the instantaneous weakening. Note also the complex topography above the oldest thrust T1, in the third graph of Figure 2.12a, because points there have been displaced either through one (T1) or two (T1 and T2) back thrusts. Thrust T3 ends for the shortening  $\tilde{\delta}_3$  corresponding to the fourth graph in Figure 2.12a. For the first time, the new thrust T4 is out of sequence. This new system is between the oldest thrust T1 and the unperturbed wedge, i.e. in the region of greatest topographic depression. Note that the ramp outcrops exactly at the breaking point of the topography where the back thrust of T2 was last activated. Note also for the set of three thrusts in that sequence, that the passive markers show substantial thickening of the rocks which have been moved through the back thrusts to the hanging walls. This is the consequence of our optimization which does not find the back thrust to bisect the complementary angle of the ramp. Such assumption is classical with usual kinematic models that assume conservation of bed thickness but is not found here to be optimum. This thickening has been verified experimentally with sand (Maillot and Koyi, 2006), and further discussed for its geological relevance (Koyi and Maillot, 2007).

The next item to be discussed for this sequence of thrusts is the dips of the ramp and back thrust, angles  $\gamma$  and  $\theta$  for the four events, Table 2.4.2. The general trend is that these two dips increase by 4° and decrease by 2.4°, respectively, for the first three events. The dips for the fourth event are more like those of the first thrust. The increase in ramp dip signals that more of the décollement is activated for thrusting in subsequent events. More décollement is required since the relief increases and the wedge in that region is like a perfect wedge with a slope  $\alpha$  larger than the initial value. For the out of sequence event, the dips have to be close to

those of the first event since they correspond to the same wedge in the back with an effective toe thickness which is slightly different. Note also that the mass in the hanging wall of T4 is larger than for T1. These differences explain the slight change in the dips values for the first and final thrusts.

We finally examine the effect of ramp friction weakening and basal friction on the number of thrusts and the total shortening or total life time of the sequence before the first out of sequence event. Figure 2.13 shows the final topographic profiles of five examples including the reference one (fourth graph in Figure 2.12a is also figure 2.13e) discussed above. As a general remark on these five different sequences, it should be noted that the back thrust (not drawn in this figure) of thrust  $T_{n+1}$  in a normal sequence always outcrops on the upper flat near the front of the forelimb of thrust  $T_n$ . Two main quantitative differences are seen in that Figure 2.13. First, for low ramp friction weakening (Figure 2.13a), out of sequence thrusting occurs after a small shortening increment. This shortening increases as the difference  $\phi_{Ri} - \phi_{Rf}$  increases from  $5^\circ(0.09)$  to  $10^\circ(0.18)$  and  $15^\circ(0.27)$  from Figure 2.13a to Figure 2.13c. This is of course consistent with the analysis of a single thrust : the more weakening on the ramp, the more relief is accumulated before a new thrust is preferred. Second, small basal friction (Figure 2.13d and e) promotes the development of numerous and closely spaced thrust ramps with a resulting relief build up which is moderate but rather irregular. In contrast, large basal friction will produce a large and regular relief build up (Figure 2.13c). Note that larger values of  $\phi_D$  (e.g.  $20^\circ$ ) leads to failure at the back wall (sub-critical wedge) which is not investigated in this contribution.

## 2.5 Application to the Nankai accretionary wedge

The objective of this section is to test how the methodology proposed above can contribute to the interpretation of a concrete example and to infer with an inverse method if two thrust systems could be concurrently activated. The toe of the accretionary prism of Nankai, southeast coast of Japan, and more precisely the section revealed by the seismic reflection line NT62-8, presented by Moore et al. (1991), is considered. Three reasons motivate this choice. First, there is a convincing structural interpretation in the above reference as well as in Morgan and Karig (1994). Second, the toe of the prism is presently undergoing a transition between an active thrust and an incipient new structure in a normal sequence. This natural example illustrates the sequence of thrusting studied in the previous section in which the concurrent activity was marked by the intersection of the  $\tilde{Q}$  vs  $\tilde{\delta}$  curves in Figure 2.11d. The third reason is that there has been already a

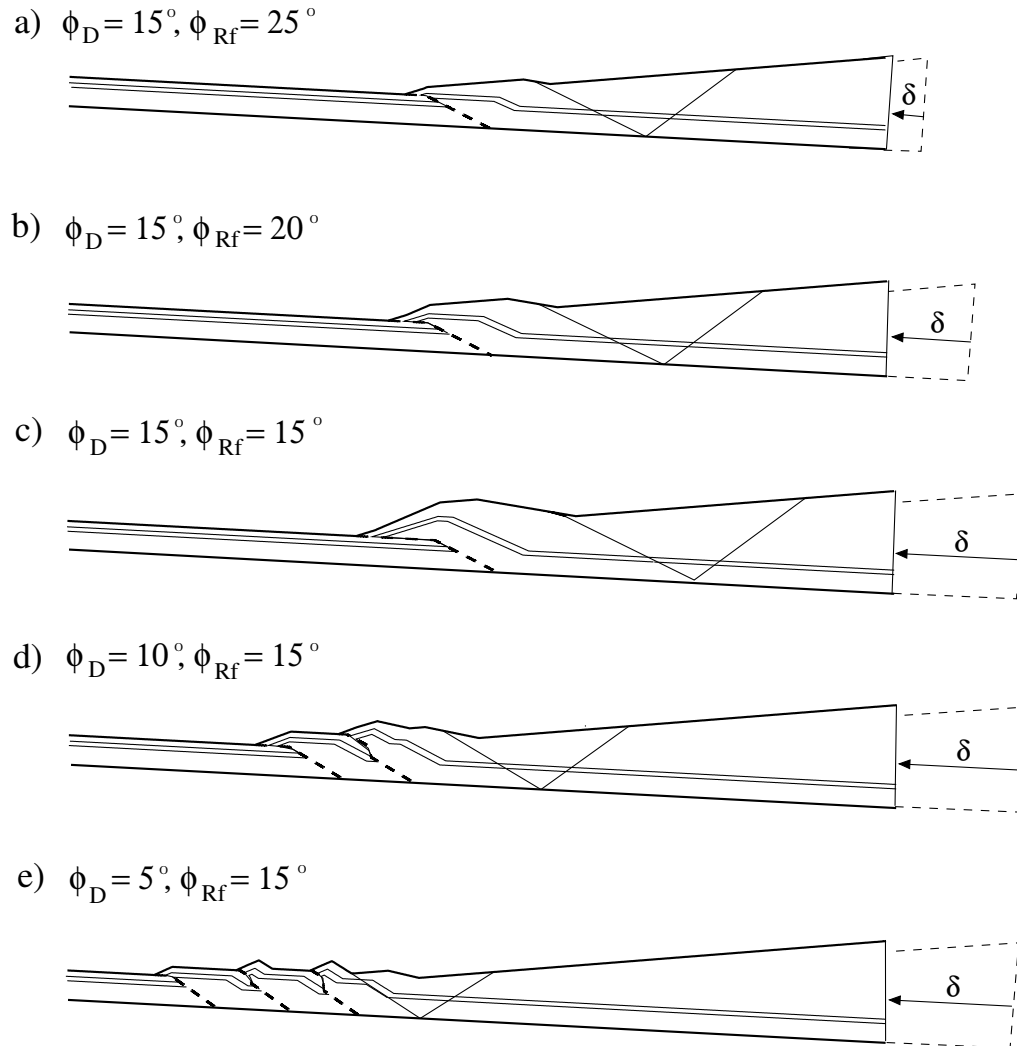


FIG. 2.13 – The sequence of thrusting ending with the onset of the first out of sequence event, for different values of the friction angles  $\phi_{Rf}$ , a) to c) and two values of  $\phi_D$  d) and e). The surface slope  $\alpha$  is  $4.5^\circ$  and the décollement dips at  $\beta = 3^\circ$ . The vertical and the horizontal distances are at the same scale.

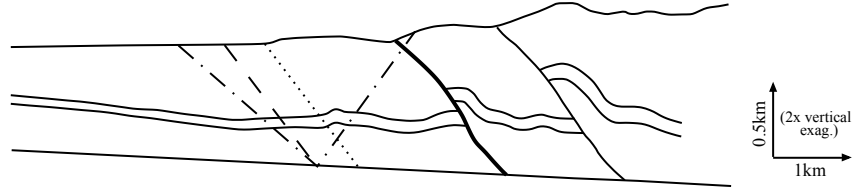


FIG. 2.14 – The toe of Nankai’s prism according to the interpretation of Moore et al. (1991) of the seismic line NT62-8. The dotted line is the incipient ramp according to Morgan and Karig (1994). The dashed line is the incipient ramp considered to build Figure 15 and is parallel to the dotted line and displaced towards the deformation front. It is where the ramp and back thrust, shown as dotted-dashed lines and obtained by optimization ( $\phi_D = 11^\circ$  (0.19),  $\phi_{Ri} = \phi_B = 27.5^\circ$  (0.52)), take also their root.

first attempt by Schott and Koyi (2001) to study that structure in terms of stress distribution and mechanical forces.

The décollement, assumed straight ( $\beta = 1.3^\circ$ ), the topography and the last two thrusts marked by their ramps, thin and thick solid lines for the formerly and the currently active ramp, respectively, are presented in Figure 2.14, which is modified from Moore et al. (1991). The two parallel curvy solid lines, which bound the region of facies transition (between the trench-fill and the Shikoku-basin sediments), provide with their offset over the ramps an estimate of the accumulated shortening by thrusting. The ramps have more of an *s* shape than the straight segments proposed above. Moreover, Morgan and Karig (1994) advocate that the major part of the overall shortening is accommodated by diffuse deformation even in the foot wall of the active thrust. Such deformation was disregarded in our analysis. The incipient thrust, as proposed by Morgan and Karig (1994) and presented as a dotted line in Figure 2.14, has been positioned where the seismic reflectors are discontinuous in slope in the absence of a clear offset.

Koyi and Schott (2001) proposed to compare the tectonic forces necessary for the active thrust and for the new, incipient thrust. These forces must be equal at the time of transfer of activity from the currently active to the incipient system. The analytical expression for these forces is due to Mandal et al. (1997) who proposed a simple polynomial stress distribution over the thrust. However, their stress field cannot satisfy point wise the Coulomb criterion over the ramp and thus is not statically admissible (equilibrium includes boundary conditions, the fault in that instance). To mitigate this deficiency, they suggested that the average tangential and normal forces do satisfy Coulomb criterion, leading to an expression for the compressive tectonic force. Schott and Koyi (2001), equating

the tectonic forces for the active and incipient thrust, and knowing the geometry of the two thrusting systems, deduced then the friction coefficients along the décollement to be in the range of  $5.7$  to  $9.1^\circ$ .

The above approach has definite merits despite our criticisms of the theoretical basis. Their selection of the active system is based on the comparison of the tectonic forces, a statement which is also made in our analysis. The major difference comes from the fact that neither the incipient thrust nor the currently active thrust proposed so far are optimum in the sense defined in this contribution. For example, the roots of their proposed ramps were not selected to provide the lowest upper bound in tectonic forces. This point is illustrated for the incipient thrust in Figure 2.14. There, our incipient thrust and back-thrust (optimum with respect to the dips and the position of the root) have been drawn as dotted-dashed lines. This solution is made as close as possible to the observations of Morgan and Karig (1994), choosing by trial and error the friction angle  $\phi_{Ri} = \phi_B$  ( $27.5^\circ$ ,  $0.52$ ) over the ramp and the friction angle over the décollement  $\phi_D$  ( $11^\circ$ ,  $0.19$ ). These two angles are surprisingly close to the friction angles of ( $26.5^\circ \pm 5^\circ$ ,  $0.50 \pm 0.11$ ) and ( $11^\circ \pm 5^\circ$ ,  $0.19 \pm 0.09$ ) found by Lallemand et al. (1994) for the same section using the methodology of Davis and Huene (1987) constructed with the same assumptions as Dahlen (1984). It is of note that for the range of friction angle over the décollement proposed by Schott and Koyi (2001), the wedge is found super-critical and the new incipient thrust should appear further to the front.

This discrepancy between our optimum and the observed incipient thrust is not too surprising in view of the simplicity of our prototype compared to the heterogeneous mode of deformation outlined above. It is nevertheless proposed to continue our analysis, selecting the position and the orientation of the active and the incipient ramps according to the interpretation of the seismic profile presented by Morgan and Karig (1994), rather than according to the optimization, except for the dip of the back thrust which is difficult to observe on the seismic section. The final objective is still to decide whether or not the incipient and the currently-active thrust are indeed concomitant. This decision requires to infer the range of potential friction angle values over the active ramp ( $\phi_{Rf}$ ) and the incipient ramp ( $\phi_{Ri}$ ). These computations are done assuming that these two angles can vary, independently, between zero and  $90^\circ$ , for a given value of the friction on the décollement. For each set of friction angles, the upper bounds for the active ramp (with friction  $\phi_{Rf}$ ) and the incipient ramp ( $\phi_{Ri}$ ) are computed. A given couple ( $\phi_{Ri}$ ,  $\phi_{Rf}$ ) is likely if the two respective bounds differ by less than some given percentage. The results of the calculation are the iso-contours of relative difference (in percent) presented in Figure 2.15.

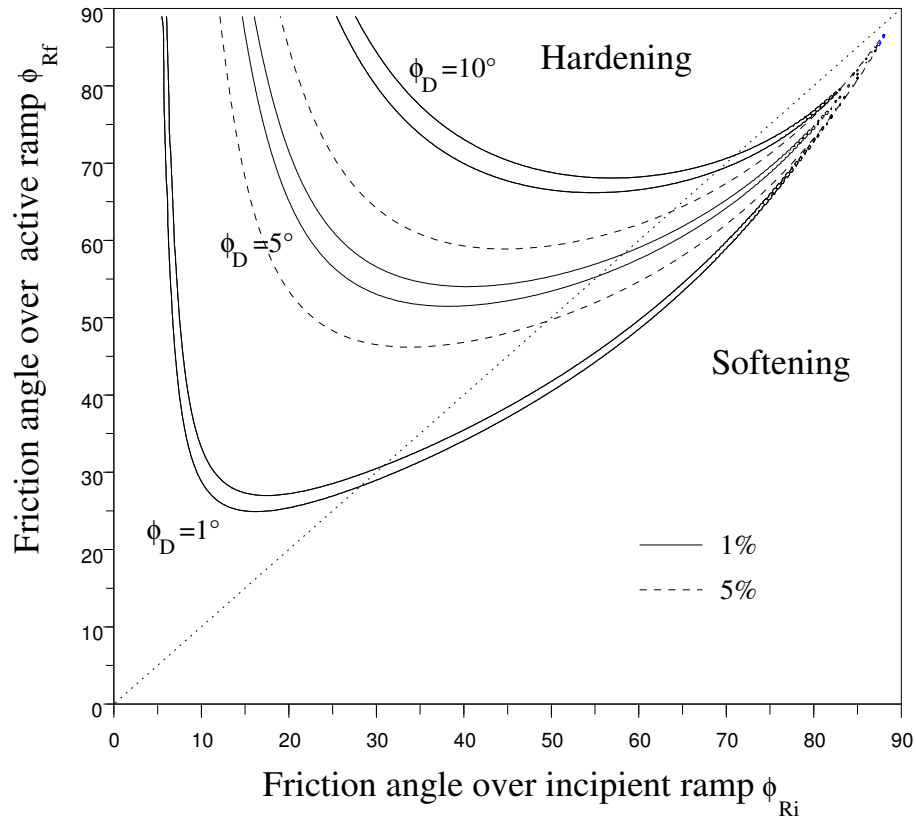


FIG. 2.15 – Iso-contours of the relative difference, in percent, between the upper bounds in forces associated to the active ramp (thick solid line in Figure 2.14) and the incipient ramp suggested by Morgan and Karig (1994) (dotted line in Figure 2.14). The three one-percent contours are for three values of the décollement friction angle. The five percent iso-contour is plotted for  $\phi_D = 5^\circ$  only.

Consider first the iso-contours for  $\phi_D = 1^\circ$  obtained for one-percent relative difference in tectonic force upper bounds. For an incipient ramp friction  $\phi_{Ri}$  of say  $40^\circ(0.84)$ , the friction angle over the active ramp  $\phi_{Rf}$  has to be between  $33$  and  $35^\circ(0.65 - 0.70)$  so that the relative difference in force is less than one percent. There is thus a weakening along the active ramp in that instance, as suggested repeatedly in our forward theory. This conclusion is reversed if the décollement friction is set to  $\phi_D = 5^\circ(0.09)$ . The angle  $\phi_{Rf}$  is then contained in the interval  $[52^\circ(1.28); 55^\circ(1.43)]$ . There is thus hardening which is also observed for the iso-contours of 5 percent for any point above the dotted line  $\phi_{Ri} = \phi_{Rf}$  bisecting the plot. The trend for hardening with increasing décollement friction is confirmed with  $\phi_D = 10^\circ(0.18)$ . It should be stressed again that such hardening is not possible with the theoretical evolution presented in the previous section. It is thus legitimate to question the hypotheses put forward to study this section through Nankai wedge. In particular, the hypothesis which is now challenged is the position of the incipient ramp.

Figure 2.16 presents the results for an incipient ramp displaced by approximately 500 m towards the deformation front, dashed line in Figure 2.14, parallel to the one considered above (dotted lines in Figure 2.14). For example, for a friction angle of  $10^\circ(0.18)$  over the décollement, the friction over the active ramp is now between  $32(0.62)$  and  $34^\circ$  for  $\phi_{Ri}$  set to  $40^\circ$ . These numbers appear to be more realistic than the range of  $70$  to  $74^\circ$  found in Figure 2.15. One observes also that the admissible values of  $\phi_{Rf}$  are on a plateau of  $7$ ,  $17$  and  $27^\circ(0.67)$  for  $\phi_D$  set to  $1(0.02)$ ,  $5(0.09)$  and  $10^\circ(0.18)$ , respectively. This plateau indicates the strong influence of  $\phi_D$  and the minor influence of  $\phi_{Ri}$  on the selection of  $\phi_{Rf}$ . This minor influence of  $\phi_{Ri}$ , not observed on Figure 2.15, could be motivated by analogy with experimental results in the laboratory. The initial or peak friction angle  $\phi_{Ri}$  is rather sensitive to the details of the loading device but should not influence the long-term structural response. Note also that the plateaux of Figure 2.16 are positioned in the softening domain. This observation is not a proof but is definitely consistent with our hypothesis for thrust event to have a finite life span.

Another hypothesis which could have been challenged to improve our predictions is the constant value of the décollement friction  $\phi_D$ . A variation of the friction angle  $\phi_D$  would have very likely contributed also to reconcile the observed and the optimum ramp position and dip. Fluid pressure change along the décollement could provide the physical basis for this heterogeneity (Le Pichon et al., 1993).

In conclusion, the complexity of the deformation processes, the fluid pressure distribution and the resulting strong heterogeneity at the toe of the prism require certainly a more sophisticated prototype for our inverse method in terms of

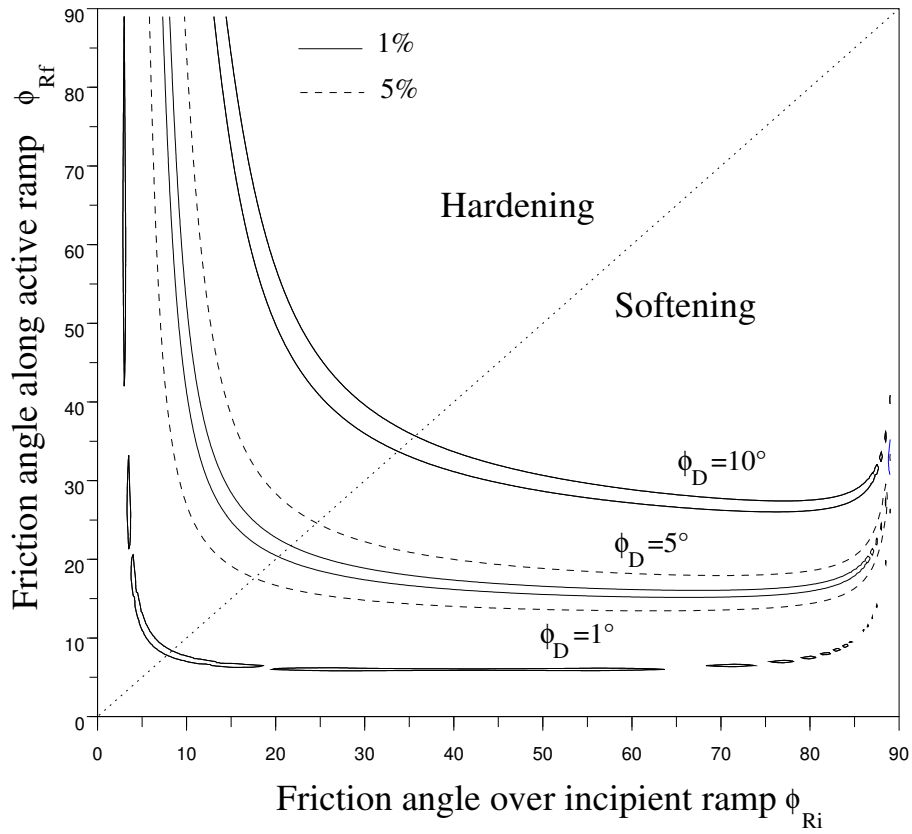


FIG. 2.16 – Iso-contours of the relative difference, in percent, between the upper bound in tectonic forces associated to the active ramp (thick solid line in Figure 2.14) and the incipient ramp at the deformation front (dashed line in Figure 2.14). The three one-percent contours are for three values of the décollement friction angle. The five percent iso-contour is plotted for  $\phi_D = 5^\circ$ .



geometry (shape of the discontinuities), spatial distribution of material properties (including cohesions), and mode of deformation (diffuse instead of localized). Despite these limitations which forbid us from applying a complete optimization, including especially the position of the incipient ramps, we have proposed an inverse method to assess the likeliness of a simultaneous activation of the active and incipient thrusts. This likeliness is based on the determination of possible values for the two friction angles over the active ( $\phi_{Rf}$ ) and incipient ramps ( $\phi_{Ri}$ ). It has been shown that  $\phi_{Ri}$  is most likely larger than  $\phi_{Rf}$  giving more merits to the assumption that weakening occurs over the ramp during the early stage of its life span. Although this softening has been largely documented in the laboratory, its application at the field scale does deserve some attentions. In that respect, it is surprising to see that a moderate change in the position of the incipient ramp has an important influence on the range of acceptable material parameters. The inverse method is thus very sensitive to the error on the observables. Consequently, a statistical description of the observables should be provided in the future to draw probabilistic conclusions on the two friction angles.

## 2.6 Merits and limits of the methodology

The proposed strategy could be seen as a member of the large family of methods relying on dissipation or force criteria, as defined in the introduction. In that respect, our method has several advantages and three are discussed. First, minimization of dissipation, which is not a law of physics, is replaced by the maximum strength theorem, which provides a theoretically rigorous upper bound on the total tectonic force. Second, ramps and back thrust are now no longer predefined, as in geometrical models, but are activated at the most favorable position and with the most favorable dip at any step of the evolution, as a consequence of the optimization of the upper bound. Third, the solution to the optimization requires only 1D discretization of the surface and of the décollement. Memory requirements, number of floating point operations per time step, and implementation, have no common measure with those required by the finite-element or discrete-element methods. A simulation, as those necessary to construct Figure 2.13e, takes a few tens of seconds on an average portable computer, and about 40 Kb of memory (surface topography and décollement being discretized by 2000 points each). The code is 1500 lines of Fortran 77, without recourse to any specific library. This numerical lightness makes it possible to explore the parametric space in a systematic manner as we did in the example of Nankai (approximately 25000 optimizations of ramp - back thrust systems), or to use the method as a forward model in an inverse analysis.

There are various limitations to the algorithms constructed here and three are now discussed. First, the dissipation is estimated only along discrete boundaries or faults disregarding bulk deformation which is often inferred, as in the case of Nankai's accretionary wedge. There, the thickness of the thrusts is decreasing with age revealing horizontal shortening once the thrust is abandoned. Extending the maximum strength theorem to account for bulk deformation limited by Coulomb criteria is certainly feasible (Salençon, 1974), although adding a certain complexity to the parametric study. It is certainly a necessary condition to avoid the drastic transfer of activity from one thrust to the next and thus to study two thrusts of concomitant activity. The second limitation is the extension of the proposed method to ductile materials which remains an open question. The third limitation is the disregard of fluid effects, crucial in accretionary wedges (Le Pichon et al., 1993). One could envision solving the fluid diffusion problem over the evolving structure and to modify locally the strength domain in terms of Terzaghi effective stress. This is an interesting research direction in view of the recent quantitative assessment of the influence of seepage forces on faulting directions monitored in sand box experiments (Mourgues and Cobbold, 2003).

The theory presented relies on the least upper bound in tectonic forces and it is proposed to use this specific solution as a physically plausible solution. The error is likely to be small if the kinematics is sufficiently rich to be close enough to reality. This error could be quantitatively estimated with a lower bound approach based on statically admissible (SA) stress field. The methodology is a direct application of the lower bound approach of limit analysis (Salençon, 1974). The main difficulty is to span with sufficient accuracy the space of SA stress fields. The easiest way to proceed is by numerical means and, in 2D, it consists of discretizing the domain of interest with triangular elements over which the stress is then linearly interpolated. The resulting Equilibrium Element Method (EEM) then leads to a discrete optimization formulation of the problem which solution is a safe estimate (lower bound) to the applied load, appropriate for design in Civil Engineering (Krabbenhøft et al., 2007). The same EEM could be applied to many structural geology problems providing an error estimate as well as the stress distribution in folded structures (Souloumiac et al., 2008).

## 2.7 Conclusion

The objective of this paper was to demonstrate that the application of the maximum strength theorem provides estimates for the position of the active thrust, the dips of its ramp and back thrust, the amount of shortening accommodated in its life span.

The proposed methodology for the onset of thrusting was first validated by comparing favorably the predictions with the analytical results for the perfect triangular wedge studied by Dahlen (1984) and Lehner (1986). A small perturbation is added to this perfect wedge in the form of a triangular relief. It is shown that there is a range of angles  $\alpha$  for which the perturbation determines the position of the first thrust. This locking range is larger if the perturbation is towards the toe. If the perturbation is locking, its ends mark exactly where either the ramp or the back thrust are outcropping.

Finite evolution was first studied with two simple thrusts having flat topography and décollement. The first thrust was with fast erosion so that no relief builds up and the geometry remains the one at the onset, except for the shortening of the back stop. It is found that weakening on the ramp influences the orientation of the back thrust up to  $5 - 10^\circ$ . This is balanced in the presence of relief build up because the additional weight acting on the ramp leads to the decrease of the back thrust dip. The overall dip variation is of a few degrees only and has minor influence on the tectonic force. This observation supports the idea that the dip of the back thrust could be kept constant during the study of more complex sequences of thrusts. Such sequence at the toe of the wedge is first studied for a single thrust which life span is defined by the amount of shortening accommodated before the next thrust is found. The first observation is that the life time of the first thrust would be zero unless some weakening of the ramp is accounted for. Indeed, the relief build up beyond the onset contributes to an increase of the tectonic force which then becomes larger than the one obtained with a thrust infinitesimally close to the active system, but still at its onset. Weakening is produced here by the decrease of the friction angle over the ramp from an initial value  $\phi_{Ri}$  to the final value  $\phi_{Rf}$  after a slip distance  $\delta_T$ , set to zero in most of the reported predictions. The introduction of this softening on the friction angle ensures thus a finite life time for each thrusting event since the decrease in friction leads to a drop in tectonic force which dominates initially over the increase necessary to lift the extra weight of the relief. It is then logical to find that the life span of a single thrust increases if the difference  $\phi_{Ri} - \phi_{Rf}$  increases. Another parameter which controls the life span of a thrust is the friction angle over the décollement. The larger  $\phi_D$  the longer is this life span. The reason is that the onset of a new thrust ahead of the active system requires slip over a larger section of the décollement. Increasing  $\phi_D$  increases the work associated to that extra length and delays the time at which the new system will become preferable.

Sequences of thrusting are then considered ending with the first out of sequence event. It is worth noting that the out of sequence is detected despite the absence of erosion, sedimentation, fluid pressure or material properties lateral

variations. For all these predictions, it is found that during the normal sequence, the next thrust has its back thrust always outcropping close to the termination of the forelimb of the current thrust. Increasing the friction angle over the décollement results in a smaller number of thrust in the normal sequence. Ramp weakening promotes a larger distance between successive ramps and larger overall shortening prior to the out of sequence event.

The proposed methodology is then applied to construct an inverse method to detect the concomitant activity of two thrusts at the field scale, marked by the same upper bound in tectonic force. The section NT62-8 through Nankai's wedge, interpreted by Moore et al. (1991) and Morgan and Karig (1994), is considered and the concomitant activity signals the transfer from their active thrust to their incipient thrust. The inverse method relies on the determination of the likely values of the friction angles, initial for the incipient thrust, and final for the active system. The two main findings are as follows. First, it is shown that the ramps are not optimum in the sense defined in this paper based on a simple prototype with homogeneous mechanical properties. A heterogeneous décollement could reconcile this discrepancy. Second, the results confirmed that the friction over an incipient ramp is most likely larger than over a fully active ramp. The resulting weakening, a fundamental assumption in our work to warrant the finite life span of any thrust with relief build up, is thus partly validated.

The comparison of our predictions with analogue experiments results for the onset and the evolution is now in order. Concerning the onset, we obtain the same predictions for the stability of the perfect triangular wedge as the exact solution validated with analogue modeling by Davis et al. (1983). Two comparisons are interesting concerning the evolution. First, the fact that the new back thrusts during the normal sequence are outcropping close to the forelimb of the previous thrust is observed in sand-box experiments by Mulugeta (1988) and Mulugeta and Koyi (1992). Second, the spacing of the thrusts is smaller with smaller friction angles on the décollement. This is predicted by our theory and described in the experiments reported by Gutscher et al. (1998). There is of course a great variation in the experimental results and the analogue benchmark proposed by Schreurs et al. (2006) is interesting to evaluate the strong variations in thrusting (position, number, lifetime of thrusts). In particular, the set-up of the "push" and the "pull" type (Dahlen and Barr, 1989) are seen to provide different intensity in the localized deformation. This difference could be due to the friction on the lateral walls (e.g., Costa and Vendeville, 2004). Preliminary experimental results (Cubas, 2008) show encouraging results in that direction and requires a full 3D theoretical analysis (Souloumiac, 2008), extending the present approach.

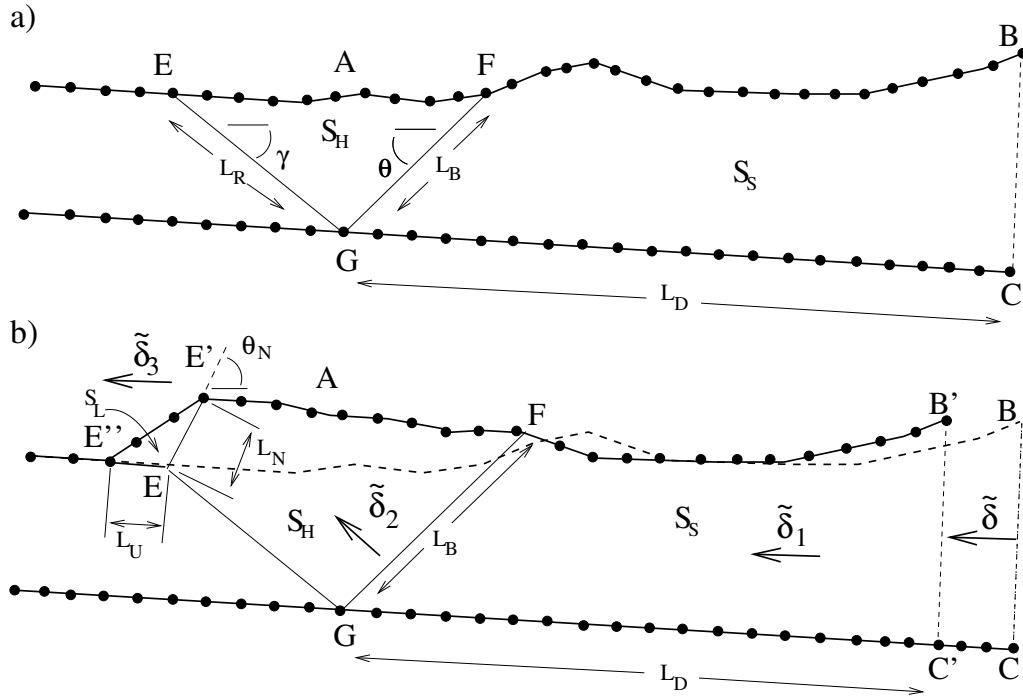


FIG. 2.17 – Illustration of the discretization of the topography and the décollement at the base of the numerical algorithm proposed to construct normal sequences of thrusting. In a), the mechanism of thrusting at the onset is composed of the ramp EG, the back thrust FG and part of the décollement GC. In b), the topographic points within the thrust have been translated (with local exaggeration on top of the ramp) according to the zone they are leaving and entering, the back stop GC'B'F, the hanging wall EGFE' and the forelimb EE'E''.

**Acknowledgments** Helpful discussions with F.K. Lehner (University of Salzburg) and S. Lallemand (University of Cergy-Pontoise) throughout the development of this research are gratefully acknowledged.

## 2.8 Appendix : Algorithm for the construction of the thrusting sequences

The algorithm to produce the sequence of thrusting relies on an incremental shortening from the rigid wall and is composed of three main tasks. As a preliminary, the initial topography and the basal décollement, which must be planar, are discretized into two series of points, solid dots in Figure 2.17a. The two surfaces are thus approximated by a series of straight segments. The first task is then to determine the position and dips of the first ramp and back thrust defined

by the triplet of points (E, G, F). All triplets (E, G, F) consistent with dips in the range  $[0^\circ, 90^\circ]$  are considered by letting points E and F sweep through the discrete points of the topography, and point G, through the points of the décollement, Figure 2.17a. For each triplet, the value of  $\tilde{Q}$  is calculated according to the general relation

$$\begin{aligned} \tilde{Q} \cos \phi_D \leq & \tilde{S}_H \sin(\phi_R + \gamma) \tilde{U}_H + S_L \sin(\phi_U + \beta) \tilde{U}_L + S_S \sin(\phi_D + \beta) \quad (2.8.1) \\ & + \tilde{c}_U \cos \phi_U \tilde{L}_U \tilde{U}_L + \tilde{c}_R \cos \phi_R \tilde{L}_R \tilde{U}_H + \tilde{c}_D \cos \phi_D \tilde{L}_D \\ & + \tilde{c}_B \cos \phi_B \tilde{L}_B \tilde{J}_B + \tilde{c}_N \cos \phi_N \tilde{L}_N \tilde{J}_N, \end{aligned}$$

with

$$\begin{aligned} \tilde{U}_H &= \frac{\sin(\beta + \phi_B + \theta + \phi_D)}{\sin(\gamma + \phi_B + \theta + \phi_R)}, \\ \tilde{J}_B &= \frac{\sin(\gamma + \phi_R - \beta - \phi_D)}{\sin(\gamma + \phi_B + \theta + \phi_R)}, \\ \tilde{J}_N &= \frac{\sin(\gamma + \phi_R - \beta + \phi_U)}{\sin(\theta_N + \phi_U + \beta - \phi_N)} \tilde{U}_H, \\ \tilde{U}_L &= \frac{\sin(\gamma + \phi_R + \theta_N - \phi_N)}{\sin(\beta + \phi_U + \theta_N - \phi_N)} \tilde{U}_H, \end{aligned}$$

taking  $\phi_R = \phi_{Ri}$  for the ramp (segment EG), and setting  $\tilde{L}_U = \tilde{L}_N = \tilde{S}_L = 0$ . Surfaces  $S_H$  and  $S_S$  of the hanging wall and the back stop are bounded by polygonals and their area readily computed. The optimum triplet (E, G, F), defining the predicted active ramp and back thrust at the onset of shortening, is the one yielding the least  $\tilde{Q}$ . The second task is the evolution of the thrust, consequence of the shortening by the increment  $\tilde{\delta}$  of the back stop. This evolution differs for points in three regions of the wedge. Topographic points which are part of the first region, the back stop (Figure 2.17b), are translated by  $\tilde{\delta}_1 = \tilde{\delta}$  in the direction of the décollement. Topographic points in the second region, the hanging wall, are translated parallel to the active ramp by the amount  $\tilde{\delta}_2$  necessary to ensure mass flux conservation through the back thrust : the normal components to the back thrust of the first and second translations are equal. Topographic points in the third region, the forelimb, are translated in the direction of the upper flat (same as basal décollement). The amount  $\tilde{\delta}_3$  of translation is again determined by requiring mass flux conservation through the normal fault separating the hanging walls of the ramp and the upper flat (line EE' in Figure 2.17b). Points that change of region during translation follow relative amounts of each respective translation vector. For simplicity, the values of  $\theta_N$  and  $\theta$  are kept constant as shortening

progresses despite the variation of the friction angle of the active ramp from  $\phi_{Ri}$  to  $\phi_{Rf}$ , as discussed and justified in the main text. Note that point E, at the top of the active ramp, is immobile during evolution, but points E', E'', and F are mobile. Areas of the three regions ( $S_S, S_H, S_L$ ) and lengths of the five active bounding faults ( $L_D, L_R, L_B, L_N, L_U$ ) are numerically calculated, and used to compute the current value of  $\tilde{Q}$  with the general relation (2.8.1) setting  $\phi_R$  to  $\phi_{Rf}$ . Before proceeding to the next shortening increment, the third and last task considered is the possible onset of a new thrust. This possibility is checked in the same way as for the initial onset, by calculating the bounds in  $\tilde{Q}$  associated to all possible triplets (E, G, F), sweeping through the current topography and with the friction angle  $\phi_{Ri}$  on the potential new ramps, Figure 2.17a.

It should be mentioned that this algorithm was designed with at least two simplifying assumptions, the first being that the upper flat is indeed flat and parallel to the décollement. The algorithm validity is then limited to ramps appearing forward. The examples of evolution presented in the main text end as soon as a new active ramp is detected to the rear of the sequence. The second assumption is that the ramps are planar, precluding the reactivation of old ramps distorted if partly crossed through back thrusts. These limitations are inherent only to this algorithm and not to the general methodology proposed in this contribution and could thus be amended in the future.

## References

- Buiter, S.J.H., A.Y. Babeyko, S. Ellis, T.V. Gerya, B.J.P. Kaus, A. Kellner, G. Schreurs and Y. Yamada (2006), The numerical sandbox : comparison of model results for a shortening and an extension experiment, in *Analogue and numerical modelling of crustal-scale processes*, edited by S.J.H. Buiter and G. Schreurs, 29-64, London Geol. Soc. Spec. Publ.
- Costa, E., and B.C. Vendeville (2004), Experimental insights on the geometry and kinematics of fold-and-thrust belts above weak, viscous evaporitic décollement : Reply to comments by H. Koyi and James Cotton. *J. Struct. Geol.*, 26, 2139-2143. doi : 10.1016/j.jsg.2004.04.002.
- Cubas, N. (2009), Mechanics of folding in thrust-and-fold belts and in accretionary wedges, *Doctoral thesis*, Université de Paris 11, in prep.
- Cubas, N., Y.M. Leroy and B. Maillot (2008), Electronic supplement to "Prediction of thrusting sequences in accretionary wedges", submitted for publication.
- Dahlen, F.A. (1984), Noncohesive critical Coulomb wedges : an exact solution, *J. Geophys. Res.*, 89, B12, 10125-10133.
- Dahlen, F.A. and T.D. Barr (1989), Brittle frictional mountain building 1. Deformation and mechanical energy budget, *J. Geophys. Res.*, 94, B4, 3906-3922.
- Davis, D. and R. von Huene, Inferences on sediment strength and fault friction from structures at the Aleutian Trench (1987), *Geology*, 15, 517-522.
- Davis, D., J. Suppe and F.A. Dahlen (1983), Mechanics of Fold-and-Thrust Belts

- and Accretionary Wedges, *J. Geophys. Res.*, *88*, B2, 1153-1172.
- Del Castello, M. and M.L. Cooke, Underthrusting-accretion cycle : work budget as revealed by the boundary element method, *J. Geophys. Res.*, *112*, B12404, doi :10.1029/2007/JB004997.
- Erickson, S.G., and W.R. Jamison (1995), Viscous-plastic finite-element models of fault-bend folds, *J. Struct. Geol.*, *17*, 561-573.
- Erickson, S.G., L.M. Strayer and J. Suppe (2001), Initiation and reactivation of faults during movement over thrust-fault ramp : numerical mechanical models, *J. Struct. Geol.*, *23*, 11-23.
- Gutscher, M. A., N. Kukowski, J. Malavieille and S. Lallemand (1998), Episodic imbricated thrusting and underthrusting : Analog experiments and mechanical analysis applied to the Alaskan Accretionary Wedge, *J. Geophys. Res.*, *B5*,10,161-10,176.
- Hardy, S., C. Duncan, J. Masek and D. Brown (1998), Minimum work, fault activity and the growth of critical wedges in fold and thrust belts, *Basin Research*, *10*, 365-373.
- Koyi, H.A. and B. Maillot (2007), Tectonic thickening of hanging wall units over a ramp, *J. Struct. Geol.*, *29*, 924-932.
- Koyi, H.A. and B. Schott (2001), Stress estimations from fault geometries applied to sand-box accretionary wedges, *Geophys. Res. Lett.*, *28* (6), 1087-1090.
- Krabbenhøft, K., A.V. Lyamin and S.W. Sloan (2007), Formulation and solution of some plasticity problems as conic programs, *Int. J. Solids and Structures*, *44*, 1533-1549.
- Lallemand, S.E., P. Schnürle and J. Malavieille (1994), Coulomb theory applied to accretionary and nonaccretionary wedges : Possible causes for tectonic erosion and/or frontal accretion, *J. Geophys. Res.*, *99*, B6, 12,033-12,055.
- Le Pichon, X., P. Henry and S. Lallemand (1993), Accretion and erosion in subduction zones : the role of fluids, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, *21*, 307-331.
- Lehner, F.K. (1986), Comments on "Non-cohesive Critical Coulomb Wedges : An Exact Solution", *J. Geophys. Res.*, *91*, B1, 793-796.
- Lohrmann, J., N. Kukowski, J. Adam and O. Oncken (2003), The impact of analogue material properties on the geometry, kinematics, and dynamics of convergent sand wedges, *J. Struct. Geology*, *25*, 1691-1711.
- Maillot, B. and Y.M. Leroy (2003), Optimal dip based on dissipation of back thrusts and hinges in fold-and-thrust belts, *J. Geophys. Res.*, *108*, B6, 2320-2336.
- Maillot, B. and H. Koyi (2006), Thrust dip and thrust refraction in fault-bend folds : analogue models and theoretical predictions, *J. Struct. Geology*, *28*, 36-49.
- Maillot, B. and Y.M. Leroy (2006), Kink-fold onset and development based on the maximum strength theorem, *J. Mech. Phys. Solids*, *54*, 2030-2059.
- Maillot, B., C. Barnes, J.-M. Mengus and J.-M. Daniel (2007), Constraints on friction coefficients by an inverse analysis of sand box thrust dips, *J. Struct. Geology*, *29*, 117-128.
- Mandal, N., A. Chattopadhyay and S. Bose (1997), Imbricate thrust spacing : experimental and theoretical analyses, in *Evolution of geological structures in micro- to macro-scales*, edited by S. Sengupta, 143-165, Chapman & Hall, London.
- Masek, J.G. and C.C. Duncan (1998), Minimum-work mountain building, *J. Geophys. Res.*, *103*, B1, 907-917.
- McTigue, D.F. and C.C. Mei (1981), Gravity-induced stresses near topography of small slope, *J. Geophys. Res.*, *86*, B10, 9268-9278.
- Moore, G.F., D.E. Karig, T.H. Shipley, A. Taira, P.L. Stoffa and W.T. Wood (1991), Structural framework of the ODP leg 131 area, Nankai through, (1991), *Proceedings of the Ocean Drilling Program, Initial reports*, *131*, 15-20.
- Morgan, J.K., and D.E. Karig (1994), Kinematics and a balanced and restored cross-section across the toe of the eastern Nankai accretionary prism, *J. Struct. Geology*, *17*, 31-45.



- Morley, C. (1988), Out-of-sequence thrusts, *Tectonics*, 7, 539-561.
- Mourgues, R. and P.R. Cobbold (2003), Some tectonic consequences of fluid overpressures and seepage forces as demonstrated by sandbox modelling, *Tectonophysics*, 376, 75-97.
- Mulugeta, G. (1988), Modelling the geometry of Coulomb thrust wedges, *J. Struct. Geology*, 10, 847-859.
- Mulugeta, G. and H. Koyi (1992), Episodic accretion and strain partitioning in a model sand wedge, *Tectonophysics*, 202, 319-333.
- Outtani, F. (1996), Cinématique, modélisation, et bilan énergétique des plis de rampe. Approche théorique et application à deux régions du Front Sud Atlasique, Doctoral Thesis, Université de Cergy-Pontoise.
- Panian, J. and W. Pilant (1990), A Possible Explanation for Foreland Thrust Propagation, *J. Geophys. Res.*, 95, B6, 8607-8615.
- Platt, J. (1988), The mechanics of frontal imbrication : a first order analysis, *Geol. Rdsch.*, 77, 577-589.
- Platt, J. (1990), Thrust Mechanics in Highly Overpressured Accretionary Wedges, *J. Geophys. Res.*, 95, 9025-9034.
- Salençon, J. (1974), *Théorie de la plasticité pour les applications à la mécanique des sols*, edited by Eyrolles, Paris, (English translation : *Applications of the theory of plasticity in soil mechanics*, John Wiley & Sons Ltd, Chichester, 1977).
- Salençon, J. (2002), *De l'élasto-plasticité au calcul à la rupture*, Editions École Polytechnique, Palaiseau, and Ellipses, Paris.
- Schott, B. and H. Koyi (2001), Estimating basal friction in accretionary wedges from the geometry and spacing of frontal faults, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 194, 221-227.
- Sciamanna, S., W. Sassi, R. Gambini, J.L. Rudkiewicz, F. Mosca and C. Nicolai (2004), Predicting hydrocarbon generation and expulsion in the Southern Apennines Thrust Belt by 2D Integrated Structural and Geochemical Modeling : Part I - Structural and thermal evolution, in *Deformation, fluid flow, and reservoir appraisal in foreland fold and thrust belts*, edited by R. Swennen, F. Roure, J.W. Granath, 51-67, A.A.P.G. Heldberg series, 1.
- Schreurs, G., S.J.H. Buiter, D. Boutelier, G. Corti, E. Costa, A.R. Cruden, J.-M. Daniel, S. Hoth, H.A. Koyi, N. Kukowski, J. Lohrmann, A. Ravaglia, R.W. Schlische, M. Oliver Withjack, Y. Yamada, C. Cavozzi, C. Delventisette, J.A. Elder Brady, A. Hoffmann-Rothe, J.M. Mengus, D. Montanari, F. Nilforoushan (2006), Analogue benchmarks of shortening and extension experiments, in *Analogue and numerical modelling of crustal-scale processes*, edited by S.J.H. Buiter and G. Schreurs, 1-27, London Geol. Soc. Spec. Publ.
- Souloumiac, P., Y.M. Leroy, K. Krabbenhøft K. and B. Maillot (2009), Predicting stress in fold-and-thrust belt and in accretionary wedges by optimization, submitted for publication.
- Souloumiac, P. (2009), Evolution of failure mechanisms in geological structures, *Doctoral thesis*, Ecole Centrale de Paris, in prep.
- Suppe, J. (1983), Geometry and kinematics of fault-bend folding, *Am. J. Sci.*, 283, 7, 684-721.
- Yin, A. (1993), Mechanics of Wedge-Shaped Fault blocks 1. An Elastic Solution for Compressional Wedges, *J. Geophys. Res.*, 98, B8, 14,245-14,256.
- Zoetemeijer, R. and W. Sassi (1992), 2D reconstruction of thrust evolution using the fault-bend fold method, in *Thrust tectonics*, edited by K. McClay, pp.133-140, London Geol. Soc. Spec. Publ.

## 2.9 Annexes

### Prediction of thrusting sequences in accretionary wedges

#### Auxiliary Material

N. Cubas , Y.M. Leroy

Laboratoire de Géologie, CNRS,  
Ecole Normale Supérieure, Paris, France,  
and B. Maillot

Laboratoire de Tectonique, CNRS,  
Université de Cergy-Pontoise, France.

#### Introduction

This electronic supplement has two objectives. The first is to prove that the orientation of the virtual velocities are dictated by the orientation of the discontinuities and their frictional properties. The second objective is to show that there is no difference between the "push" and "pull" theories of Dahlen and Barr (1989) for defining the dominant failure mechanisms.

#### A.1.1 Proving that virtual velocities have a critical orientation

The objective of this first part of the electronic supplement is to substantiate the claim made in the main text that the velocity jumps over the ramp and the back thrust are always in specific orientations defined by the frictional properties and the orientation of the discontinuities. This orientation is defined in the  $(\sigma_n, \tau)$  stress space with  $(\mathbf{n}, \mathbf{t})$  as a direct basis, where  $\mathbf{n}$  and  $\mathbf{t}$  are the normal and the tangent vectors, respectively. This orientation is given by the angles  $\pm(\pi/2 - \phi_b)$  with respect to the discontinuity normal, in which  $\phi_b$  is the relevant friction angle. The velocity orientation cannot exceed this critical value (in absolute value) to ensure that the support functions associated to the Coulomb criterion are finite and thus of interest to construct upper bounds in the tectonic force. More precisely, one wants to demonstrate that the upper bound in the tectonic force is minimum for velocity jumps over the ramp and the back thrust which are oriented as just described. These minimum conditions define the least upper bound if the geometry of the failure system is also optimum.

For that purpose, consider the wedge geometry in Figure 2.18a with an arbitrary topography and the décollement dipping at  $\beta$ . The ramp, segment EG, is

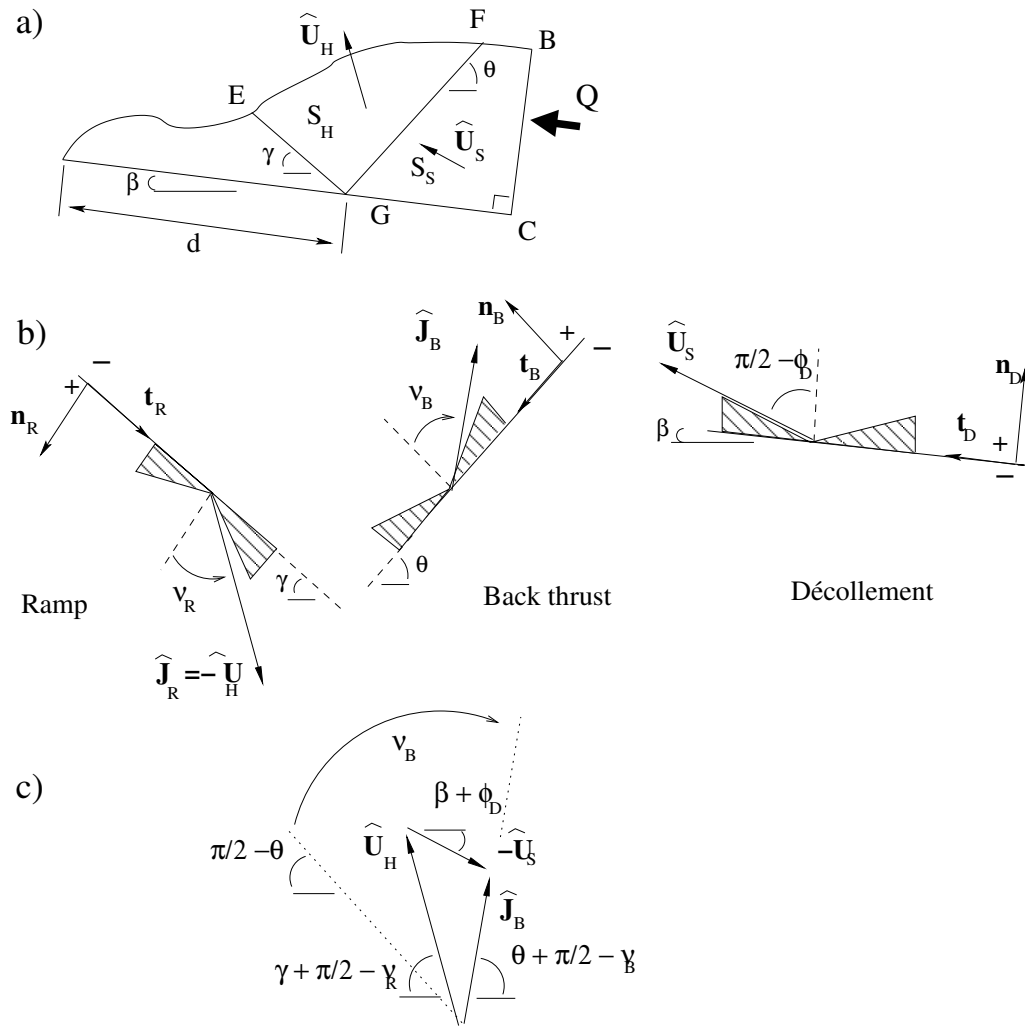


FIG. 2.18 – The geometry of the wedge with an irregular topography and the décollement dipping at  $\beta$ , a). The construction of the velocity jumps over the three discontinuities of the problems, including the constrained regions (dashed), are presented in b). The hodogram in c) defines the velocity jump over the back thrust.

dipping at  $\gamma$  and the back thrust, segment GF at the angle  $\theta$ . These two angles as well as the distance  $d$  defining the position of the root G on the décollement are supposed to be given. They will thus not be considered in the minimization analysis which follows. The surfaces of the hanging wall  $S_H$  and of the back stop  $S_S$  are also supposed to be known.

There are two virtual velocities for this structure corresponding to  $\hat{\mathbf{U}}_S$  for the back stop and  $\hat{\mathbf{U}}_H$  for the hanging wall, two sections sustaining rigid virtual motion. The magnitude of the back stop velocity is set arbitrary to one and it is further assumed that this vector is oriented at  $\phi_D$  from the décollement, as illustrated in Figure 2.18b. This orientation minimizes work against gravity clearly for  $d \ll D$ , in which  $D$  is the total length of the structure. It is also the case for arbitrary values of  $d$  and this orientation is postulated in the rest of this section. Note that velocities are normalized by the magnitude of the back stop velocity with the notation  $\tilde{\mathbf{U}}_a = \hat{\mathbf{U}}_a / \hat{U}_S$ .

The construction of the velocity jumps over the ramp and the back thrust are presented in Figure 2.18b. The jump over the ramp is the difference between the velocity in the foot wall and the velocity in the hanging wall ( $\hat{\mathbf{J}}_R = -\hat{\mathbf{U}}_R$ ), the first being zero. This vector is thus oriented from the normal direction to the discontinuity with the angle  $\nu_R$  in the interval  $[0; \pi/2 - \phi_R]$ , in view of the orientation of the velocity of the hanging wall. This interval is illustrated in Figure 2.18b where the dashed regions define the range of excluded jump orientations. The jump over the back thrust is the difference between the velocity in the hanging wall and the back stop :  $\hat{\mathbf{J}}_B = \hat{\mathbf{U}}_H - \hat{\mathbf{U}}_S$ , this vectorial relation being represented by the hodogram in Figure 2.18c. The jump vector  $\hat{\mathbf{J}}_B$  is oriented with the angle  $\nu_B$  from the normal direction to the back thrust. This angle is in the range  $[\phi_B - \pi/2; 0]$  in view of the virtual relative motion of the hanging wall with respect to the back stop, Figure 2.18b.

The dimensionless external power is the sum of the power of the velocity field against gravity and the power of the force  $Q$ , applied parallel to the décollement

$$\mathcal{P}_e(\tilde{\mathbf{U}}) = -\tilde{S}_H \cos(\gamma - \nu_R) \tilde{U}_H - \tilde{S}_S \sin(\beta + \phi_D) + \tilde{Q} \cos \phi_D, \quad (2.9.1)$$

in which lengths are scaled by  $D$  and stress-like quantities by  $\rho g D$ , respectively, the corresponding dimensionless variables are marked by a superposed tilde. The dimensionless internal power  $\mathcal{P}_i(\tilde{\mathbf{U}})$  is product of the virtual velocity jump times the stress vector, integrated over the length of all discontinuities or interfaces. Its exact value is unknown, because the exact stress vector is unknown, but it is bounded by above, as explained in the main text and in Maillot and Leroy (2003), by

$$\mathcal{P}_i(\tilde{\mathbf{U}}) \leq \tilde{J}_B \tilde{c}_B \cotan \phi_B \cos \nu_B \tilde{l}_{GF} + \tilde{U}_H \tilde{c}_R \cotan \phi_R \cos \nu_R \tilde{l}_{GE} + \tilde{c}_D \cos \phi_D \tilde{l}_{GC}, \quad (2.9.2)$$

with  $l_{AB}$  denoting the length of any segment AB. It is proposed to simplify the notation and to define the scaled dimensionless cohesion  $\bar{c}_a = \tilde{c}_a \cotan \phi_a l_b$ , for any discontinuity  $a$  of length  $l_b$  so that (2.9.2) becomes

$$\mathcal{P}_i(\tilde{\mathbf{U}}) \leq \tilde{J}_B \bar{c}_B \cos \nu_B + \tilde{U}_H \bar{c}_R \cos \nu_R + \bar{c}_D \sin \phi_D. \quad (2.9.3)$$

The theorem of virtual power states

$$\mathcal{P}_i(\tilde{\mathbf{U}}) = \mathcal{P}_e(\tilde{\mathbf{U}}) \quad \forall \tilde{\mathbf{U}} \text{ KA}, \quad (2.9.4)$$

for any kinematically admissible velocity field. Combine (2.9.4) with (2.9.1) and (2.9.3), to obtain the upper bound to the tectonic force

$$\begin{aligned} \tilde{Q} &\leq \tilde{Q}_{\text{upper}}, \quad (2.9.5) \\ \text{with } \tilde{Q}_{\text{upper}} \cos \phi_D &= \tilde{S}_H \cos(\gamma - \nu_R) \tilde{U}_H + \tilde{S}_S \sin(\beta + \phi_D) \\ &\quad + \tilde{J}_B \bar{c}_B \cos \nu_B + \tilde{U}_H \bar{c}_R \cos \nu_R + \bar{c}_D \sin \phi_D. \end{aligned}$$

The hodogram of Figure 2.18c is now used to express the projection of the jump vector  $\tilde{J}_B$  on the normal and tangential directions to the back thrust

$$\begin{aligned} \tilde{J}_B \cos \nu_B &= \tilde{U}_H \cos(\theta + \gamma - \nu_R) - \sin(\theta + \beta + \phi_D), \quad (2.9.6) \\ \tilde{J}_B \sin \nu_B &= -\tilde{U}_H \sin(\theta + \gamma - \nu_R) - \cos(\theta + \beta + \phi_D). \end{aligned}$$

The first expression in (2.9.6) is inserted in (2.9.5), to eliminate the angle  $\nu_B$  and  $\tilde{J}_B$ , which becomes

$$\begin{aligned} \tilde{Q}_{\text{upper}} \cos \phi_D &= \tilde{U}_H \left( \tilde{S}_H \cos(\gamma - \nu_R) + \bar{c}_R \cos \nu_R + \bar{c}_B \cos(\theta + \gamma - \nu_R) \right) \\ &\quad + \tilde{S}_S \sin(\beta + \phi_D) + \bar{c}_D \sin \phi_D - \sin(\theta + \beta + \phi_D) \bar{c}_B. \end{aligned} \quad (2.9.7)$$

The upper bound is thus expressed in terms of the two unknowns  $\tilde{U}_H$  and  $\nu_R$ . The objective is now to minimize  $\tilde{Q}_{\text{upper}}$  with respect to these two variables to find the optimum angle  $\nu_R$  leading to the least upper bound.

The first set of constraints to be accounted for during minimization is as follows

$$\begin{aligned}
1, & \quad 0 < \tilde{U}_H \quad , & (2.9.8) \\
2, & \quad 0 < v_R < \pi/2 - \phi_R \quad , & 3, \\
4, & \quad \sin(\theta + \beta + \phi_D) \leq \tilde{U}_H \cos(\theta + \gamma - v_R) \quad , \\
5, & \quad -\cos(\theta + \beta + \phi_D) \leq \tilde{U}_H \sin(\theta + \gamma - v_R) \quad ,
\end{aligned}$$

and are numbered from 1 to 5. The three first constraints are simply the statement that the scalar  $\tilde{U}_H$  is positive and the orientation of the hanging wall velocity is in the cone described in Figure 2.18b. The constraints on the back thrust velocity jump are introduced thanks to the two projections in (2.9.6). The scalars  $\tilde{J}_B \cos v_B$  and  $\tilde{J}_B \sin v_B$  are positive and negative, respectively, according to Figure 2.18b leading to the constraints 4 and 5 in (2.9.8). These last two constraints are now studied in more details. The left-hand side of 4 is a positive scalar and so is  $\tilde{U}_H$  in the right-hand side. Consequently,  $\cos(\theta + \gamma - v_R)$  must be positive requiring the angle  $\theta + \gamma - v_R$  to be within  $[-\pi/2; \pi/2]$ . Two additional constraints are thus proposed

$$6, \quad \theta + \gamma - \pi/2 \leq v_R \leq \theta + \gamma + \pi/2 \quad , 7 \quad (2.9.9)$$

which are numbered 6 and 7. The left-hand side of the inequality 5 in (2.9.8) is always negative. The constraint is then only relevant if the sine in the right-hand side is also negative. This occurs for the angle  $\theta + \gamma - v_R$  between 0 and  $\pi$ . This constraint, numbered 8, is thus

$$8, \text{ if } \theta + \gamma \leq v_R \leq \theta + \gamma + \pi \quad , \text{ then } \tilde{U}_H \sin(\theta + \gamma - v_R) \geq -\cos(\theta + \gamma + \phi_D) \quad (2.9.10)$$

otherwise the constraint 5 in (2.9.8) is always satisfied.

Symbol	value
$\phi_D$	10°
$\phi_R$	20°
$\gamma$	34°
$\theta$	32°
$\beta$	2°

TAB. 2.3 – The values of the parameters used to construct Figure 2.19. The geometry of the failure mechanism is not optimum. Angles are in degrees.

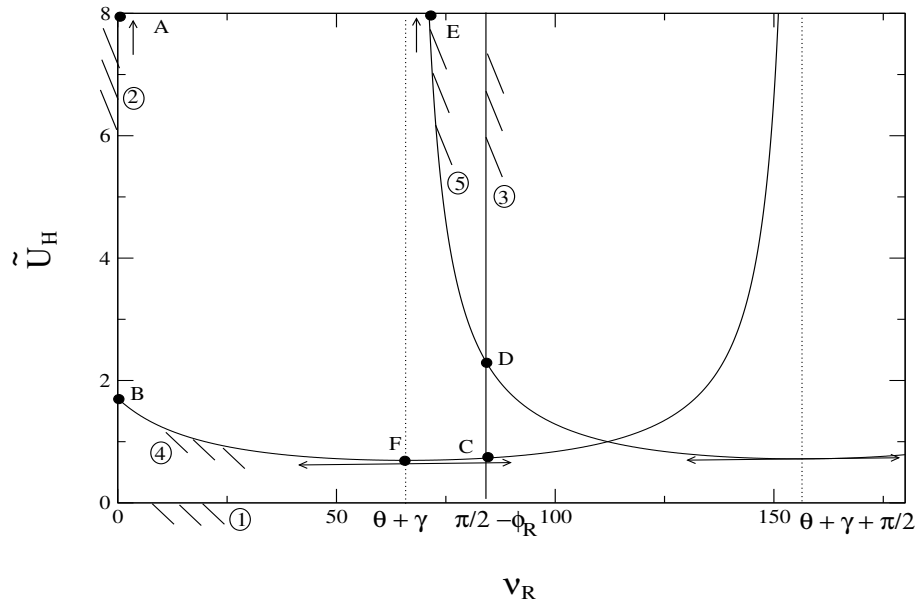


FIG. 2.19 – The set of constraints defining the region of search for the least upper bound in the  $(v_R, \tilde{U}_H)$  space. The barbs attached to each constraint defines the region excluded from the search.

The series of constraints (2.9.8) to (2.9.10) are presented in Figure 2.19 which is constructed using the values of the parameters presented in Table 2.9. The geometry of the failure mechanism is not optimum. Furthermore, it is assumed that  $\theta + \gamma < \pi/2$  and  $\theta + \gamma + \phi_R < \pi/2$  defining the most difficult case to find the optimum  $v_R$ . Constraints 1 and 2 require the search for positive values of  $\tilde{U}_H$  and  $v_R$ . They are presented in this graph by a series of barbs which marks the excluded regions. Constraint 3 is defined by the vertical line at  $v_R = \pi/2 - \phi_R$ . The inequality 4 is the curve with a minimum for  $v_R = \theta + \gamma$  which is chosen to be smaller than  $\pi/2 - \phi_R$ . Constraint 5 is activated (condition 8 is fulfilled) and corresponds to the curve with a vertical asymptote at  $v_R = \theta + \gamma$  and a minimum at  $v_R = \theta + \gamma + \pi/2$  outside the domain of search. Constraints 6 and 7 are self-satisfied since  $\theta + \gamma$  is smaller than  $\pi/2$  and  $\theta + \gamma + \pi/2$  greater than the largest value attainable by  $v_R$  which is  $\pi/2 - \phi_R$ . The search for the minimum is within the regions bounded by these constraints. The boundary is marked by the points A to E, the first and the last points being at infinity. Constraint 2 is bounding the region of interest between point A and B. Constraint 4 is responsible for the curved boundary between point B and C. The vertical segment CD is due to constraint 3. Finally, the curve DE is associated to constraint 5.

The minimization within that domain starts with the computation of the partial derivative of the upper bound in (2.9.7) with respect to the two variables

$$\begin{aligned}\frac{\partial \tilde{Q}_{\text{upper}}}{\partial \nu_{\text{R}}} &= \frac{\tilde{U}_{\text{H}}}{\cos \phi_{\text{D}}} \left[ \tilde{S}_{\text{H}} \sin(\gamma - \nu_{\text{R}}) - \bar{c}_{\text{R}} \sin \nu_{\text{R}} + \bar{c}_{\text{B}} \sin(\theta + \gamma - \nu_{\text{R}}) \right], \quad (2.9.11) \\ \frac{\partial \tilde{Q}_{\text{upper}}}{\partial \tilde{U}_{\text{H}}} &= \left[ \tilde{S}_{\text{H}} \cos(\gamma - \nu_{\text{R}}) + \bar{c}_{\text{R}} \cos \nu_{\text{R}} + \bar{c}_{\text{B}} \cos(\theta + \gamma - \nu_{\text{R}}) \right] \cos^{-1} \phi_{\text{D}}.\end{aligned}$$

We first try to find the minimum by inspection of these two partial derivatives. The second partial derivative is clearly always positive for the ranges of angle of interest. The minimum is thus obtained for the lowest point of coordinate  $\tilde{U}_{\text{H}}$  in the region of search. For any angle  $\nu_{\text{R}}$ , this minimum is on the curve due to constraint 4, referred to as curve 4, between points B and C. The first partial derivative is zero for  $\nu_{\text{R}} = \gamma$  if all interfaces are cohesionless. This critical angle corresponds to a maximum and thus the minimum is reached by increasing  $\nu_{\text{R}}$  beyond  $\gamma$  towards point C or by reducing  $\nu_{\text{R}}$  towards zero. For the former case, once  $\nu_{\text{R}}$  is reached, and for the entire latter case, the proposed path along curve 4 is followed for a positive second partial derivative in (2.9.11). The position of the minimum cannot thus be determined although we now know that it has to be on curve 4. To progress further in a more systematic and general way, it is necessary to study the gradient of the upper bound along the curve 4.

The tangent vector  $\mathcal{T}$  (not normalized) to the curve 4 in the  $(\nu_{\text{R}}, \tilde{U}_{\text{H}})$  space has the components

$$\mathcal{T}_{\nu} = -\cos(\theta + \gamma - \nu_{\text{R}}), \quad \mathcal{T}_{\text{U}} = \tilde{U}_{\text{H}} \sin(\theta + \gamma - \nu_{\text{R}}). \quad (2.9.12)$$

It is thus pointing towards the negative  $\nu_{\text{R}}$ . The gradient in the upper bound along the curve 4 is defined by

$$\nabla_{\text{C4}} \tilde{Q}_{\text{upper}} = \left( \frac{\partial \tilde{Q}_{\text{upper}}}{\partial \nu_{\text{R}}} \mathcal{T}_{\nu} + \frac{\partial \tilde{Q}_{\text{upper}}}{\partial \tilde{U}_{\text{H}}} \mathcal{T}_{\text{U}} \right) (\mathcal{T}_{\nu}^2 + \mathcal{T}_{\text{U}}^2)^{-1/2}, \quad (2.9.13)$$

which, after using (2.9.11) and (2.9.12) and some simplifications, reads

$$\nabla_{\text{C4}} \tilde{Q}_{\text{upper}} = \left( \tilde{S}_{\text{H}} \sin \theta + \bar{c}_{\text{R}} \sin(\theta + \gamma) \right) (\mathcal{T}_{\nu}^2 + \mathcal{T}_{\text{U}}^2)^{-1/2}. \quad (2.9.14)$$

It is independent of the back thrust cohesion. More interestingly, the first term in the right-hand side of (2.9.14) is positive for the values of interest in  $\theta$  and  $\gamma$ . It is thus concluded that the gradient along curve 4 from point C to B in Figure 2.19 is always positive. The minimum in the upper bound has thus to be found at point C. This reasoning proves that the optimum value of  $\nu_{\text{R}}$  is  $\pi/2 - \phi_{\text{R}}$ , as assumed in the main text.



### A.1.2 The differences between the "pull" and "push" theories of Dahlen and Barr (1989)

This second part of the electronic supplement explores the differences between the "pull" and "push" theories of Dahlen and Barr (1989) in terms of failure mechanism. The failure analysis presented in the main text corresponds to the "push" theory.

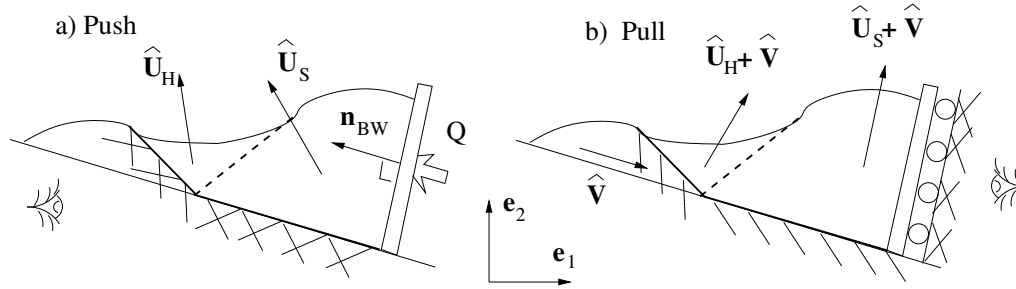


FIG. 2.20 – The "push" and "pull" theories are defined in terms of boundary conditions for the onset of failure and the virtual velocity field in a wedge with arbitrary topography. The observer defines the regions which are immobile and are marked by double sided barbs.

The difference between the two theories are presented in Figure 2.20. In the "push" theory the back wall is sliding over the décollement which is fixed with respect to the observer. The double barbs marks the regions which are immobile. The back stop and the hanging wall have the virtual velocity  $\hat{U}_S$  and  $\hat{U}_H$  with respect to the foot wall and the foundation below the décollement which are attached to the observer. In the pull theory, the back wall can only slide perpendicular to the décollement. The foundation below the décollement, as well as the foot wall, are moving to the right towards the observer.

Region	Push	Pull
back stop	$\hat{U}_S = \hat{U}_S(-\cos(\phi_D + \beta)\mathbf{e}_1 + \cos(\phi_D + \beta)\mathbf{e}_2)$	$\hat{U}_S + \hat{V}$
hanging wall	$\hat{U}_H = \hat{U}_H(-\cos(\phi_R + \gamma)\mathbf{e}_1 + \cos(\phi_D + \gamma)\mathbf{e}_2)$	$\hat{U}_H + \hat{V}$
foot wall	$\mathbf{O}$	$\hat{V}$

TAB. 2.4 – The virtual velocities according to the two theories for the three regions of the wedge defining the failure mechanism.

The virtual velocities for the two theories are presented in Table 2.4. The velocities for the "push" theory are those adopted in the main text with the critical orientations validated in the first part of this electronic supplement, although this choice is not essential for the reasoning presented here. The orthonormal basis

$\{\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2\}$  is defined in Figure 2.20. The change of observer from the "push" to the "pull" theory is achieved by adding a velocity  $\hat{\mathbf{V}}$  to this field such that the displacement of the back wall is purely normal to the décollement. This velocity is along the normal to the back wall  $\mathbf{n}_{\text{BW}} = -\cos \beta \mathbf{e}_1 + \sin \beta \mathbf{e}_2$  and is oriented to the left :  $\hat{\mathbf{V}} = -\hat{V} \mathbf{n}_{\text{BW}}$ , such that the scalar  $\hat{V}$  is positive. This scalar is determined by the condition

$$(\hat{\mathbf{U}}_S + \hat{\mathbf{V}}) \cdot \mathbf{n}_{\text{BW}} = 0, \quad (2.9.15)$$

providing

$$\hat{V} = \hat{U}_S \cos \phi_D. \quad (2.9.16)$$

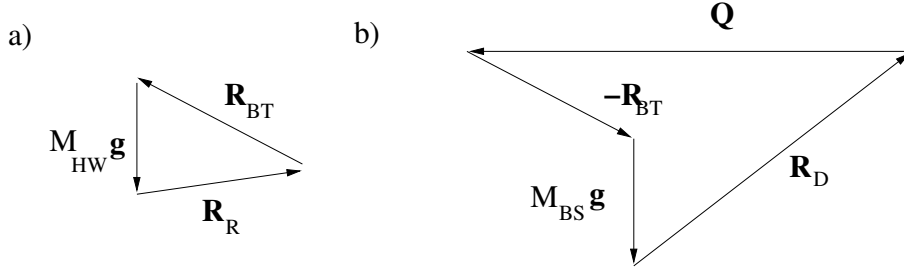


FIG. 2.21 – The free-body diagram for the hanging wall a) and the back stop b), defining the equilibrium conditions of the external forces.

The internal power for the "push" theory is

$$\mathcal{P}_{\text{int}}(\hat{\mathbf{U}}) = \int_{\Omega} \boldsymbol{\sigma} : \mathbf{d}(\hat{\mathbf{U}}) dV + \int_{\Sigma_U} \mathbf{T} \cdot \llbracket \hat{\mathbf{U}} \rrbracket dS, \quad (2.9.17)$$

and corresponds to the virtual power due to the bulk dissipation (stress contracted with the virtual rate of deformation tensor) and the virtual power along all discontinuities grouped in the surface integral over  $\Sigma_U$ . The double brackets  $\llbracket \cdot \rrbracket$  denotes the jump in the quantity in argument, across the surface of interest. For the "pull" theory, a constant velocity is added to the velocity field of the "push" theory. This rigid body translation does not alter the rate of deformation neither the jumps in the virtual velocity across the discontinuities. The internal power for the "pull" theory is thus identical to the one provided in (2.9.17) for the "push" theory.

The external power for the "push" theory reads

$$\mathcal{P}_{\text{ext}}^{\text{Push}}(\hat{\mathbf{U}}) = \int_{\Omega} \rho \mathbf{g} \cdot \hat{\mathbf{U}} dV + Q \cos \phi_D \hat{U}_S, \quad (2.9.18)$$

and results from the power of the gravity field and of the compressive tectonic force  $Q$  which is parallel to the décollement, as shown in Figure 2.20. This force does not produce any power in the "pull" theory since the back stop does not move in the same direction as the force. The external forces to be accounted for for that theory are the reactions of the ramp  $\mathbf{R}_R$  and of the section of the décollement which is activated  $\mathbf{R}_D$ . The power of the external forces is thus

$$\mathcal{P}_{\text{ext}}^{\text{Pull}}(\hat{\mathbf{U}}) = \int_{\Omega} \rho \mathbf{g} \cdot (\hat{\mathbf{U}} + \hat{\mathbf{V}}) dV + (\mathbf{R}_R + \mathbf{R}_D) \cdot \hat{\mathbf{V}}. \quad (2.9.19)$$

Mechanical equilibrium requires that the sum of the external forces be zero. This is illustrated in Figure 2.21 for the two sub-regions of interest, the hanging wall and the back stop, with the help of their free body diagram, in which the total mass is identified by the letter  $M$ . The external forces are thus related by

$$\mathbf{R}_R + \mathbf{R}_D = Q \mathbf{n}_{\text{BW}} - (M_{\text{HW}} + M_{\text{BW}}) \mathbf{g}. \quad (2.9.20)$$

It suffices now to replace the sum of the forces  $\mathbf{R}_R + \mathbf{R}_D$  in (2.9.19) by the expression in the right-hand side of (2.9.20) to obtain, with the help of (2.9.16), exactly the expression in (2.9.18). The contributions to the force corresponding to the weight of the hanging wall and of the back stop in (2.9.20) produce a power which cancels exactly the additional power of gravity due to the translation by the velocity  $\hat{\mathbf{V}}$  in (2.9.19). The external power for the "push" and the "pull" theory in (2.9.18) and (2.9.19) are thus identical. The upper bound in the internal power constructed with the help of the support functions will be also identical for the two theories. The least upper bound and the failure mechanism are thus independent of the position of the observer.

## References

- Dahlen, F.A. and T.D. Barr (1989), Brittle frictional mountain building 1. Deformation and mechanical energy budget, *J. Geophys. Res.*, *94*, B4, 3906-3922.
- Maillot, B. and Y.M. Leroy (2003), Optimal dip based on dissipation of back thrusts and hinges in fold-and-thrust belts, *J. Geophys. Res.*, *108*, B6, 2320-2336.

## Annexe 2 : Validation théorique par l'approche interne

Comme il a déjà été présenté dans le chapitre introductif, l'analyse limite est composée de deux approches : l'approche externe, cinématique, basée sur les champs de vitesse cinématiquement admissibles, et l'approche interne, statique, étudiant les champs de contrainte statiquement admissibles. L'approche externe produit une borne supérieure et l'approche interne une borne inférieure à la force tectonique. La mise en oeuvre de ces deux approches permet donc d'encadrer la force réelle. Afin de valider théoriquement l'approche externe et de vérifier la proximité de la borne supérieure par rapport à la force réelle, nous avons choisi de comparer les résultats obtenus par ces deux approches pour le cas simple d'un pli de rampe.

### A.2.1 L'approche interne

L'approche interne repose sur l'étude des champs de contrainte statiquement admissibles. Un champ statiquement admissible est un champ satisfaisant les conditions locales d'équilibre, en tout point du domaine étudié. Pour pouvoir expliquer ces conditions locales d'équilibre, considérons un matériau de densité  $\rho$  occupant un domaine  $\Omega$  de frontière  $\delta\Omega$  (figure 2.22).

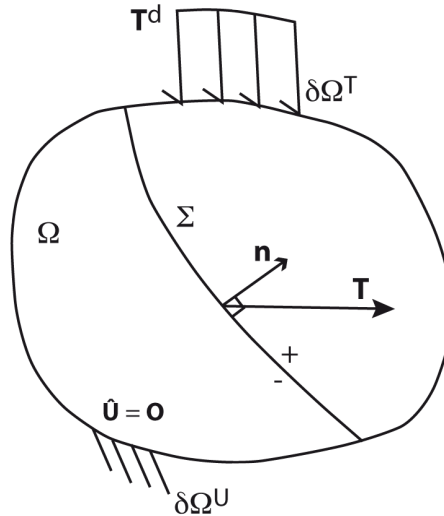


FIG. 2.22 – Représentation du domaine  $\Omega$ , de sa frontière  $\delta\Omega$  et de la discontinuité  $\Sigma$ . Des efforts surfaciques  $\mathbf{T}^d$  sont appliqués sur une partie de la frontière  $\delta\Omega^T$ . Sur le reste de cette frontière  $\delta\Omega^U$ , les déplacements sont imposés.

Les efforts extérieurs correspondent à la gravité  $\mathbf{g}$  et à une densité d'effort surfacique  $\mathbf{T}^d$  distribuée sur une partie de la frontière  $\delta\Omega^T$ . Sur le reste de la

frontière, les déplacements sont supposés imposés. Les discontinuités en contrainte  $\Sigma$  peuvent se situer dans le domaine  $\Omega$ . Dans le cas d'un pli de rampe, les efforts surfaciques seraient appliqués à l'arrière du pli et les discontinuités majeurs en contrainte correspondraient aux failles : à la rampe et au rétro-chevauchement.

Les conditions locales d'équilibre à respecter sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \operatorname{div}(\boldsymbol{\sigma}) + \rho \mathbf{g} &= \mathbf{0} \quad \forall \mathbf{x} \in \Omega, \\ \llbracket \boldsymbol{\sigma} \rrbracket \cdot \mathbf{n} &= 0 \quad \forall \mathbf{x} \in \Sigma, \\ \mathbf{T}(=\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}) &= \mathbf{T}^d, \quad \forall \mathbf{x} \in \delta\Omega^T. \end{aligned} \tag{2.9.21}$$

La première condition correspond à l'équilibre des forces. La deuxième impose la continuité du vecteur contrainte à travers la discontinuité  $\Sigma$  de normale  $n$ . La notation  $\llbracket \boldsymbol{\sigma} \rrbracket$  définit le saut de contrainte de part et d'autre de la discontinuité, ou plus précisément la différence entre le côté positif et le côté négatif de la discontinuité (cf chapitre 1.3). La troisième condition d'équilibre impose au vecteur contrainte de la facette orientée vers l'extérieur (coïncidant avec la partie de la frontière sur laquelle sont appliqués les efforts surfaciques  $\delta\Omega^T$ ) d'être égal à la densité des efforts extérieurs imposés. Ces champs de contraintes doivent également respecter la théorie de la résistance maximale (ici encore, on considère un matériau frictionnel soumis au critère de Coulomb). Mais cette fois, les champs de contrainte statiquement admissibles doivent rester dans le domaine de résistance. Ceci permet de définir un minorant à la force tectonique. Et comme pour l'approche externe, une optimisation parmi ces champs de contrainte statiquement admissibles permet de déterminer la borne inférieure maximale à la force tectonique. La résolution de ce problème ne pouvant être faite de manière analytique pour des géométries complexes, c'est avec la méthode des éléments d'équilibre (MEE) que Souloumiac et al. (2009a) et Souloumiac (2009) ont pu appliquer l'approche interne de l'analyse limite à l'étude de structures géologiques.

### A.2.2 Encadrement de la force tectonique pour la cas d'un pli de rampe

Les résultats de l'approche interne présentés ici sont issus des travaux de Souloumiac et al. (2009a) et Souloumiac (2009). Ces résultats peuvent être présentés soit sous forme de champ de contrainte soit sous forme de distance au critère de rupture, en l'occurrence ici, de distance au critère de Coulomb. La figure 2.23 présente la distance au critère pour un pli de rampe. Une force tectonique sous forme d'un gradient linéaire est appliquée sur la partie arrière du pli (figure 2.23a). La comparaison est faite pour différents coefficients de friction sur la rampe (figure 2.23b, c, d).

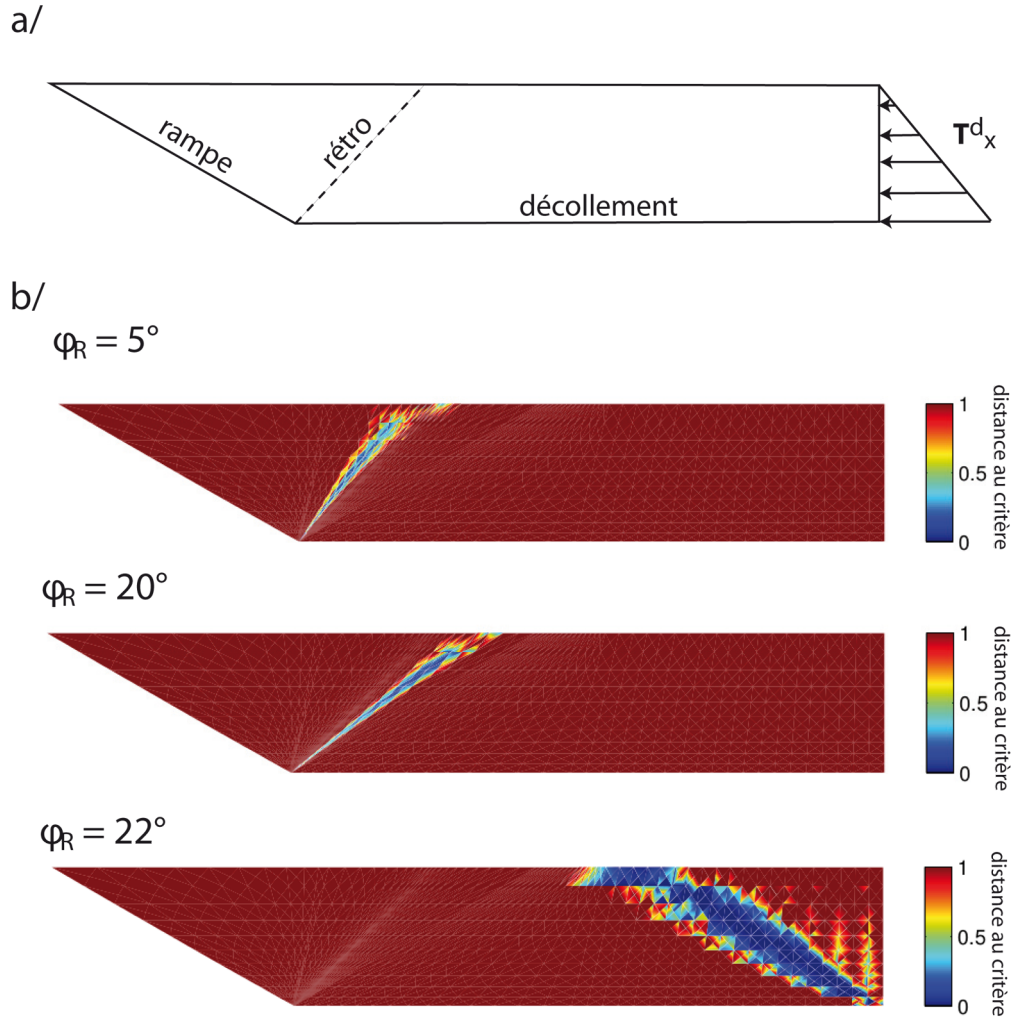


FIG. 2.23 – Application de l’approche interne au cas d’un pli da rampe. a/ Géométrie initiale : on considère trois discontinuités majeures : le décollement, la rampe et le rétro-chevauchement. Une force tectonique sous forme d’un gradient linéaire est appliquée à l’arrière du pli. b/ Représentation de la distance au critère de rupture pour trois coefficients de friction sur la rampe différents :  $5^\circ$ ,  $20^\circ$  et  $22^\circ$ . L’échelle sur la droite représente la distance au critère de rupture. Si l’état de contrainte satisfait de façon exacte le critère, la distance est de zéro et est représentée ici en bleu. Si l’état de contrainte est très loin du critère, la distance est de un et est représentée ici en rouge. On pourra noter l’évolution du pendage du rétro-chevauchement en fonction du coefficient de friction sur la rampe. Pour un fort coefficient de friction ( $22^\circ$ ), le système préfère créer une nouvelle rampe à l’arrière de la structure. Modifié à partir de Souloumiac et al. (2009a).

La figure 2.24 montre une comparaison des résultats des bornes supérieure et inférieure obtenues à l'initiation pour plusieurs valeurs de coefficients de friction sur la rampe. Les croix représentent l'approche interne statique et la courbe continue l'approche externe cinématique. On constate que ces deux bornes sont extrêmement proches, leur différence est inférieure à 1%.

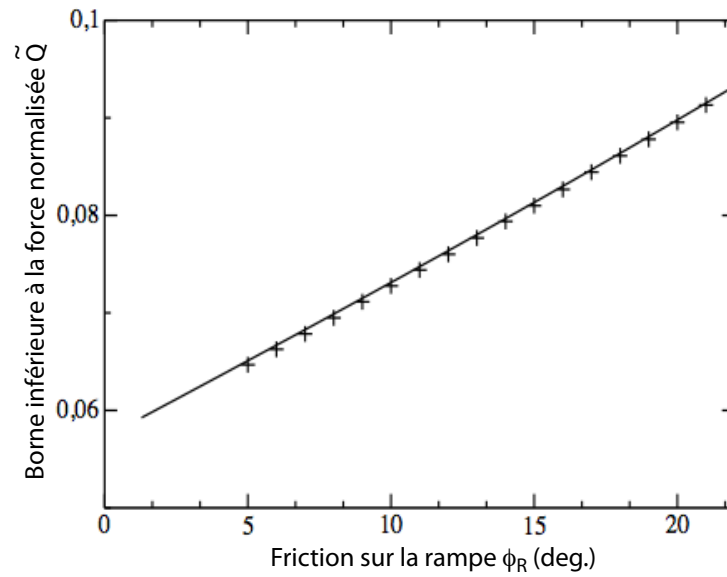


FIG. 2.24 – Comparaison des bornes normalisées supérieure obtenue avec l'approche externe (courbe) et inférieure (croix) obtenue par l'approche interne, en fonction du coefficient de friction sur la rampe. La différence entre ces deux bornes étant inférieure à 1%, la force tectonique réelle est donc encadrée de très près. Extrait de Souloumiac et al. (2009a)

Par conséquent, en plus d'une validation théorique, ces résultats montrent que la force tectonique est encadrée à 1% près.





## Chapitre 3

# Validation expérimentale des prédictions

Ce chapitre est consacré à la validation expérimentale en boîte à sable. L'objectif est de comparer les valeurs prédites par la théorie aux valeurs observées lors d'expériences. Nous avons pour cela choisi de réaliser un travail d'inversion. Ce chapitre est composé de trois parties, chacune correspondant aux différentes étapes de la validation. La première partie présente la mise en place du protocole expérimental. Nous verrons qu'il a été développé de façon à optimiser la reproductibilité des expériences et à reproduire les conditions initiales imposées par la théorie. Pour pouvoir réaliser l'inversion, il était indispensable de mesurer les variations intrinsèques aux expériences. Une même expérience a donc été répétée 10 fois avant d'être soumise à une analyse statistique. Cette analyse est présentée dans la seconde partie de ce chapitre sous forme d'un article soumis à *Tectonophysics*. Afin de construire un modèle statistique, il était nécessaire de vérifier l'indépendance des observables (positions, pendage, durée de vie des failles), l'absence de biais et l'indépendance des mesures réalisées sur des coupes au travers de la boîte. La 3ème partie de ce chapitre est consacrée à l'inversion. Nous rechercherons les paramètres rhéologiques pour lesquels la théorie reproduit les observations. Ces paramètres seront ensuite comparés à des mesures expérimentales indépendantes. On pourra ainsi estimer dans quelle mesure la théorie peut être validée.

## 3.1 Protocole expérimental

L'expérience choisie consiste à raccourcir un prisme de sable prolongé à l'avant d'une couche horizontale (figure 3.1). Le but de ces expériences est de mesurer les valeurs normalement prédites par la théorie, à savoir les positions, les pendages, les durées de vie des failles et la force appliquée. Etant donné les problèmes de reproductibilité rencontrés lors d'expériences en boîte à sable et dans le but de déterminer l'incertitude sur ces mesures, nous avons choisi de n'étudier qu'une seule expérience qui aura été répétée 10 fois. Une trentaine d'expériences préliminaires ont toutefois été nécessaires à la mise en place du protocole expérimental. Celui-ci devait être développé de façon à optimiser la reproductibilité et à respecter les conditions aux limites imposées par la théorie. En effet, celle-ci prédit l'évolution 2D d'un matériau homogène. Par conséquent, il fallait s'assurer de l'absence d'effets des murs latéraux sur la déformation. Le problème des effets de bord a notamment été soulevé par une discussion entre les auteurs Koyi et Cotton (2004) et Costa et Vendeville (2004). Il a également été mis en évidence par l'étude de la dispersion des résultats expérimentaux réalisée par Schreurs et al. (2006). Lors de cette étude, 10 laboratoires étaient invités à réaliser deux mêmes expériences en compression et en extension. L'étude montre de grandes disparités liées à la rhéologie du sable choisi et à l'appareillage utilisé. Les auteurs ont également mis en évidence une forte influence du sens relatif des murs latéraux sur la déformation. Par conséquent, afin de maîtriser ces effets de bord, une boîte réversible, permettant d'inverser la friction des murs a été construite. En répétant une même expérience dans les 2 sens de friction possibles, on pourra ainsi les évaluer et localiser une zone non-affectée. Pour l'obtention d'une structure homogène et reproductible, c'est une 'semeuse' de sable qui a été construite. Pour finir, un système permettant de mesurer la force de poussée a été mis en place. Ceci nous permettra d'estimer la précision de la borne supérieure théorique. Tous ces dispositifs ont été développés par l'équipe du laboratoire analogique de l'université de Cergy-Pontoise (B. Maillot, J.M. Siffre et J.C. Colombier) où j'ai réalisé les expériences. L'appareillage ayant eu une forte influence sur l'évolution du protocole, je commencerai par décrire le matériel utilisé avant de présenter plus en détail les expériences.

### 3.1.1 Matériel

#### 3.1.1.1 Le sable

Comme il a été souligné par l'étude de Schreurs et al. (2006), le type de sable, sa composition chimique, la taille, la distribution, la forme et la texture de ses

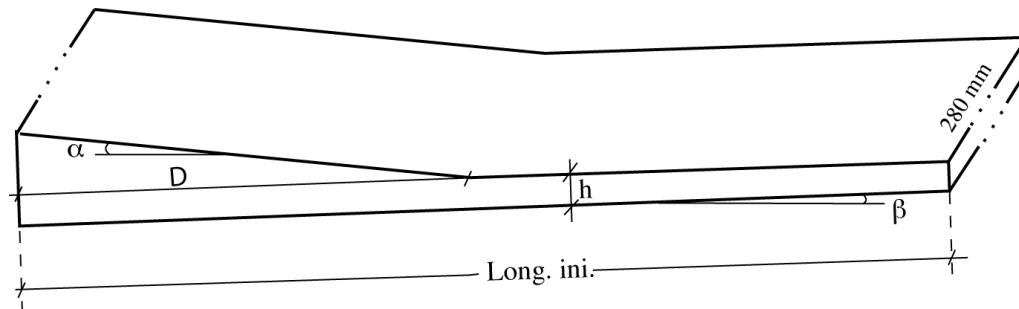


FIG. 3.1 – Expérience générique : prisme suivi à l’avant d’une couche horizontale. La pente topographique  $\alpha$ , le pendage basal  $\beta$ , l’épaisseur de la couche horizontale  $h$ , la longueur du prisme  $D$  ainsi que la longueur initiale varieront en fonction des expériences.

grains, joue un rôle considérable dans la déformation. Celui-ci doit donc être choisi avec soin. Notamment, l’expérience montre qu’un sable dont la taille des grains est assez homogène développe des failles relativement irrégulières, se divisant en plusieurs branches à certains endroits pour s’anastomoser à d’autres (figure 3.2a). Un sable plus hétérogène (figure 3.2b) tend au contraire à développer des failles uniques et régulières.

Nous avons par conséquent choisi un sable éolien provenant de Fontainebleau, composé à 99,7% de quartz et dont la taille des grains forme un histogramme d’allure gaussienne, la taille moyenne des grains étant de 250 microns, 95,5% de la masse étant composé de grains de taille variant entre 150 et 425 microns (figure 3.3). La densité du sable (méthode de mesure décrite plus loin) est établie à  $1710 \pm 6 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ . Les grains observés au microscope électronique montrent des formes plutôt angulaires avec des surfaces relativement irrégulières (figure 3.3). Le sable a été analysé par Matthias Klinkmuller de l’Institut für Geologie de l’Université de Bern à l’aide d’un appareil ‘ring-shear tester’ (anneau de cisaillement, Mandl et al., 1977 ; Panien et al., 2006). Ces tests permettent de définir 3 angles de friction : une friction de pic de  $33,7^\circ$  (associée au pic de la contrainte cisailante), une friction dynamique de  $30^\circ$  (seuil stable après rupture) et une friction statique de  $33^\circ$  (pic après réactivation). Cependant, la friction étant sensible à la technique de remplissage (Krantz, 1991 ; Schellar, 2000 et Lohrmann et al, 2003), ces valeurs peuvent être relativement différentes dans la boîte à sable. L’idéal aurait été de remplir l’anneau avec le même dispositif que celui de la boîte. D’autant que la densité du sable dans l’anneau a été évaluée à  $2200 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ .

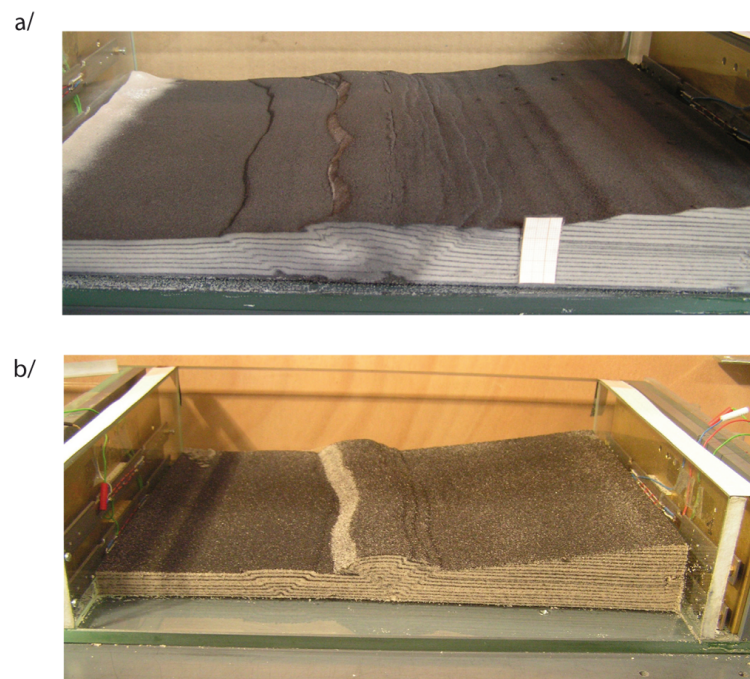


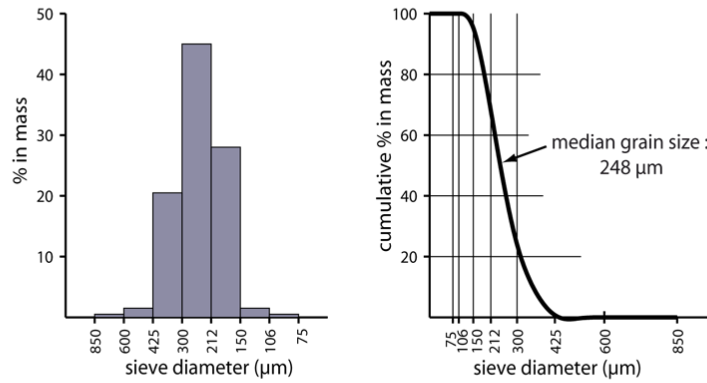
FIG. 3.2 – Comparaison d’expériences réalisées avec un sable dont la taille des grains est homogène a/, et un sable hétérogène (well sorted) b/. Dans l’expérience a/, deux rampes se sont formées. Les failles sont assez courbes. Avec le sable de l’expérience b/, la déformation est généralement localisée sur une seule rampe. Les failles sont plus rectilignes.

a/

Origin : Sand of Fontainebleau

Composition : 98,7% SiO<sub>2</sub>

Grain size distribution :

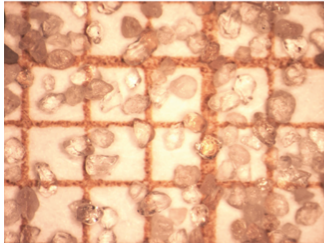


b/

Grain shape : texture : irregular surfaces

roundness : angular

photographic zoom :



ME :

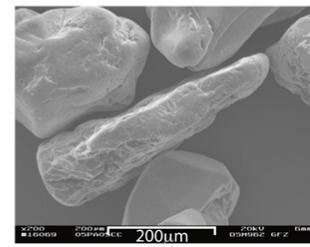
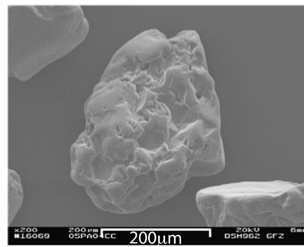
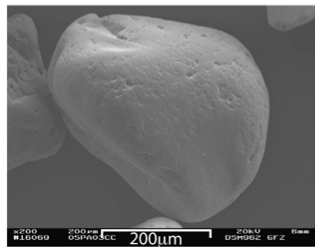
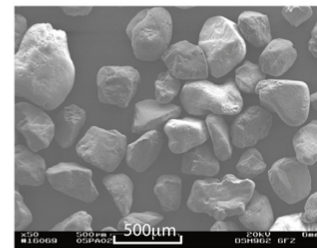
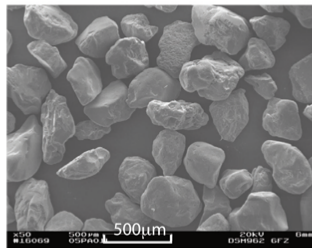


FIG. 3.3 – Sable de Fontainebleau : a/ histogrammes produit pas le fournisseur et vérifiés expérimentalement par M. Klinkmüller de l'Institut für Geologie de l'Université de Bern. b/ Textures des grains observés au zoom photographique et au microscope électronique. Les photographies au ME ont également été réalisées à Bern.

### 3.1.1.2 Dépôt du sable

Lors des toutes premières expériences ayant servi à la mise en place du protocole, le sable était déposé manuellement et chaque couche aplaniée à l'aide d'une raclette. Cependant, cette méthode, en plus d'être particulièrement coûteuse en temps, impliquait une répartition non-homogène du sable, rendant l'expérience peu reproductible. Une semeuse de sable a donc été construite par l'équipe analogique (figure 3.4, Maillot, en prep.). Portée par 4 montants à roulette, celle-ci vient se placer au-dessus de la boîte à sable. Le sable est d'abord versé dans un bac placé au sommet de la semeuse et aplani à l'aide d'une raclette classique. La base du bac est percée d'une série de trous espacés de 25 mm et de 1,5 mm de diamètre. Une plaque métallique, percée de la même façon, est placée sous le bac. En déplaçant le bac, les trous se superposent permettant ainsi le contrôle de l'écoulement du sable. Un tamis est ensuite disposé entre le bac et la boîte. Lorsque le sable traverse le tamis, le flux devient diffus et remplit de façon homo-

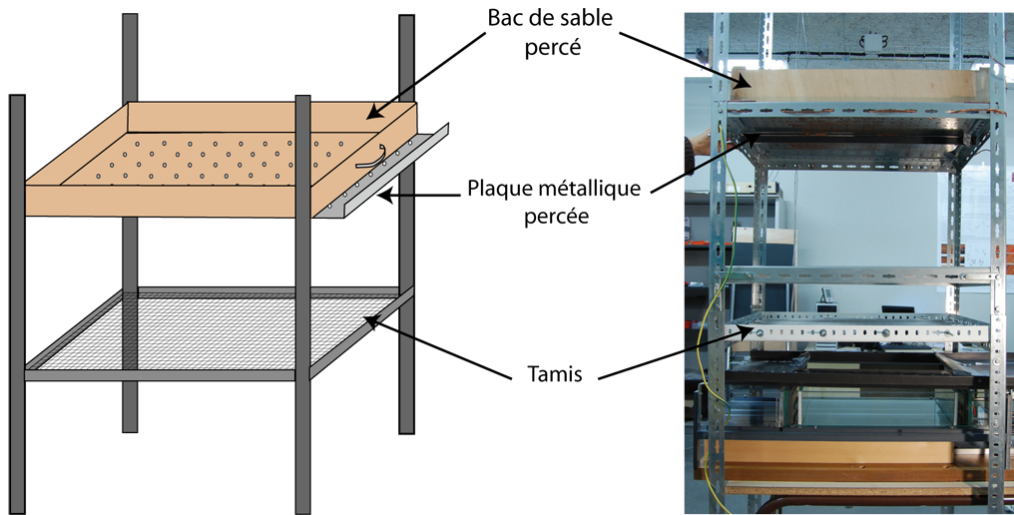


FIG. 3.4 – La 'semeuse' de sable : composée au sommet d'un bac dans lequel le sable est versé. La base du bac est trouée. Une plaque métallique également trouée est placée sous le bac. Le déplacement du bac permet le contrôle de l'écoulement du sable. Un tamis situé entre le bac et la boîte produit un flux diffus et homogène du sable.

gène la boîte (figure 3.5). La taille moyenne des grains est suffisante pour que le sable s'écoule sans provoquer de turbulence. La vitesse de remplissage de la boîte est de  $0.3 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ . L'homogénéité du remplissage a été évaluée en mesurant la densité du sable à l'aide de récipients cylindriques de volume connu répartis sur l'ensemble de la boîte (figure 3.6, Maillot et al., en prep.). La densité obtenue est



FIG. 3.5 – Le remplissage : une fois le tamis traversé, l'écoulement devient diffus, remplissant de façon homogène la boîte.

de  $1710 \pm 6 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ , les variations au travers de la boîte étant équivalentes à celles d'une expérience à l'autre.

Le prisme est construit en deux temps. La partie horizontale est construite par couches successives, une première de 1 mm d'épaisseur, les suivantes de 2 mm. Chaque couche est très légèrement 'saupoudrée', à l'aide d'un tamis, du même sable teinté en noir. Ceci nous permettra de visualiser la déformation. Le prisme est construit par marches successives, la première de 1 mm, qui pourra ainsi servir de repère visuel pour le début du prisme, les suivantes de 2 mm. Les marches sont construites à l'aide d'un cache disposé sur la boîte. A chaque marche, il est déplacé vers l'arrière du prisme d'une distance calculée en fonction de la pente désirée.

### 3.1.1.3 La boîte à sable

La boîte est composée de 7 plaques en verre d'une épaisseur de 1 cm (coupées à  $\pm 0,05 \text{ mm}$  près) posées les unes contre les autres : une plaque pour le fond (plaque 1, figure 3.7), deux latérales maintenues à leur base par des cales en PVC (plaques 2 et 3), et deux à chaque extrémité entre lesquelles est placé un dispositif pour la mesure de force (plaques 4-5 et 6-7). Les plaques 4-5 et 6 sont simplement maintenues par le serrage des plaques latérales 2 et 3. Seule la plaque 7 est fixée à



FIG. 3.6 – Réseau de capsules placé sous la semeuse. La mesure du poids du sable dans le volume connu des capsules permet de déterminer la densité du sable.

la plaque basale 1 par des équerres de verre. La boîte mesure 28 cm de large, 40 cm de long (longueur réglable) et 9 cm de haut. Un piston contrôlé par un moteur électrique est placé à une des extrémités de la boîte pour le raccourcissement.

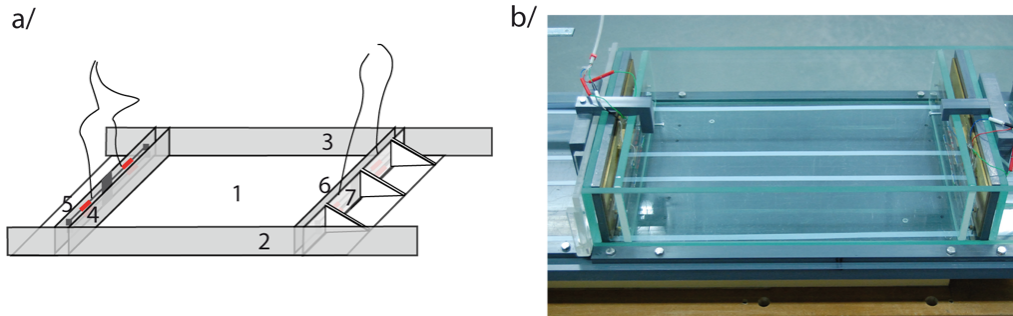


FIG. 3.7 – La boîte à sable : composée de 7 plaques en verre : une pour le fond (plaque 1), 2 latérales maintenues par des tiges en plexiglass (plaques 2 et 3) et 2 à chaque extrémités entre lesquelles est placé le dispositif de mesure de force (plaques 4-5 et 6-7). La boîte mesure 28 cm de large, 40 cm de long et 9 cm de haut.

### Réversibilité de la friction latérale

Deux arrangements sont possibles (figure 3.8). En configuration A, le mur à l'arrière du prisme est fixe, c'est la plaque basale 1 fixée à la plaque située à l'autre extrémité du prisme, plaque 7, qui avance. Si l'on change de référentiel, on s'aperçoit que les plaques latérales accompagnent la déformation. En configuration B, seules les plaques situées à l'arrière du prisme avancent, plaques 4 et 5, les plaques latérales sont fixes. Par conséquent, en configuration A, les failles sont 'entraînées' par les murs alors qu'en configuration B, elles sont 'retenues' (figure 3.9). En réalisant chaque expérience dans les 2 configurations et en superposant



les résultats, on pourra estimer une distance à partir de laquelle les bords n'ont plus d'effet sur la déformation.

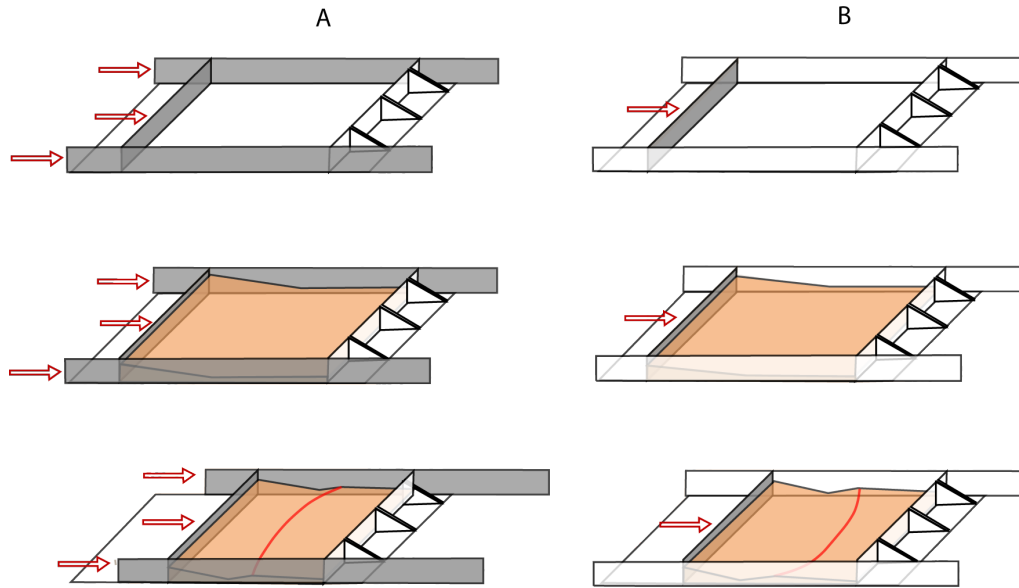


FIG. 3.8 – Deux configurations sont possibles : A : les plaques latérales accompagnent la plaque située en tête du prisme ; B : les plaques latérales sont fixes, seule la plaque en tête du prisme avance.

### Mesure de force

Le dispositif de mesure des forces est placé entre les plaques de verre situées aux extrémités (entre les plaques 4-5 et 6-7, figure 3.10). Il est composé de 2 tiges métalliques fines sur lesquelles sont placées 2 jauges de déformation. Ces jauges sont reliées à un scanner exploité par le logiciel Strain Smart. Les tiges sont maintenues par leur milieu à une plaque métallique fixée sur une plaque en plexiglas. Sur chaque extrémité des tiges, une petite vis métallique a été montée. Celles-ci sont directement en contact avec la plaque interne en verre (plaque 4 ou 6). L'avancée du piston entraîne une courbure des tiges métalliques, et par conséquent, déforme les jauges. La résistivité des jauges est mesurée par le scanner. Cette résistivité est retransmise par le logiciel Strainsmart dans une unité arbitraire. Les jauges doivent donc être calibrées pour obtenir des valeurs dans une unité du système international. Pour cela, différents poids connus ont été progressivement placés sur les tiges surmontées de la plaque en verre. La résistivité a été mesurée lors de la charge et de la décharge des jauges. Les deux courbes ainsi obtenues sont quasi-identiques (figure 3.11). Une simple régression linéaire donne le coefficient à appliquer pour transformer résistivité en grammes. Cette

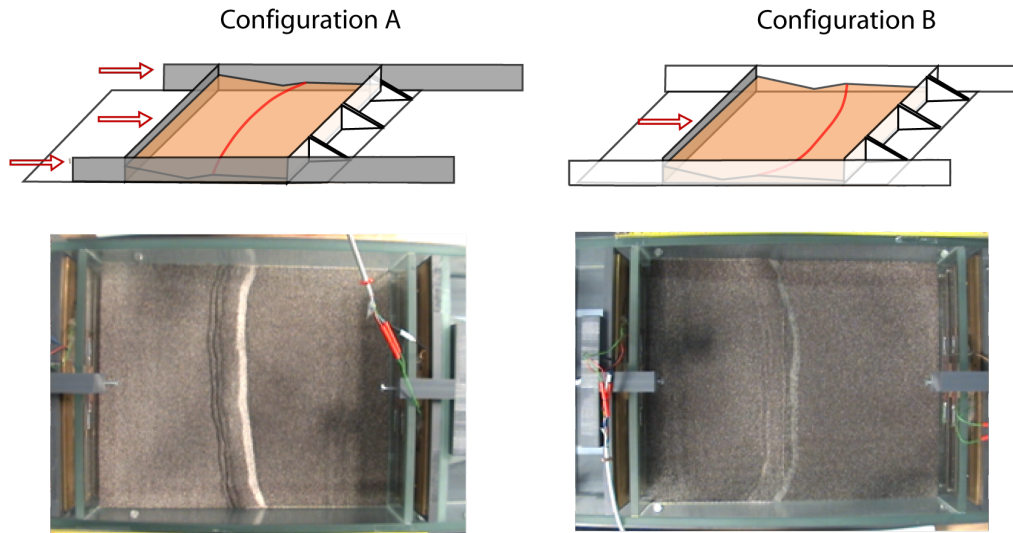


FIG. 3.9 – Expérience en configuration A : la faille développée est entraînée par les murs latéraux. Expérience en configuration B : la faille développée est retenue par les murs latéraux.

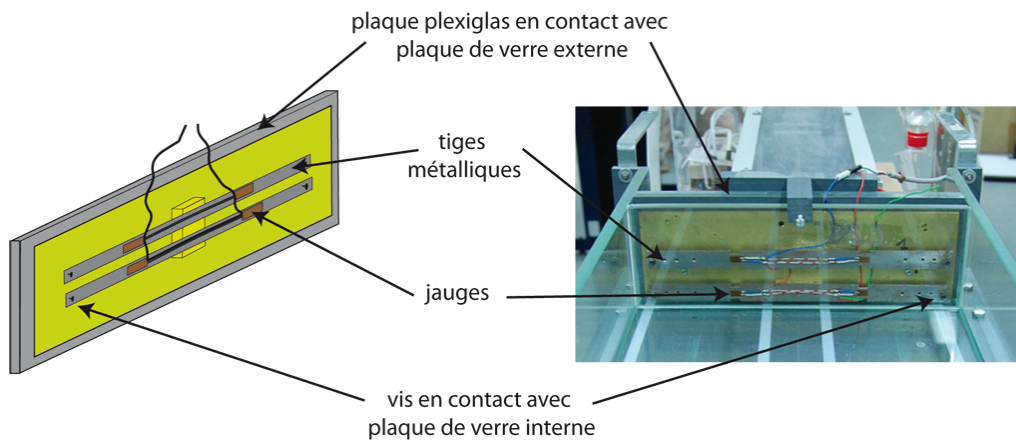


FIG. 3.10 – Schéma et photographie des tiges portant les jauges de déformation. Deux jauges sont placées de part et d'autre de chaque tige. La plaque poussée par le piston entraîne la courbure des tiges métalliques et déforme les jauges. La résistivité équivalente des quatre jauges est mesurée par un scanner. Celle-ci sera ensuite transformée en Newtons par calibration.

expérience de calibration a été effectuée à plusieurs reprises pendant la durée des expériences. Aucune dérive n'était notable.

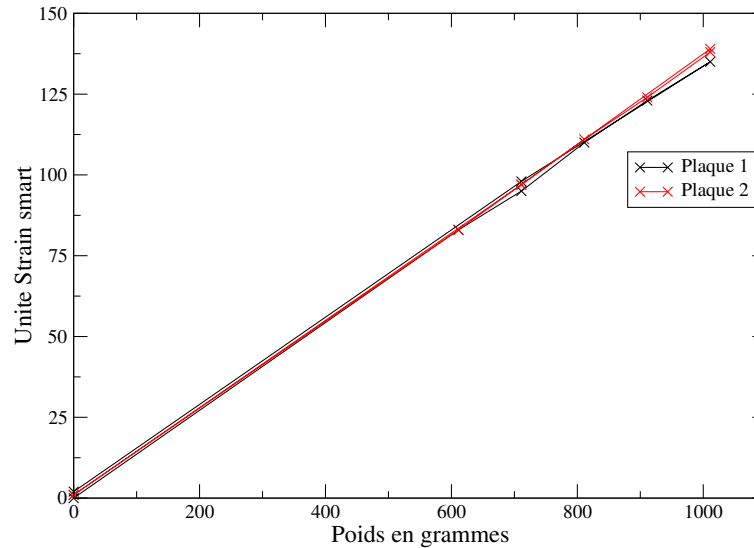


FIG. 3.11 – Calibration des jauges de déformation. Une régression linéaire donne le coefficient à appliquer pour retrouver la force appliquée dans une unité du système international.

### 3.1.2 Mise en place du protocole

Une trentaine d'expériences récapitulées en annexe de ce chapitre ont été nécessaires pour mettre au point le protocole définitif. Le but était d'optimiser la reproductibilité, de minimiser les effets de bords et de choisir la géométrie initiale et le raccourcissement à appliquer pour obtenir une séquence à un seul cycle de rampe en séquence normale, comme dans la théorie développée dans le chapitre 2. La figure 3.12 présente un résumé de ces expériences.

**Homogénéité :** Le premier point sur lequel nous avons travaillé est l'homogénéité du dépôt et de la déformation. Durant les premières expériences, la boîte à sable a été remplie manuellement à l'aide d'une raclette et avec un sable dont la taille des grains était très homogène (GA39, SIFRACO). Il est très vite apparu indispensable de construire un distributeur de sable pour améliorer l'homogénéité du remplissage (figure 3.12 expce 5). Les failles développées formant plusieurs branches, nous avons également choisi de changer le sable utilisé pour celui de Fontainebleau décrit précédemment.

**Effets de bord :** L'homogénéité du sable et de la déformation donnant satisfaction, nous nous sommes ensuite concentrés sur les effets de bords. Dans un premier temps, les murs latéraux ont été traités avec un 'anti-pluie' trouvé dans le commerce (RainX, conseil de F. Lehner), pour faire chuter leur friction. Sur la figure 3.12, on peut observer de l'expérience 6 à 7 une diminution des effets de bords. N'étant pas encore satisfait, c'est ensuite sur l'épaisseur de sable que nous avons joué, les effets de bord dépendant du rapport surface latérale sur surface basale. Pour les premières expériences (1 à 7), l'épaisseur de la couche horizontale était de 15 mm et celle du prisme de 25 mm, valeurs choisies sans a priori. En diminuant l'épaisseur de la couche horizontale à 9 mm et celle du prisme à 17 mm, les effets de bord ont pu être encore diminués (figure 3.12 expce 8). Cependant, le rapport signal sur bruit de la force étant proportionnel à l'épaisseur de sable, il n'a pas été possible de réduire de nouveau cette épaisseur.

**Friction basale :** C'est ensuite sur la friction basale que nous avons travaillé. Pour diminuer cette friction, nous avons tout d'abord tenter plusieurs expériences avec une fine couche de billes de verre à la base. Les billes de verre étant transportées le long de la rampe, la durée de vie de la faille était particulièrement longue, entraînant une 'sédimentation syn-tectonique' très importante (figure 3.12 expce 11) accompagnée d'une diminution graduelle de la friction sur la rampe. Cette cinématique étant assez différente de celle développée dans la théorie, les billes de verre ont été abandonnées au profit du lubrifiant anti-pluie RainX.

**Géométrie :** Plusieurs valeurs de pente topographique  $\alpha$  ont été testées. Avec un  $\alpha$  supérieur ou égal  $8^\circ$ , la première faille formée avait tendance à jouer en direction de l'arrière du prisme (en 'landward', figure 3.12 expce 16). Plusieurs tests ont été réalisés pour comprendre le mécanisme à l'origine de ce mouvement, tous sans résultat probant (expces 14 à 23). Finalement, nous nous sommes arrêtés sur un  $\alpha$  de  $6^\circ$  et un  $\beta$  de  $0^\circ$ , la cinématique ainsi développée étant proche de celle modélisée.

**Raccourcissement :** Afin de pouvoir estimer l'adoucissement sur la rampe, le raccourcissement appliqué devait permettre l'apparition de deux failles. Ce raccourcissement a longtemps constitué un dilemme : devait-on s'arrêter à l'apparition de la 2ème faille ou appliquer à chaque expérience le même raccourcissement ? Finalement, nous avons opté pour la 2ème solution et fixé le raccourcissement à 30 mm, privilégiant la reproductibilité du protocole. La vitesse du moteur a été fixée à 0,52mm/s. N'influençant pas la déformation, elle a été choisie pour le

confort de l'expérimentateur : pas trop lente, pas trop rapide, elle permet de suivre l'expérience.

**Mesure de la force :** Nous avons également choisi de commencer les expériences par une phase de raccourcissement à vide. Ceci permet de mesurer la force nécessaire à la poussée des plaques, sans sable. La boîte est remplie après ce raccourcissement. Les jauges sont ensuite réinitialisées, effaçant le signal lié à la force de poussée. La force enregistrée n'indiquera donc que la force de poussée du sable. Cependant, les plaques en verre n'étant maintenues que par des serres-joints lors du remplissage, un très léger mouvement aura pu induire un décalage dans le zéro de la force (un biais discuté dans l'article qui suit).

**Mesures :** Les expériences ont été filmées par une caméra placée au-dessus de la boîte à sable. On pourra ainsi mesurer la durée de vie de la 1ère faille formée. Le temps de propagation de la faille jusqu'à la surface n'a pas pu être mesuré et sera considéré comme nul. A la fin de chaque expérience, le sable était mouillé puis coupé tous les 2 cm. Des photos ont été prises à chaque coupe pour mesurer ce que nous définirons comme nos observables :

- $d$  : position de la 1ère rampe,
- $\gamma_1$  : pendage de la 1ère rampe,
- $\theta_1$  : pendage du rétro-chevauchement associé à la 1ère rampe,
- $r$  : distance entre la 1ère et la 2ème rampe,
- $\gamma_2$  : pendage de la 2ème rampe,
- $\theta_2$  : pendage du rétro-chevauchement associé à la 2ème rampe,
- $\delta r$  : durée de vie de la première rampe.

Cependant afin de s'affranchir d'un biais relatif à la longueur du prisme, qui d'une expérience à l'autre pourrait varier très légèrement, la longueur du prisme a été retranchée à la valeur  $d$ .

### 3.1.3 Expériences dédiées à l'analyse statistique

Les expériences finales sont récapitulées dans le tableau 3.1. L'expérience sur laquelle sera menée l'analyse statistique est nommée prototype expérimental 1. Rappelons que la pente topographique a été fixée à  $\alpha = 6^\circ$ , le pendage basal à  $\beta = 0^\circ$ , l'épaisseur de la couche horizontale à 9 mm et celle du prisme à 17 mm (figure 3.13). Le raccourcissement est de 30 mm, distance à laquelle une 2ème faille aura pu se former. Le prototype 1 a été répété 6 fois en configuration A et 7 en B. Suivant les expériences, un ou deux chevauchements se sont formés à l'avant du prisme. Sur les 13 expériences du prototype 1, seulement 10 ont été mouillées

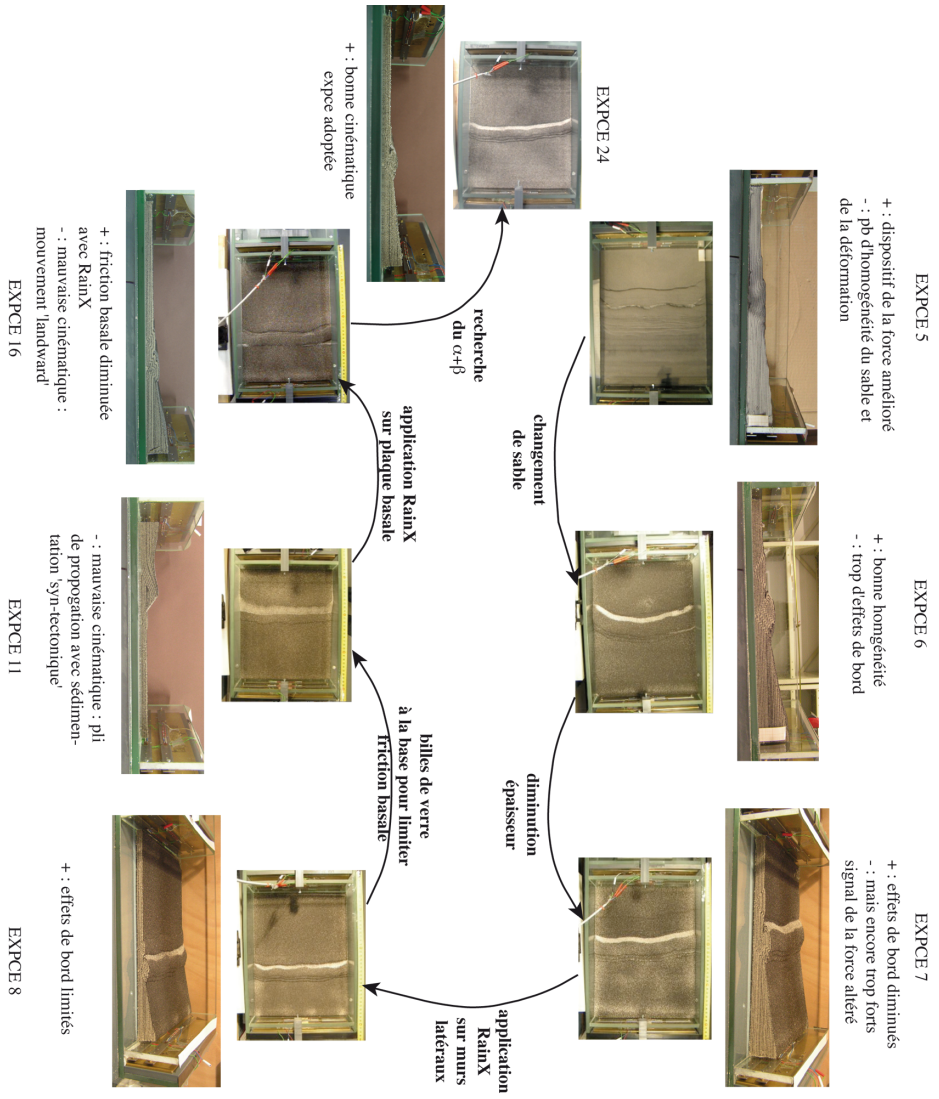


Fig. 3.12 – Résumé des expériences préliminaires réalisées pour la mise en place du protocole expérimental définitif. Les changements majeurs sont indiqués en gras, les points positifs et négatifs de chaque expérience sont indiqués par un signe + ou -.

et coupées pour la mesure des observables (5A, 5B). Afin de compléter l'analyse statistique, un 2ème prototype a été mis en place. Les seuls paramètres ayant changé sont  $\alpha$ , fixé à  $7^\circ$ , et  $\beta$ , à  $3^\circ$ . Celui-ci a été répété 4 fois, 2 en configuration A et 2 en B. Puis, une série d'expériences a été réalisée pour capturer la valeur de la pente critique (expériences 3 à 9, table 3.1). Pour les configuration A et B, la pente critique  $\alpha_c$  serait proche de  $1.5^\circ$ .

Tous les dispositifs présentés dans cette partie ont été développés au laboratoire analogique de l'université de Cergy-Pontoise par B. Maillot, J.M. Siffre et J.C. Colombier. Mon travail a consisté en la réalisation de quasiment toutes les expériences, les mesures et le traitement statistique.

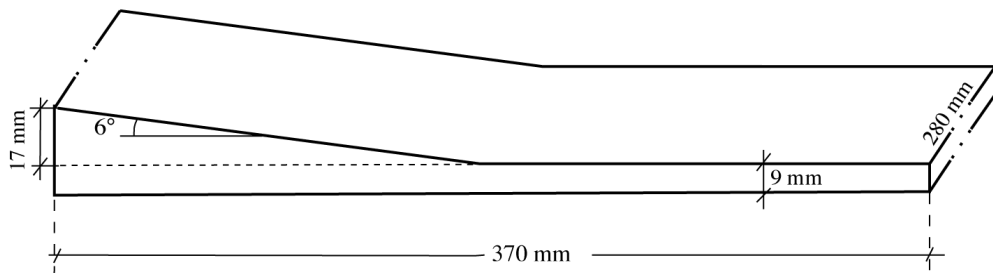


FIG. 3.13 – Protocole expérimental définitif pour le prototype 1 destiné à l'analyse statistique. La pente topographique est fixée à  $\alpha = 6^\circ$ , le pendage basal à  $\beta = 0^\circ$ , l'épaisseur de la couche horizontale à 9 mm, l'épaisseur du prisme à 17 mm, et la longueur initiale à 370 mm. Le raccourcissement est fixé à 30 mm.

Prototyp expérimental	conf.	nbre de réal.	$\alpha$ (deg.)	$\beta$ (deg.)	h (mm)	hprisme (mm)	lg. prisme D (mm)	lg. ini. (mm)	racc. (mm)	stab.
1	A	6	6	0	9	17	162	370	30	sc
1	B	7	6	0	9	17	162	370	30	sc
2	A	2	7	3	9	17	96	370	30	sc
2	B	2	7	3	9	17	96	370	30	sc
3	A	1	5	0	9	17	194	370	30	sc
4	A	1	4	0	9	17	243	370	30	sc
5	A	1	3	0	9	9	171	370	30	sc
6	A	1	2	0	9	9	257	370	30	crit.
7	B	1	5	0	9	17	194	370	30	sc
8	B	1	3	0	9	9	171	370	30	crit.
9	B	1	2	0	9	9	257	370	30	sousc.

TAB. 3.1 – Prototypes expérimentaux 1 et 2 : pour étude statistique, 3 à 9 : recherche du  $\alpha_c$ . conf : configuration, nbre de réal. : nombre de réalisations, h : épaisseur couche horizontale, hprisme : épaisseur du prisme, lg. prisme : longueur prisme, lg. ini. : longueur initiale, racc. : raccourcissement, stab. : stabilité, sc : sur-critique, crit. : critique, sousc. : sous-critique (voir 3.13).



## 3.2 Article : Statistics of the experimental growth of a sand wedge

### Resumé de l'article

L'article qui suit présente l'analyse statistique de la variabilité des expériences décrites dans la section précédente (expériences 1A, 1B et 2A, 2B, table 3.1). Cette analyse est composée d'une première partie d'analyse fine des mesures des observables puis de la modélisation statistique à proprement parler.

Le prototype 1 a donc été répété 13 fois. Pour dix de ces expériences, le sable a été mouillé puis coupé tous les 2 cm pour la mesure des observables. La superposition des 10 expériences montre que les 7 coupes centrales peuvent être considérées comme non-affectées par les effets de bords (figure 3.15 de l'article). Seules les observables relatives à ces 7 coupes ont été considérées. Nous disposons donc de 35 à 70 valeurs pour chaque observable, suivant qu'une 2ème rampe se soit formée ou non. La première étape de cette analyse consiste à vérifier l'indépendance des observables. En effet, une observable indépendante peut être modélisée par une simple loi gaussienne ou laplacienne, et permettrait lors d'un futur travail d'inversion de s'affranchir de matrice de covariance. Pour évaluer cette indépendance, un taux de corrélation est calculé pour chaque couple d'observables. Les premiers résultats de cette étude ont révélé un fort taux de corrélation entre la distance 1ère-2ème rampe et le pendage de la première rampe ( $r-\gamma_1$ ) ainsi qu'entre la distance 1ère-2ème rampe et le pendage du second rétro-chevauchement ( $r-\theta_2$ ) (figure 3.40, en annexe de ce chapitre). Par conséquent, pour s'affranchir de cette corrélation, l'observable  $r$  a été corrigé de la longueur de la 1ère rampe et de la longueur du 2ème rétro-chevauchement projetées sur l'horizontale (figure 3.16). La figure 3.19 de l'article montre les 21 graphes représentant les couples d'observables corrigés et les taux de corrélation associés. Les corrélations sont toutes inférieures à 27% et tous les graphes montrent des distributions monomodales en 'nuage de point', à part pour l'observable  $\delta$  correspondant au taux de raccourcissement entre le 1er et le 2ème chevauchement, ce raccourcissement étant identique pour chaque expérience. Les autres observables sont bien indépendantes les unes des autres.

Comme 10 expériences ne sont pas suffisantes pour pouvoir construire un modèle statistique, la seconde partie de l'analyse consiste à vérifier dans quelles mesures une coupe peut être considérée comme une expérience indépendante. Pour cela, 2 conditions doivent être vérifiées. Premièrement, il ne doit pas y avoir de corrélation entre les valeurs d'une observable d'une coupe à l'autre d'une même expérience. Pour vérifier cela, nous avons représenté la variation d'une observable en fonction des coupes (figures 3.20 et 3.21). Si cette variation est brownienne,

on pourra considérer qu'il n'y pas de corrélation d'une coupe à l'autre, et par conséquent chaque coupe pourra être considérée comme indépendante. Dans le cas contraire, il faudra augmenter l'espacement entre les coupes. Les angles des rampes et rétro-chevauchements ne présentent pas de corrélation, une distance de 2 cm entre les coupes est donc suffisante. Les observables  $d$  (position du 1er chevauchement) et  $r$  (distance entre 1er et 2ème chevauchement) présentent une légère corrélation, et l'observable  $\delta$  une très forte corrélation. Par conséquent, seule une valeur tous les 4 cm sera retenue pour les distances  $d$  et  $r$ , et une seule valeur par expérience pour le raccourcissement  $\delta$ . Ceci démontre certainement que les angles sont essentiellement contraints par la rhéologie du sable, alors que les positions des failles doivent être particulièrement sensibles à la géométrie initiale et aux conditions aux limites. Une faible variation de la pente du prisme, par exemple, peut induire une variation de l'emplacement des failles.

Deuxièmement, pour pouvoir considérer une coupe comme une réalisation indépendante, la distribution des mesures d'une observable sur une expérience doit être équivalente à la distribution des mesures de cette observable sur toutes les expériences. La figure 3.22 montre que cette hypothèse est vérifiée pour les angles des failles. Pour les positions  $d$  et  $r$ , les variations internes sont moins importantes que les variations sur l'ensemble des expériences, certainement pour les mêmes raisons que celles invoquées précédemment. Cependant, ces variations ne sont pas assez marquées pour rejeter l'hypothèse.

Le dernier point concerne l'identification de biais éventuels ayant pu affecté les observables. Dans la figure 3.23, les observables correspondant aux réalisations faites en configuration A sont comparées à celles faites en configuration B par un test  $\chi^2$ . Aucune différence n'est observée pour 5 des 7 observables. La propagation des effets de bord sur la déformation à une distance de l'ordre de 7 fois l'épaisseur de la tranche de sable a pu être mise en évidence. Pour le pendage de la 1ère rampe  $\gamma_1$ , le test révèle une légère différence entre les 2 configurations. Certaines expériences n'ayant pas développé un 2ème chevauchement, on ne peut donc pas définir de moyenne pour  $\delta$ . Par conséquent, le test ne s'avère pas adéquate pour cette observable. La comparaison des 5 premières réalisations aux 5 dernières montrent des différences notables pour les positions  $d$  et  $r$  (figure 3.24). Ces différences semblent être le résultat d'un changement de composition du lubrifiant RainX. Pour s'assurer de l'homogénéité de la boîte, les observables ont été séparées en 2 échantillons correspondant aux deux moitiés de la boîte. Les résultats présentés dans la figure 3.39 en annexe de ce chapitre ne montrent aucune différence notable.

Vient ensuite la modélisation statistique. Les distributions de chaque observable sont comparées à des lois gaussiennes et laplaciennes (figure 3.25). Un simple test  $\chi^2$  permet de choisir la loi modélisant au mieux ces distributions. Pour  $\gamma_2$ ,  $r$  et  $\delta$ ,

on optera pour une distribution gaussienne, alors que les observables  $\gamma_1$ ,  $\theta_2$ , et  $d$  semblent mieux décrites par une loi laplacienne. Ceci nous permet de définir une valeur moyenne (ou médiane) et la barre d'erreur associée à chaque observable. Ces valeurs sont présentées sous forme de coupe dans la figure 3.26.

La dernière observable à étudier est la force de compression mesurée à l'aide de jauges de déformation. Un filtre de Hamming de largeur 3 mm a été choisi pour filtrer les courbes. Les courbes force-déplacement montrent une première phase de croissance rapide suivie d'une valeur plateau. L'apparition des 1ères rampes semblent correspondre à une légère chute de la force.

Ces modèles statistiques sont ensuite appliqués à l'expérience 2. Le but est de vérifier si le modèle statistique de l'expérience 1 peut être appliqué à d'autres expériences. Si l'homogénéité statistique de la dispersion est démontrée, l'étude approfondie d'une seule expérience suffirait à construire des barres d'erreurs pour d'autres expériences. Les test  $\chi^2$  obtenus pour l'expérience 2 semblent être en faveur de cette hypothèse.

Pour conclure, cette étude montre la marche générale à suivre pour la construction d'un modèle statistique de résultats expérimentaux avant de pouvoir comparer théorie et expérience. Il est important de vérifier l'indépendance des observables, l'absence de biais et d'évaluer dans quelle mesure une coupe peut être considérée comme une expérience indépendante. Si toutes ces conditions sont respectées, les observables peuvent être modélisées par de simples lois gaussiennes ou laplaciennes. De plus, l'étude d'une seule expérience semble être suffisante, le modèle pouvant ensuite être appliqué à d'autres expériences réalisées dans les mêmes conditions.

# Statistics of the experimental growth of a sand wedge

Nadaya Cubas Laboratoire de Géologie, CNRS,  
Ecole Normale Supérieure, Paris, France,  
Bertrand Maillot, Christophe Barnes  
Département Geosciences et Environnement,  
Université de Cergy-Pontoise, France.

## Abstract

The quasi-static deformation of dry sand is widely used in Geology as an analogue to the brittle deformation of the upper crust. The quantitative comparison of analogue to natural tectonics, or to mechanical predictions, requires to estimate the intrinsic variability of the experimental results, and to identify sources of biases. We develop experimental and statistical protocols to fulfill these requirements. We consider the common example of an initially perfect sand wedge prolonged by a flat layer, resting in a rectangular glass box. The box is shortened lengthwise by translating one of its ends towards the other. The force applied at both ends is monitored throughout the shortening. The lateral walls can remain fixed, or be translated. Upon shortening, the sand wedge is thrust above the flat layer forming a classical ramp - back thrust structure, which may repeat itself to accommodate further shortening. The mean force-shortening curve at the moving wall displays first a sharp increase, then a broad maximum followed by a slight and slow decrease towards a roughly steady value. Lifetimes, locations, and dips of all thrusts constitute seven observables, in addition to the shortening forces. Up to seventy measurements of each observable were performed in seven final-state cross-sections of ten experiments. A three step statistical analysis allows us to prove that, first, the observables vary independently, justifying their modelling with independent distributions. Second, along strike variations of the observables (except lifetime) are equivalent to their variations across experiments, justifying the ergodicity hypothesis. The number of measurements can thus be increased well above the number of experiments, to a level amenable to statistical studies. Third, our data set is free from bias due to friction on the lateral walls. This bias is shown to extend inwardly by seven times the frontal layer thickness. We then construct statistical models of each observable using either Gauss or Laplace distributions, and show how to apply them efficiently to experiments using a different initial geometry. They must be reconstructed if different observables, sand, protocol, or box material are used. These statistical models constitute the a priori information on the data space. This is the starting point of the inverse problem aiming at retrieving likely values in the model space, for example the evolution of fault strength with fault slip.

**Keywords :** analogue modelling, statistical modelling, accretionary wedge, experimental errors bars.

## 3.2.1 Introduction

In the study of real tectonic structures, sand box techniques are used to produce possible histories of deformation, starting from undisturbed sedimentary strata and aiming at producing a final state that resembles the real structure. Cadell (1888) provides one of the earliest examples of a mountain building due to horizontal shortening above a décollement, while the cross-section of the Northern Alps in granular materials made by Bonnet et al. (2007) is one of the latest and most impressive examples. Koyi (1997) proposes a useful historical review of these experimental techniques. Such comparisons with real structures are

qualitative rather than quantitative, owing to the complexity of the structures and to the scarcity of theoretical predictions. However, Horsfield (1977) was already advocating the usefulness of predicting the experimental results with the finite-element method. Prediction is indeed the only way to link the observed deformations to the mechanical properties of the materials, whether analogue or natural. Attempts at developing quantitative predictions started with King Hubert (1951) who showed that quasi-static deformation of dry sand could be described with the help of the Coulomb failure criterion, and opened the way for sand box modelling of tectonic structures. Biot et al. (1961) used viscous materials to validate Biot's (1961) theory of buckling instabilities. Davis et al. (1983) used sand to validate mechanical predictions of the shape of an accretionary prism, known as the critical wedge theory. Attempts seem to have become more numerous and necessary in the past few years due to advances in numerical and experimental techniques. Bernard et al. (2007) developed kinematic models of the deformation in the sand using Particle Image Velocimetry techniques (Adam et al., 2005) to obtain detailed information on the strain localisation process. Maillot and Koyi (2007) proposed and validated analytic solutions for back thrust dips based on force balance and the principle of minimum dissipation. Concerning numerical methods, the discrete element method has been used by Saltzer (1992), Seyferth and Henk (2006), Egholm et al. (2007). Crook et al. (2006) and Ellis et al. (2004) used the finite-element method. Important discrepancies between various numerical techniques and implementations have been put forward by benchmark tests (Buitter et al., 2006).

If one wants to predict experimental results, the question of reproducibility is essential. To our knowledge, the only attempt at constructing a quantitative answer to this question is the benchmark tests presented by Schreurs et al. (2006). Ten different laboratories performed two plane-strain experiments, respectively in compression and extension. Alarming large discrepancies were observed in the positions, dips, and numbers of thrusts. These were attributed to differences in shear along the lateral walls of the boxes, and to differences in granular materials and their handling protocols. The problem of the relative movement of the lateral walls with respect to the moving end of the box has been well described by the discussion between Koyi and Cotton (2004) and Costa and Vendeville (2004) : if the shear force exerted by friction on the lateral walls is negligible compared to shear forces due to friction on the other parts of the box, then changing this relative movement should have no effect on the results. This condition can be achieved either by reducing lateral friction or by reducing lateral surface area compared to the bottom friction and area. If, on the other hand, a very low basal friction is desired, then great care must be taken in reducing as much as possible

lateral shear stress, or drastic biases occur (Vendeville, 2007). Here, basal and lateral friction are equal and the basal area is about 15 times greater than the area of the two lateral walls in contact with the sand.

The aim of this article is to quantify the experimental variability and to identify sources of experimental biases. We have considered four different experimental set-ups, and we performed several experiments following each set-up. We then construct statistical laws describing the variations of the observables (i.e., positions, lifetimes, and dips of the thrusts), independently from physical explanations or theoretical predictions. Thus the experimental results are described in a probabilistic framework, with the ultimate goal of inverting them to retrieve mechanical properties of the sand, as was done in a simpler experimental set up by Maillot et al. (2007) and on a case study of Nankai wedge (Cubas et al., 2008).

The paper contents are as follows. In section 2, we present the four experimental set-ups, the protocol, and the observables. In section 3, we perform a three step statistical analysis of the observables. First we prove the independence of the observables, second, we verify the hypothesis of ergodicity, and third, we check three possible sources of bias. In section 4, we construct statistical models (using either Gauss or Laplace distributions) of each observable, including the force measurements. We then present the observables of the last two set-ups and show that they exhibit similar deviations as in the previous set-ups, hence proving the statistical homogeneity of the experiments. In other words, we check if the error bars of the first two set-ups are valid for the last two set-up, thus reducing the need to repeat experiments several times.

### **3.2.2 Experiments**

The experiments consist in sliding by a fixed amount an initially triangular sand wedge prolonged by a flat sand layer (Figure 3.14a). To accommodate the shortening, the sand is lifted in the flat layer at the front of the wedge, following a classical ramp – back thrust geometry (Figure 3.14b). In some experiments, a second ramp – back thrust system appears ahead of the first one (Figure 3.14c). Four different experimental set-ups were used and we refer to these as experimental prototypes, or just prototypes. We now describe in details the experimental box, the construction of the sand body, the experimental prototypes, and the measurement of the results as a set of observables.

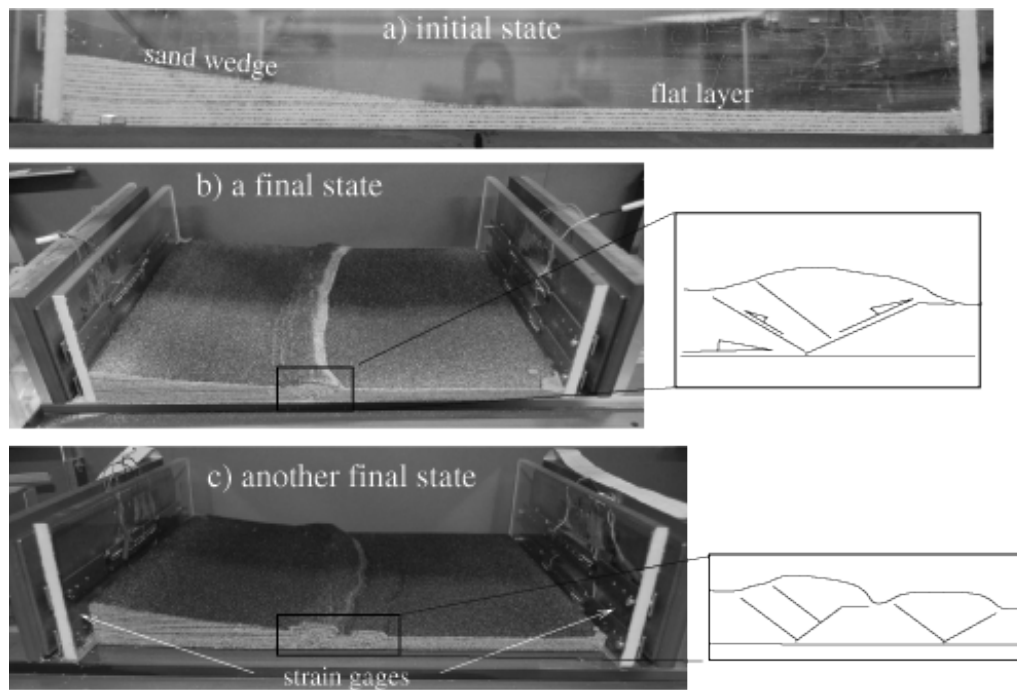


FIG. 3.14 – Photographs of typical initial (a) and final (b,c) states of the experiments. Shortening is imposed by translating the left hand side wall (or “back wall”) towards the right. Note the opposite curvature of thrusts on the topography in (b), where the lateral walls followed the translation (Figure 3.15a) and in (c) where they remained fixed (Figure 3.15b). The walls were removed before taking the photographs. Note also that a single ramp formed in (b), and two in (c), although it is not related to the difference in lateral friction. The strain gages placed behind the walls (indicated in (c)) allow us to measure the absolute horizontal compressive force at both ends of the box during the shortening.

### 3.2.2.1 The sand box

The experimental box is rectangular, of interior dimensions 280 mm (width), 370 mm (length) and 90 mm (height). It can be tilted lengthwise so as to produce a dip of the basal plate in the direction of shortening, typical of accretionary wedges. All parts of the box were built with 10 mm thick glass with a precision of  $\pm 0.05$  mm, an error much smaller than our smaller grain sizes. In all experiments, shortening of the sand is imposed by translating the back wall over 30 mm at a rate of 0.52 mm/s with an electric motor via a screw.

The first particular feature of the box is the possibility to revert the horizontal component of shear stress exerted by friction of the sand on the lateral walls, and thus to identify precisely the effect of lateral friction. In configuration A, the lateral walls are translated with the back wall, while in configuration B, the back wall moves alone (figure 3.15a, b). Any plane strain sand box experiment fits into one of these two categories. Sometimes in the literature, configuration A is referred to as a "pull" set up (typical of boxes using a conveyor belt), and configuration B as a "push" set up. Basal and side walls were treated with a carbon based product ("RainX") that reduces the friction angle with sand to about  $15^\circ$  (i.e. a coefficient of 0.27). In the experiments performed after day 65 (figure 3.17), the walls were treated with a new "RainX" release from the maker (Shell International). The effect of the change of composition of the lubricant will be quantified in section 3.3.

The second particular feature of the box is that strain gages are placed behind the longitudinal (front and back) walls to measure the force that they sustain during shortening (visible in Figure 3.14b and c). Lateral movement of the longitudinal walls is forbidden by the lateral walls. A piece of cloth was placed between the longitudinal and lateral walls to prevent blockage due to sand leaks. Vertical movement is free but the weight of the glass wall resting on the bottom plate is sufficient to prevent its uplift, although a very thin film of sand (a fraction of a mm) still leaks below the moving back wall. Before filling the box with sand, a shortening of 30 mm is applied so that all parts of the box adjust their respective positions. In particular, the strain gages adjust their tension so as to equilibrate friction of the back wall against the rest of the box. We then set the zero signal of the gages in this very configuration and fill the box with the sand distributor described below. Thus, upon further shortening, the gages measure only the additional force necessary to shorten the sand, and not that necessary to move the walls. It was difficult however to ensure a constant tension of the gages during the filling of the box, and this part of the protocol may be at the origin of a bias on the force measurements, which will be discussed in section 4.



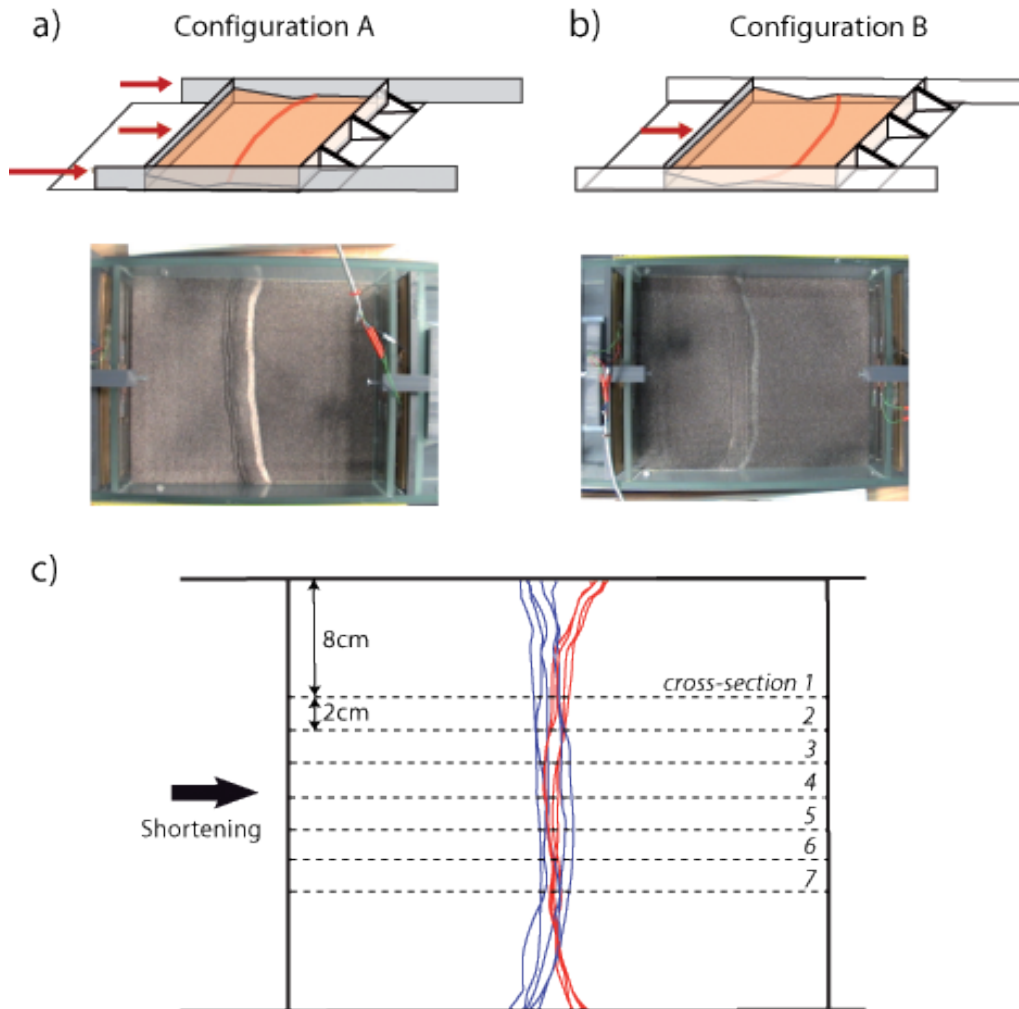


FIG. 3.15 – Side wall set-up to reverse lateral friction effects. In (a), the lateral walls slide with the back stop. In (b), the lateral walls are fixed. These are respectively referred to as configurations A and B. Typical top views at the end of experiments are shown below each configuration. In (c), top views of the emergence of the first thrust ramps in the final states of all ten experiments of the prototypes 1A (solid lines) and 1B (dashed lines). The second thrusting events are not represented, for clarity.

### 3.2.2.2 The sand body

A layer of dry sand covering all the interior of the box, of thickness 9 mm is overlain by a wedge of the same sand of surface slope  $\alpha$ , and maximum thickness 17 mm at the contact with the back wall, as illustrated in figure 3.16a. The length of the wedge is  $l = 17 / \tan(\alpha + \beta)$  mm. The box may be tilted in the direction of shortening at an angle  $\beta$ . The sand pack was produced with a sand distributor that was adapted from that described by Wygal (1963) to improve planeity of the pack (figure 3.18). Sand flows from a network of small holes at the bottom of a reservoir with dimensions slightly greater than the box. It is diffused and slowed down by a sieve before falling as a uniform rain into the sand box, and settling at a rate of 0.3 mm/s. Every 2 mm, the sand rain is stopped and a thin layer of dried sand is sieved across the box to act as a strain marker. Our tests show that density of the packing is high, reproducible, and homogeneous throughout the box, with a value of  $1710 \pm 6 \text{ kg/m}^3$ . The wedge slope is made by 2 mm thick steps using a cache above the sand box. The only manipulation of the sand consists in filling the reservoir of the sand distributor. No scrapping, vibrating, compressing step, or sharp tap is performed. We used a single sand for all the experiments, and no other material. It is a Fontainebleau aeolian quartz sand (99.7% of quartz) of median grain size  $250 \mu\text{m}$  and with 95.5% in mass of grain sizes comprised between 150 and  $425 \mu\text{m}$ . Friction of this sand was measured by Klinkmüller et al. (2008) in a ring shear tester. They found a peak friction of  $33^\circ$  weakening to  $30^\circ$  over a slip of 3 mm for a newly formed slip surface, and 1 mm for reactivation of an existing slip surface. Experiments were carried out between july and october 2007. During this period, the temperature in the laboratory remained between  $17.5^\circ$  and  $22.5^\circ$ , and the relative humidity, between 60% and 78% (figure 3.17).

### 3.2.2.3 Experimental prototypes

We conducted a total of fourteen experiments grouped in four prototypes summarized in Table 3.2.

In the two prototypes 1A and 1B, the box is horizontal ( $\beta = 0$ ) and the initial slope of the sand wedge is  $\alpha = 6^\circ$ . In the two prototypes 2A and 2B, the box is tilted by  $3^\circ$  and the wedge surface slope is  $7^\circ$  so that its taper angle is  $\alpha + \beta = 10^\circ$ . The letter 'A' or 'B' following the prototype number refers to the configuration of the lateral walls (Figure 3.15a, b). Both prototypes 1 were repeated experimentally five times, and prototypes 2, twice. Ideally, if the experiments were perfectly reproducible, they would give exactly the same result for each prototype. An important aim of the statistical analysis conducted in the next section

is to quantify the variability of results between experiments following the same prototype. The analysis will concentrate on the ten experiments of prototypes 1. Data from prototypes 2 will be used to test whether their variability follows the same statistical laws, i.e., to test the statistical homogeneity of the laws obtained from prototypes 1.

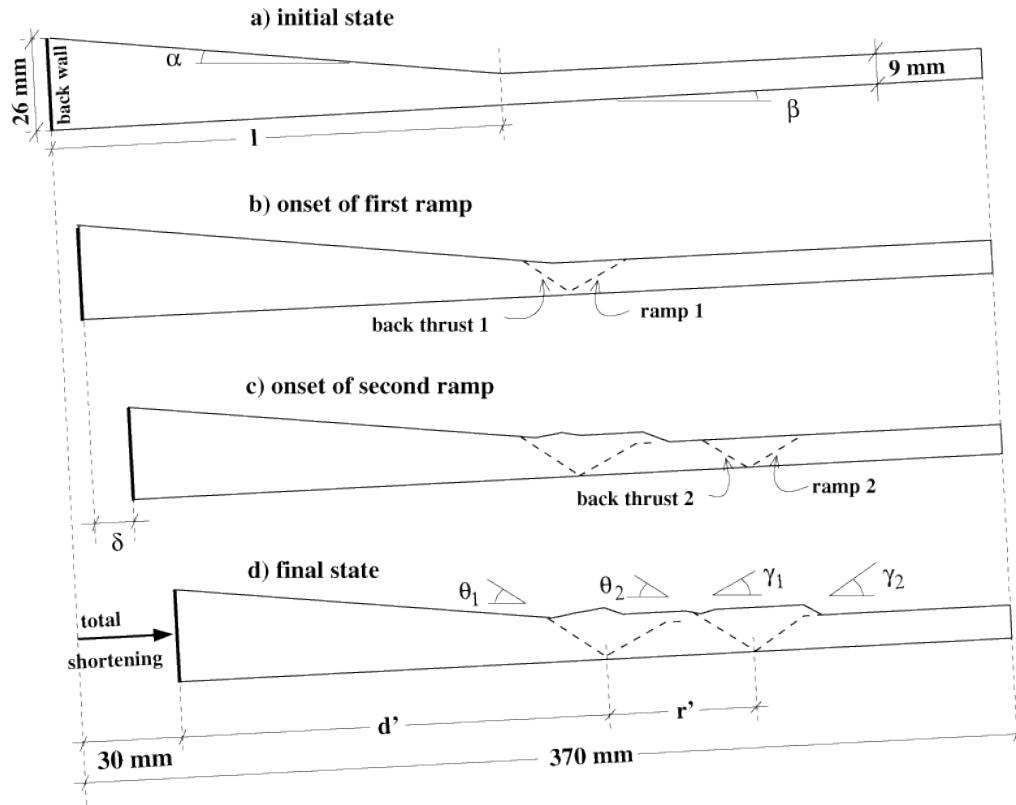


FIG. 3.16 – Illustration of the experimental set-up and of the seven observables : lifetime of first ramp ( $\delta$ , in mm), location of first and second ramps (functions of  $d'$  and  $r'$ ), and thrust dips ( $\theta_1$  and  $\theta_2$  for the back thrusts,  $\gamma_1$  and  $\gamma_2$  for the ramps). Lengths indicated with numerical values are identical for all experimental prototypes. The width of the box perpendicular to the figure is 280 mm.

### 3.2.2.4 The observables

The general behaviour of the sand during the experiments is as follows. After 4 to 5 mm of shortening, the deformation of the sand is localised in two conjugate reverse faults called 'ramp 1' and 'back thrust 1' (figure 3.16b). Continued shortening is accommodated by the thrusting of the wedge side on the flat layer side along the ramp, creating a new relief. Back thrusts rooted at the base of the

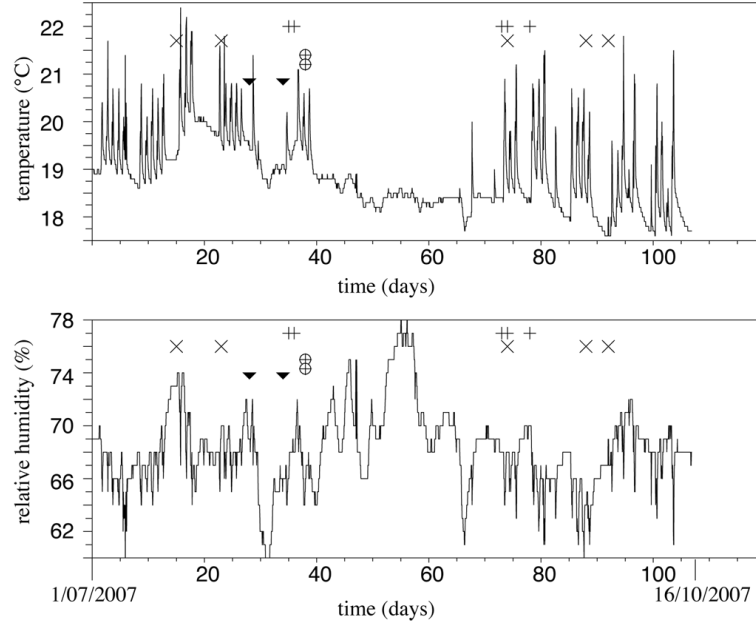


FIG. 3.17 – Temperature and relative humidity of the air in the laboratory during the realisations of the experiments. The timing of the experiments is also indicated by a symbol. Experiments of prototype 1A : plus; 1B : crosses; 2A : circled crosses; 2B : black triangles.

Proto- types	$\alpha$ (deg)	$\beta$ (deg)	wall config.	nbr. of experiments
1A	6°	0°	A	5
1B	6°	0°	B	5
2A	7°	3°	A	2
2B	7°	3°	B	2

TAB. 3.2 – The fourteen experiments are grouped in four prototypes which differ by the initial and boundary conditions. See figure 3.16 for definition of parameters of columns 2 and 3, and figure 3.15 for the boundary conditions on the side walls (column 4). Column 5 indicates the number of experiments following each prototype.

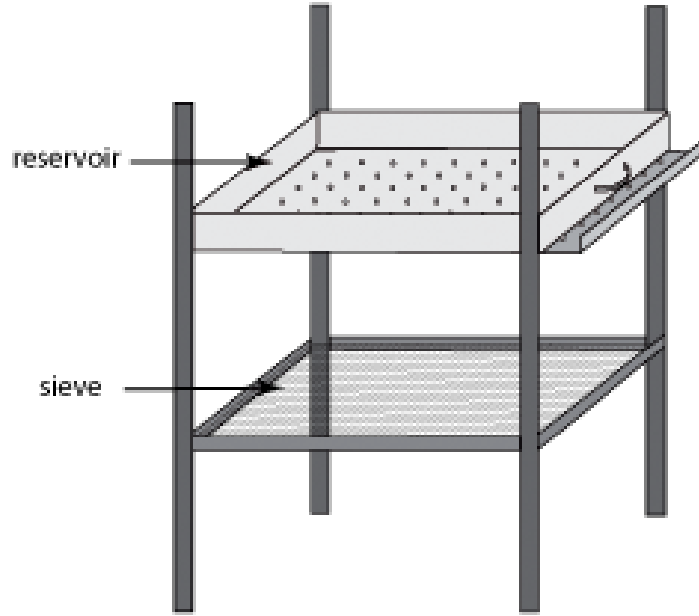


FIG. 3.18 – Schematic illustration of the sand distributor used to produce the initial sand pack of figure 3.16a.

ramp form regularly to ensure kinematic compatibility of the thrusting. In some experiments, further shortening triggers a second ramp system (figure 3.16c). The shortening is stopped at 30 mm.

We now define eight observables and the protocol of measurement. The first observable, named  $\delta$  (figure 3.16c) is the shortening accumulated by the first ramp. We will often call it “lifetime of the first ramp” although it is a length, and we measure it by filming with an oblique lighting the top surface of sand during shortening and identifying the emergence of the first and second ramps. After the end of shortening, the sand was wetted and 15 cross-sections cut every 20 mm across the box width were photographed. On each photograph, we measure the thrusts as follows (figure 3.16d) : we first measure the dips  $\gamma_1$  and  $\gamma_2$  of the first and second ramps, respectively, as well as the dips  $\theta_1$  and  $\theta_2$  of the associated back thrust systems. These dips are visible on the photographs by the deviations of the strain markers in the sand. When several back thrusts formed on a ramp, we measure only the last one. Second, we measure the lengths  $d'$  and  $r'$ , and we define the location of the first ramp as  $d = d' - l$ . This definition yields values that are independent of the size  $l$  of the initial wedge. Location of the root of the second thrust ramp,  $r$ , is defined as the final distance between the two ramp roots  $r'$ , minus the horizontal extent of ramp 1 and back thrust 2, assuming a

layer thickness of 9 mm :

$$r = r' - 9/\tan(\gamma_1) - 9/\tan(\theta_2). \quad (3.2.1)$$

We demonstrate in the next section that this measure is statistically more independent from the dips  $\gamma_1$  and  $\theta_2$  than  $r'$ . Thus, each cross-section is characterized by three lengths  $(\delta, d, r)$ , given in mm throughout the article, and four angles  $(\gamma_1, \gamma_2, \theta_1, \theta_2)$ , given in degrees.

Each measurement is of course subject to variability from the observer. This is typically in the range  $\pm 1.5^\circ$  for angles and  $\pm 1$  mm for lengths. This is smaller than the total variability of our data. These errors are roughly of the size of the symbols in the following graphs, and they are not taken into account in the analysis.

The eighth and ninth observables are the average forces along the direction of shortening sustained by the front and back walls and measured with strain gages. The force sustained by the front wall was negligible in all experimental runs. This proves that the shortening force at the back wall was fully balanced in the frontal flat layer by basal and lateral friction, and thus that the longitudinal finite size of the box had no effect on the results. Presentation of the force at the back wall is postponed to the section on the statistical modelling of the data.

Finally, it should be noted that the initial slope  $\alpha$  of the wedge is subjected to small variations between realisations, and to a slight change during the diffuse deformation occurring at the first stage of the imposed shortening. We therefore measured  $\alpha$  at the end of each realisation, and interpret it as the actual slope of the wedge at the onset of thrusting, because it also corresponds to the arrest of diffuse deformation. We will however not treat it as an observable, but as a parameter of the experiment that carries an uncertainty. It will be quantified in section 4 on the statistical modelling of the data.

### 3.2.3 Statistical analysis of the observables

Before proceeding to the establishment of a statistical law for each observable, it is necessary to answer the following three questions : (i) are the measurements of the observables independent ? (ii) can we interpret each cross-section as an independent experiment ? (hypothesis of ergodicity) (iii) can we identify biases in the data due to experimental apparatus and protocol ? Independence of the observables will allow us to neglect their covariances and to model them with independent statistical laws, thus simplifying greatly the modelling step, as well as the future inversion of these data. The second question is on the equivalence

between variations along strike of an experience and variations across repeated experiments. If equivalent, then each experiment will yield as many measurement of each observable as cross-sections, rather than a single measurement. We will show that the answer is a trade-off between the density of cross-sections (to increase the amount of data) and their independence, that must be reached for each observable. In answering the third question we will examine the bias due to friction on the lateral walls of the box, and a bias that could result from an involuntary asymmetry of the box or the sand pack. We will also detect an unexpected bias due to a change of lubricant of the glass walls. These three questions are linked and the answer to one requires partially the answer to the others. In doing this analysis, we have merged all data of prototypes 1A and 1B since these differ only by the boundary conditions on the lateral walls. Prototypes 2A and 2B will be studied in section 4. Out of the 15 cross-sections studied in each experiment, only the seven most central ones were used in order to eliminate bias due to friction on the lateral walls, hence justifying the merging of the data of prototypes 1A and 1B. This will be demonstrated when answering the question on experimental biases. A total of seventy cross-sections have thus been selected in prototypes 1, yielding up to seventy measurements of each observable (Table 3.3, column 1).

### 3.2.3.1 Independence of the observables

Because we have seven observables, twenty one graphs of pairs can be constructed. These are shown in figure 3.19. All graphs show roughly cloud shaped distributions, indicating that all observables follow mono-modal distributions. Statistical correlations between  $\theta_1$  and  $\theta_2$ , and between  $\gamma_1$  and  $\gamma_2$ , are respectively 20% and 25% . A shift in the easurement errors of the observer, or the common physical origin of shear localisation, could explain these relatively high values. The length observables,  $\delta, d, r$ , show slightly less regular distributions, and statistical correlations between 13% and 27%. In particular, the distance  $r$  shows a correlation of 10% with  $\gamma_1$  and 7% with  $\theta_2$ . These figures were substantially higher (respectively 36% and 27%) when using the distance between the two ramp roots  $d'$  instead of  $r$  (equation 3.2.1). The values of  $\delta$  are slightly clustered. The clusters correspond essentially to the cross-sections of the same experiment. Indeed, the films of the top views of the sand during shortening show that the thrust ramps emerge at the surface nearly at once across the whole box, thereby yielding almost the same value of  $\delta$  for all cross-sections of an experiment. Note that the maximum measured value of  $\delta$  is 25 mm because the first ramp usually formed after 4 to 5 mm of shortening and the total shortening was 30 mm In all graphs, the absence of clear elongation of the distributions along any direction is a result of the independent variability of the observables. Considering that

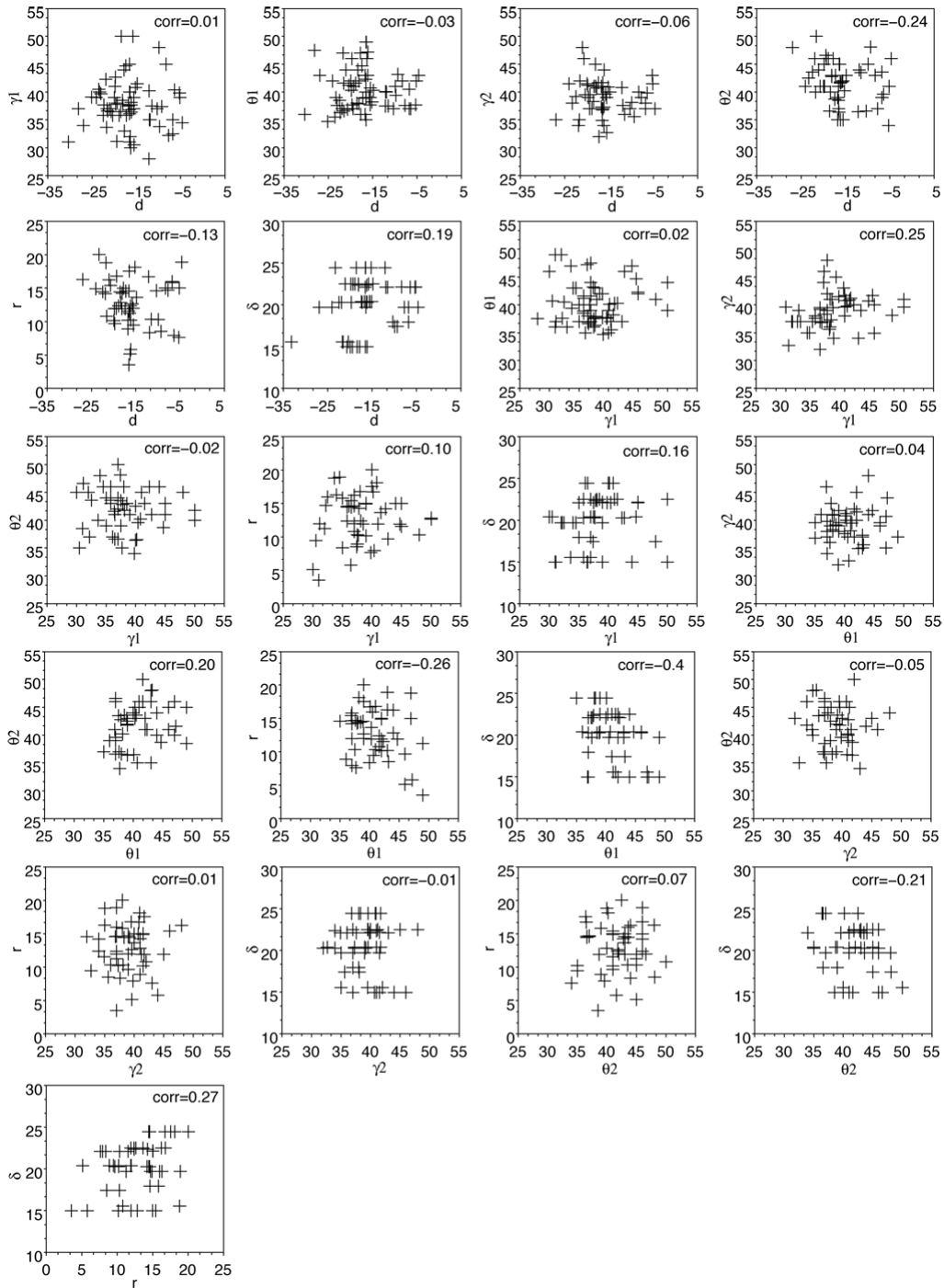


FIG. 3.19 – Graphs of the measurements of each observable versus all the others, for the experiments of prototypes 1A and 1B. The distances  $\delta$ ,  $d$ ,  $r$  are in mm, and the angles  $\theta_1$ ,  $\theta_2$ ,  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$ , in degrees. Correlation between each pair of observables is indicated in the top right corner of each graph. We conclude that the observables vary independently from each other.



all cross-correlations are below 27%, we conclude that the seven observables are satisfactorily independent (clear dependence is usually concluded for correlations above 75%).

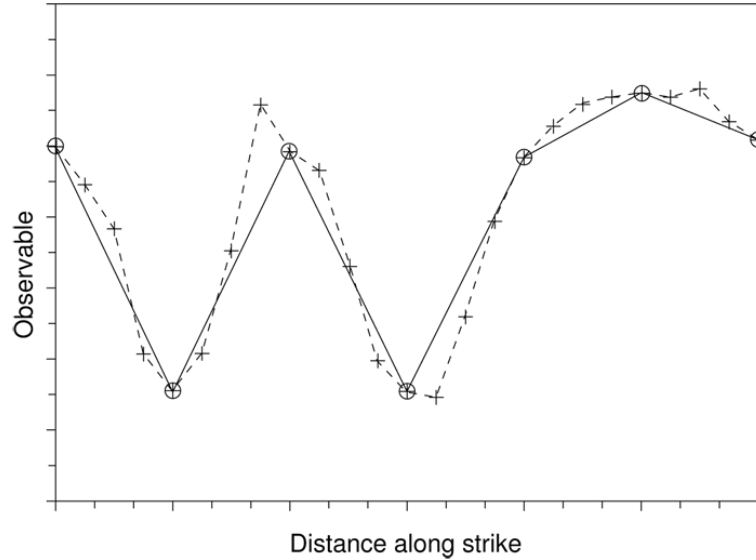


FIG. 3.20 – Conceptual example to illustrate the independence between the cross-sections of an experiment. Solid line and circled crosses : the observable varies in a random fashion between successive cross-sections, indicating that the cross-sections are sufficiently separated. In this case, each cross-section yields an independent measurement of the observable. Dashed line and crosses : the cross-sections are taken four times closer to each other, and the variations of the observable are strongly correlated between successive cross-sections.

### 3.2.3.2 Hypothesis of ergodicity

Interpreting each cross-section as if it was an independent experiment is very useful because one obtains more measurements for the same number of experiments actually performed. This assumption is known as the hypothesis of ergodicity. It holds only if two conditions are met : first, there should be no statistical dependence between two successive cross-sections, and second, an observable must vary among cross-sections of any experiment in a manner similar to its variation across the whole data set including all experiments. These conditions can be viewed as the classical conditions of statistical independence, and identity of statistical laws, respectively. We now discuss these conditions and conclude on the necessary distance between cross-sections, for each of our seven observables.

Figure 3.20 is a conceptual illustration of the first condition, for any observable. If the cross-sections are cut close to each other (crosses and dashed line)

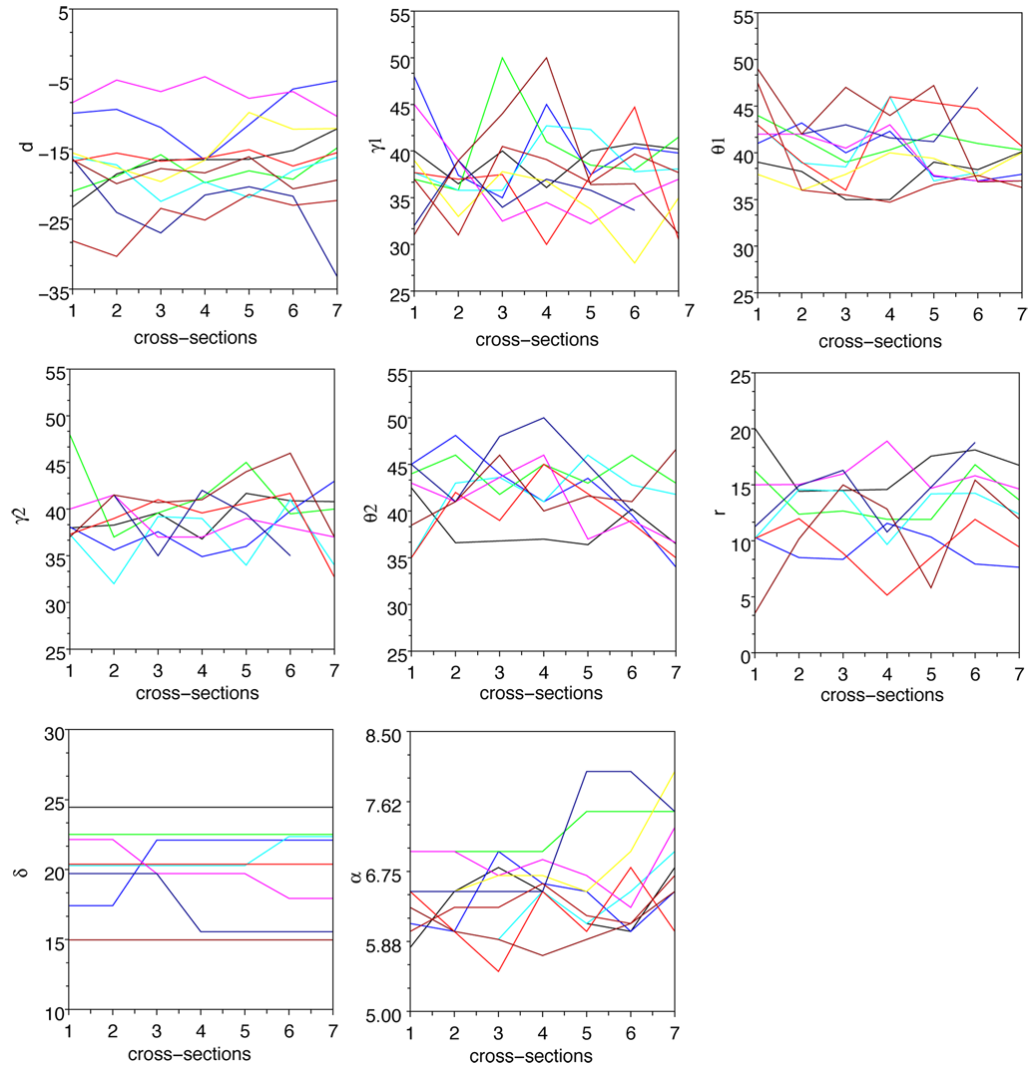


FIG. 3.21 – Graphs of the measurements of each observable as functions of the cross-section number (located in (figure 3.15c)), in experiments of prototypes 1A and 1B. See figure 3.20 for interpretation.

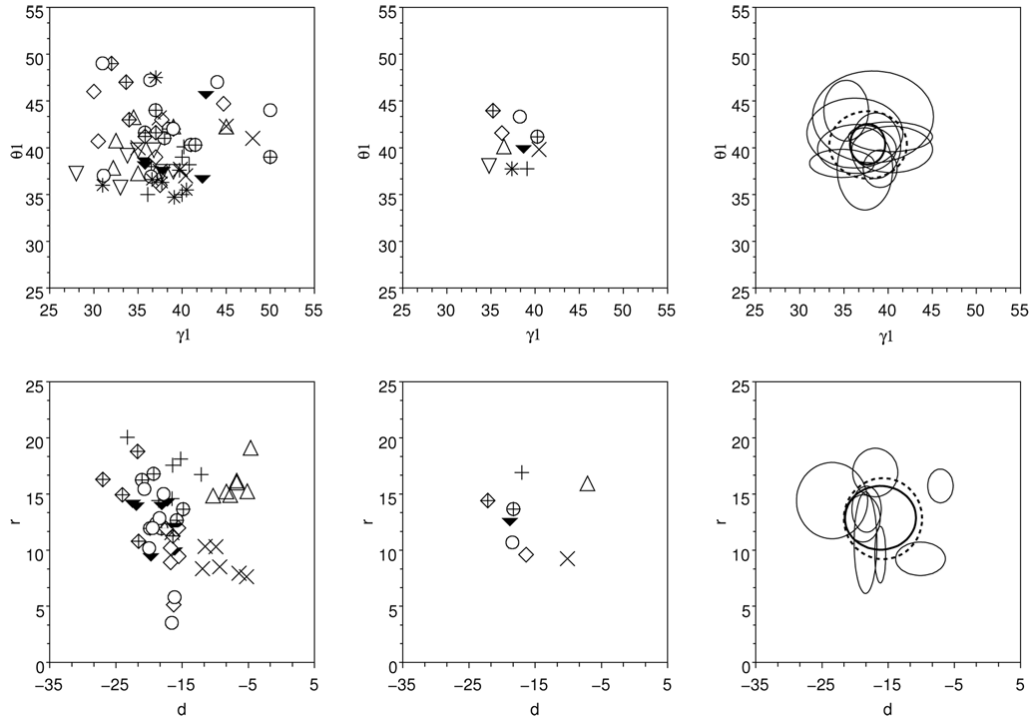


FIG. 3.22 – Comparison of the variability of the measurements within each experiment, with the variability within the whole data set. Top : measurements of  $\gamma_1$  and  $\theta_1$  ; bottom : measurements of  $d$  and  $r$ . The other observables are not shown. Left column : all data, with a different symbol for each experiment. Central column : mean values of each experiment. Right column : Ellipses of semi-axes lengths equal to the standard deviation of each experiment (thin solid lines), or of the mean values shown in the central column (thick solid lines), or of the whole data set (thick dashed lines).

then the successive measurements exhibit a strong correlation and do not verify the first condition. If the cross-sections are four times more spaced (circled crosses and solid line), they show reasonably independent, Brownian, variations and thus verify the first condition. In figure 3.21, we show the variation of each observable for the cross-sections labelled 1 to 7 in figure 3.15c, for all experiments. The four graphs concerning the fault dips appear much like that of figure 3.20, circled crosses, demonstrating a satisfactory independence of the cross-sections. The graphs of  $r$  show more dependence between the cross-sections, and it is even more so for  $d$ . The graph of  $\delta$  is markedly different, with almost constant values for all cross-sections of a run. In fact, four runs show a variation of  $\delta$  over the 12 cm spanned by the seven cross-sections, and four runs show a constant value. Thus, substantial variations of  $\delta$  are expected to occur over approximately 20 cm along strike.

The second condition is that the internal variability  $\sigma_i$  of an observable within the cross-sections of an experiment should be close to its variability  $\sigma_t$  across all the data set. To illustrate this subtle condition, we show in figure 3.22 (top) a favorable case with the dips  $\theta_1$  and  $\gamma_1$ . In figure 3.22 top left, all data are shown, with a different symbol for each experiment. All symbols are well mixed and do not cluster together. In top center, the mean values of each realisation are well grouped. In top right, the standard deviations of each experiment (thin solid ellipses) are all close to the standard deviation of the whole data set (thick dashed ellipse). In addition, the standard deviation of the mean values (thick solid ellipse) computed from the central plot, is substantially smaller, confirming the convergence of the mean values of each realisation. This means that the cross-sections provide an efficient sampling of these two observables : the mean and standard deviation values obtained from the cross-sections of a single experiment is a reasonable estimate of the values obtained from all experiments.

For conciseness, we do not show these graphs for the 21 pairs of observables. In figure 3.22, top, we showed a favorable case with  $\theta_1$  and  $\gamma_1$ . In figure 3.22, bottom, we show the most unfavorable case of all, with  $d$  and  $r$ . Note that we could measure  $r$  in only eight experiments. In bottom left, symbols show a tendency to cluster, because variations across experiments are greater than among the cross-sections of one experiment. In the central plot, six realisations have close mean values, and two are standing out ( $\times$  and  $\Delta$  symbols), one of them especially for  $d$  ( $\Delta$ ). The bottom right plot confirms that the cross sections of one realisation yield standard deviations that are substantially smaller than that of the whole data set (except for one). Furthermore, standard deviations of the whole data set and of the mean values of each realisation are very close to each other, indicating a slow convergence of the experiments.

Based on the same analysis of all the observables, we conclude that the cross-sections separated by 20 mm (roughly twice the frontal layer thickness of 9 mm) can be interpreted as independent realisations when measuring fault dips. This is a satisfactory trade-off between the number and the independence of measurements. In contrast, fault locations ( $d$  and  $r$ ) appear to vary strongly from one realisation to another, but to be rather stable along strike of a realisation. Cross-sections should be taken further apart when measuring fault locations. We will therefore consider that truly independent measurements of  $d$  and  $r$  occur only every second cross-section (or, for cross-sections separated by 40 mm). A physical explanation to these observations would probably assume that fault dips are dependent essentially on the intrinsic properties of the sand and of the initial state of packing produced by the distributor. Fault locations would be more sensitive to small variations in the boundary conditions as lateral friction, planicity of the flat layer, regularity of the initial sand wedge, because these variations act indifferently on all cross-sections of an experiment, but differently between experiments. Finally, lifetime of the first ramp, measured by  $\delta$ , requires a much larger distance, around 20 cm, owing to the very fast lateral propagation of the thrusts. These conclusions will be accounted for in section 4 by properly setting the number of independent measurements in the  $\chi^2$  tests on the fit of the data with Gaussian and Laplacian distributions (Appendix A1).

### 3.2.3.3 Identification of biases

The last question to be answered is on the possible bias of results. We first examine the effect of friction on the lateral walls by comparing the results of experiments performed with lateral walls in configuration A to those in configuration B (prototypes 1A and 1B, table 3.2 and figure 3.15a, 3.15c). Recall that only the seven most central cross-sections were used. This choice is illustrated in figure 3.15c showing a top view of the thrusts in the final state of all the experiments of prototypes 1A and 1B. These experiments differ only by the sense of shear in the direction of shortening due to the lateral walls (figure 3.15a, 3.15b). The solid lines refer to the first thrust ramps in experiments 1A and the dashed lines, to those in experiments 1B. The straight lines show the positions of the seven selected cross-sections separated by 20 mm. We now show that these cross-sections are statistically reasonably free from bias due to friction on the lateral walls. It also corresponds to a pause in the experimental work for the summer holidays.

Figure 3.23, columns 1 and 3, show the measurements of each observable with respect to the measurements of  $d$ . The choice of  $d$  to define the abscissae is only

for a visualisation purpose. The crosses are the measurements of experiments 1A, and the circled crosses, those of experiments 1B. Values given in the top right corners of each graph are the results of  $\chi^2$  tests on the similarity of distributions of the two groups of data (see appendix A2 for implementation). Clearly,  $d$ ,  $\theta_1$ ,  $\gamma_2$ ,  $\theta_2$ , and  $r$  pass the test : they can be considered independent from the friction on the lateral walls.  $\gamma_1$  displays a minor sensitivity, with a mean value slightly higher in configuration A.  $\delta$  (bottom graph, column 3) shows an apparently strong sensitivity to the wall configuration. However, two experiments of prototype 1B have developed only one thrust ramp in the final state. In these experiments,  $\delta$  cannot be measured, but it is necessarily greater than 25 mm. Therefore, two circled crosses are missing in the region  $\delta > 25$  of the graph, and these would reduce the difference between prototypes 1A and 1B. It is likely that in the absence of lateral friction, the value of  $\delta$  would lie between the values of 1A and 1B. In the rest of our analysis we will keep all data together because the two opposite biases, due to opposite lateral shear stresses, should tend to cancel each other and yield a mean value close to the one sought. In doing so, the standard deviation will be increased, however. Columns 2 and 4 show the mean and standard deviation values of each group of experiment, with the same symbols. All mean values lie within each other's standard deviations, except for  $\delta$ , confirming our conclusion. The standard deviations are generally larger in configuration B, resulting in lower figures of the  $\chi^2$  tests (e.3.15g. for  $d$  and  $r$ ) although the mean values are almost identical.

We now examine the effect of a change of lubricant when performing the experiments, because of the unavailability of the former product. Figure 3.24 is constructed as figure 3.23, but the crosses are now the measurements done with the first lubricant, up to day 40 (Figure 3.17), and the circled crosses, those done with the new lubricant (day 70 onward). The test indicates clearly an absence of bias for  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$ ,  $\theta_2$ ,  $r$ . For  $\theta_1$ , the distributions differ mainly by their dispersion and less by their mean values, so we will not conclude on the presence of a bias. Location  $d$  and lifetime  $\delta$  of the first ramp both appear to be substantially greater with the older lubricant. Clearly, the older lubricant is more efficient than the newer one for sand against glass.

The last test concerns a possible asymmetry of the results with respect to a plane cutting the box in two identical halves, i.e. passing through the central cross-section (numbered 4 in Figure 3.15c. The data, not shown for conciseness, exhibit clearly the same variations in both halves of the box. Therefore, asymmetries in the shape or density of the initial sand pack, or in the movement of the back wall do not introduce any meaningful bias in the data.

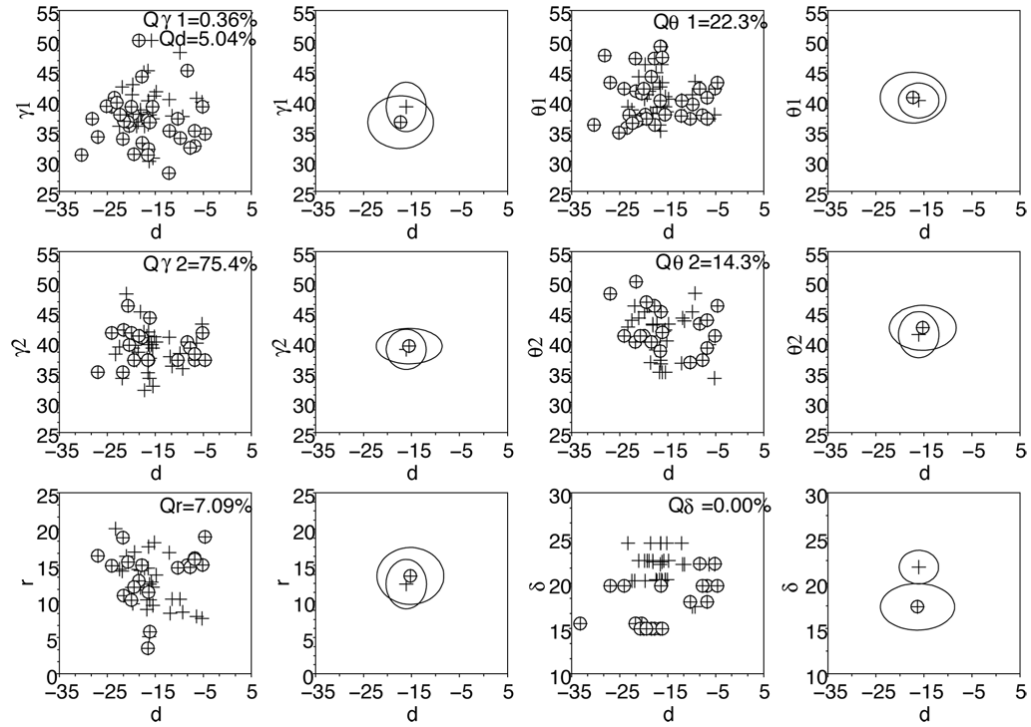


FIG. 3.23 – Columns 1 and 3 : measurements of the observables in experiments of prototype 1A (crosses) and 1B (circled crosses). The choice of  $d$  in abscissae is only to improve visualisation by scattering data. The  $Q$  values in the top right corners are the results of  $\chi^2$  tests on the similarity of the two distributions. The two distributions are reasonably similar for  $Q \geq 5\%$ . Columns 2 and 4 : mean values and standard deviations of the observables (same symbols).

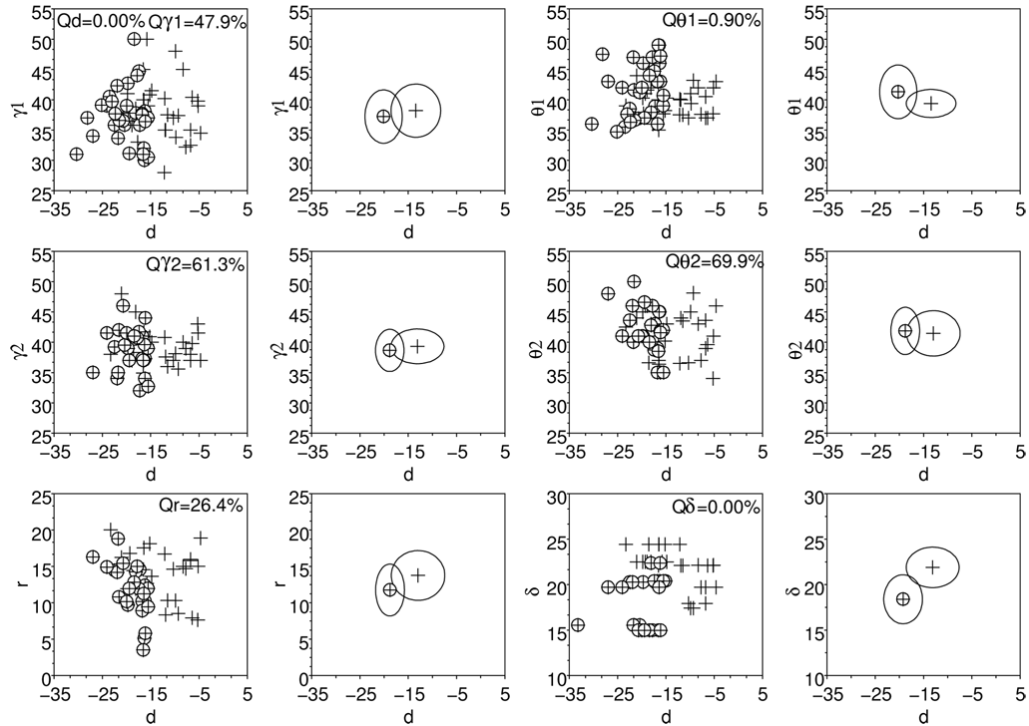


FIG. 3.24 – Columns 1 and 3 : measurements of the observables in experiments performed with the first lubricant (crosses), and those made with the most recent version of the product (circled crosses). The choice of  $d$  in abscissae is only to improve visualisation by scattering data. The Q values in the top right corners are the results of  $\chi^2$  tests on the similarity of the two distributions. The two distributions are reasonably similar for  $Q \geq 5\%$ . Columns 2 and 4 : mean values and standard deviations of the observables (same symbols). Same caption as in figure 3.23. Here, the crosses indicate measurements performed with the first lubricant, and the circled crosses, those made with the most recent version of the product.



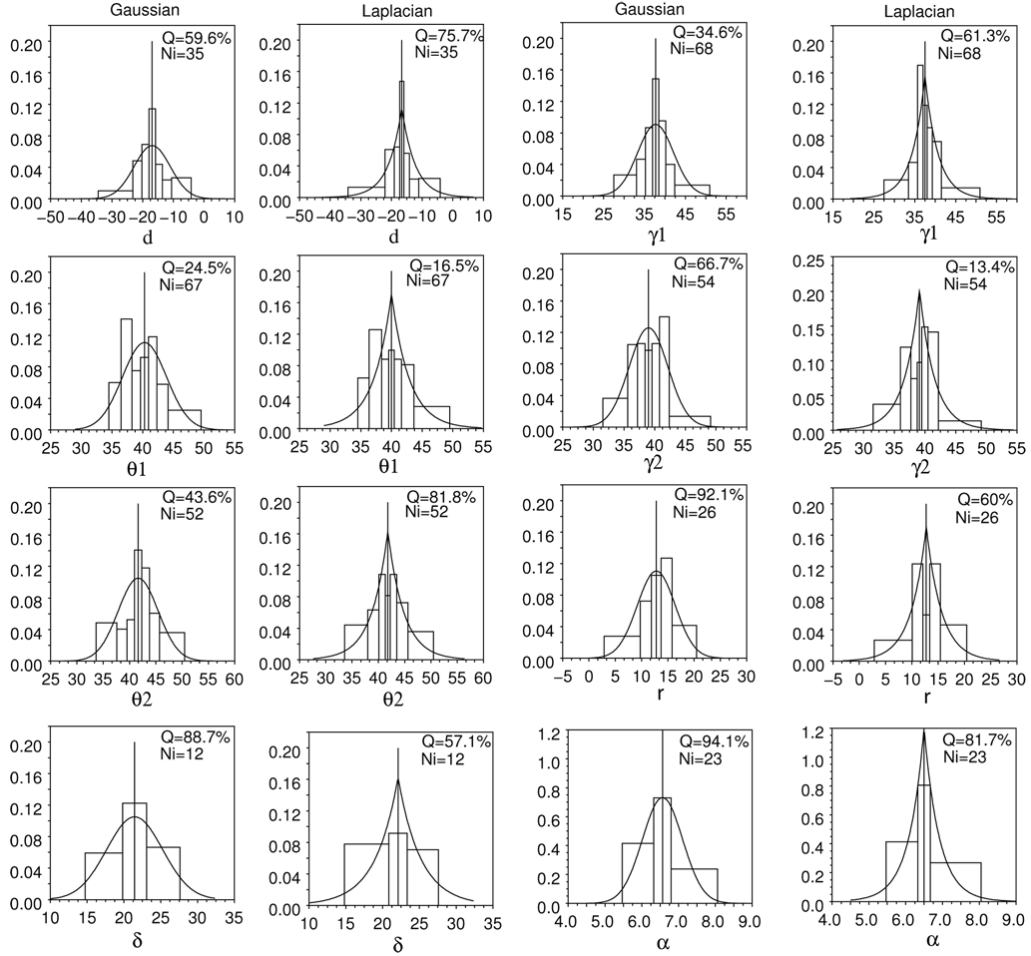


FIG. 3.25 – Histograms of the measurements of each observable and theoretical distributions (solid lines). Columns 1 and 3 : histograms and Gaussian distributions ; columns 2 and 4 : histograms and Laplacian distributions. The  $Q$  values in the top right corner of each graph indicate the confidence probability that the experimental distribution fits the theoretical one, according to a  $\chi^2$  test, and  $N$  indicates the number of independent measurements taken to perform the test (see appendix A1). These results are summarized in table 3.3. Although not an observable, the surface slope of the wedge at the end of the experiment,  $\alpha_f$ , is also tested.

	Nbr. of		Nbr. of	mean		$\chi^2$	median		$\chi^2$	mean	
	meas.	indep. meas.		value	deviation		test	value		deviation	test
$d$ (mm)	70	35	-16.9	5.9	60%	<b>-16.64</b>	4.4	76%			
$d$ f.l.	35	17	-13.4	5.1	49%	-14.83	4.5	51%			
$r$ (mm)	52	26	<b>12.8</b>	<b>3.6</b>	92%	12.7	2.9	60%			
$\delta$ (mm)	56	12	<b>21.4</b>	<b>3.8</b>	89%	22.1	3.1	57%			
$\delta$ f.l.	28	6	21.9	2.2	69%	22.3	1.7	69%			
$\gamma_1$ (deg)	68	68	37.7	4.4	35%	<b>37.5</b>	<b>3.2</b>	61%			
$\theta_1$ (deg)	67	67	<b>40.3</b>	<b>3.6</b>	25%	40.	2.9	17%			
$\gamma_2$ (deg)	54	54	<b>39</b>	<b>3.2</b>	67%	39.1	2.4	13%			
$\theta_2$ (deg)	52	52	41.6	3.8	44%	<b>41.8</b>	<b>3.0</b>	82%			
$\alpha_f$ (deg)	70	10	6.6	0.5	97%	6.5	0.4	92%			

TAB. 3.3 – Statistical models of each observable for the ten experiments of prototypes 1A and 1B merged together. First column : number of measurements performed on cross-subsections. Second column : number of independent measurements used in the  $\chi^2$  tests. Columns 3 to 5 : mean value, standard deviation, and result of a  $\chi^2$  test (in %) to measure the fit between the measurements and the theoretical Gaussian distribution. Columns 6 to 8 : median value, mean deviation, and result of the  $\chi^2$  test for the Laplace theoretical distribution. Figures in boldface indicate the most appropriate model.

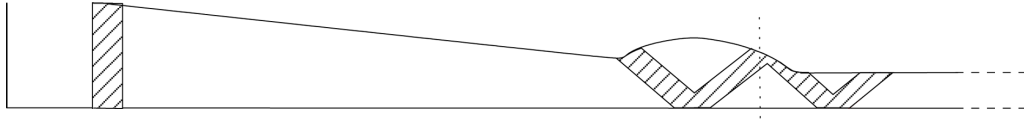


FIG. 3.26 – Synthetic cross-section of the experiments of prototypes 1A and 1B. The arrow shows the shortening at the onset of the second thrusting event. The shaded areas illustrate the uncertainty on the result. They are constructed from the mean (or median) value of each observable, letting them vary one by one by plus or minus their standard or mean deviation. The drawing is done at the onset of the second thrusting event, and not at the end of the experiments. The relief was not specifically measured and is drawn here schematically.

### 3.2.4 Statistical modeling of the observables

We now compare the distributions of our measurements to two classical mono-modal distribution laws : Gaussian and Laplacian. In the Gaussian distribution the data are mostly gathered around their mean value while the Laplacian distribution allows them to be further away from the median value. Multi-modal, or other mono-modal, distributions are less adapted to our data. In figure 3.25, we present for each observable, and for the final slope  $\alpha$ , the comparison between the histogram of measurements and the theoretical continuous distribution (solid curves). The construction of the quantiles of the histograms is explained in appendix A1. The vertical bar indicates the mean value for the Gaussian case (columns 1 and 3), and the median value for the Laplacian case (columns 2 and 4). Visual examination of figure 3.25 allows us to conclude that there is no systematic departures from the distributions. All histograms are mono-modal, reasonably symmetric, and fit roughly both theoretical distributions. The Gaussian distribution suits clearly better  $\gamma_2$  and  $\delta$ , and the Laplace one,  $\gamma_1$ ,  $\theta_2$ , and  $d$ . Departures from the distributions are due to asymmetry ( $\theta_1$ ), and excessive ( $d$ ), or depressed ( $\gamma_2$ ,  $\theta_1$ ,  $r$ ), central peak.  $\chi^2$  tests to measure the fit are written in the top right of each graph as a Q value in percent. The implementation of the  $\chi^2$  tests and the construction of the histogram are developed in appendix A1. The table 3.3 summarizes these results. The first column indicates the number of measurements actually performed. The second column is the number of independent measurements used in the test (value of N in equation (3.2.2)). The choice of N is explained in appendix A1. These tests are all above 10 % and therefore, positive. Note however, that tests performed with  $N \leq 15$  are not reliable. We conclude that  $r$ ,  $\delta$ ,  $\theta_1$ , and  $\gamma_2$  are best described by a Gaussian distribution and  $d$ ,  $\gamma_1$ , and  $\theta_2$ , by a Laplacian distribution. Their corresponding central and deviation estimators are printed in bold in Table 2. The distributions of  $d$  and  $\delta$  using only

the experiments done before August 9th, 2007 (i.e., with the first lubricant, lines  $d_{f,1}$  and  $\delta_{f,1}$ .) display slightly greater central estimators, interpreted, again, as the result of a better lubrication by the older product. The value of the surface slope  $\alpha_f$  at the end of the experiment is slightly greater than at the beginning :  $6.6^\circ \pm 0.5^\circ$ .

Figure 3.26 is an attempt at representing graphically all observables with their error bars (range of the dispersion estimator around the central estimator) in the form of a synthetic cross-section. Note that each observable was drawn assuming that the others took their mean or median value. Therefore, cross-sections outside of the shaded areas could be constructed yielding nevertheless observable values all within their standard or mean deviations.

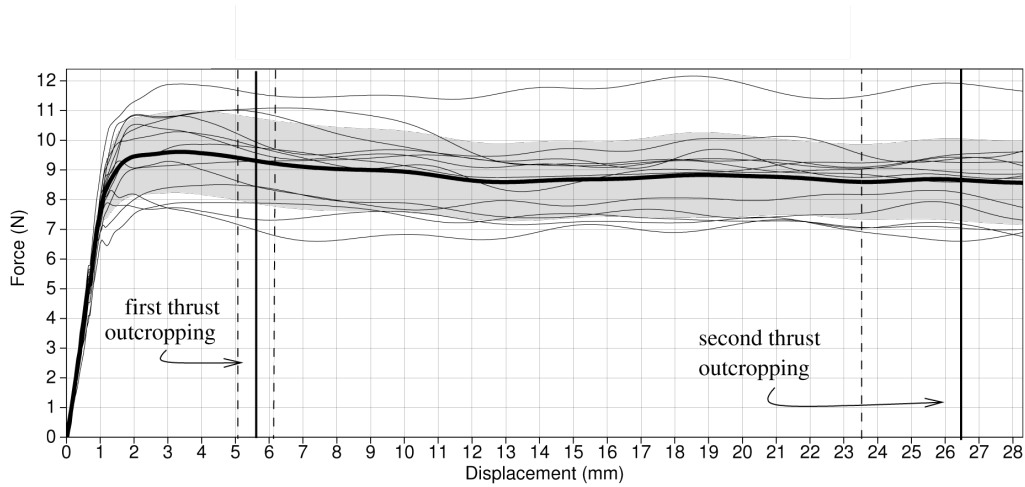


FIG. 3.27 – Force sustained by the rigid back wall during shortening. Thin solid lines : measurements of individual experiments, thick black line : mean value of all thirteen experiments, grey area : standard deviation from the mean value.

### 3.2.4.1 Modelling of the total shortening force

The total force sustained by the back wall during shortening is presented in Figure 3.27. The thirteen thin solid lines correspond to thirteen experiments : one experiment in configuration A, and two in configuration B were added to the data set of ten experiments. The raw measurements were first converted in Newton by a calibration of the strain gages, which displayed a linear elastic behaviour. The horizontal axis was converted from time to displacement using the 0.52 mm/s shortening velocity. They were then filtered by a 3 mm Hamming filter, i.e., each measurement was replaced by the average of measurements located at  $\pm 3$  mm along the curve. The resulting curves all display common features. First, a linear

increase from zero to one mm, corresponding to the elastic deformation of the strain gages. Then the curves increase less and less rapidly up to a maximum (between 1.5 and 6 mm), decrease slowly onward by about 10% over several mm, and undulate by a few percents around a stable value for the rest of the shortening. However, five curves tend to a stable value around 7.5 N, 7 tend towards 9 N (and one curve stands alone around 11.5 N). We were not able to explain this bi-modality by the effect of the configuration of the lateral walls, nor by the change of lubricant. We attribute it to involuntary slight changes in the tension of the gages during the filling of the box with sand. A mere shock on the stands of the table could potentially disturb the position of the back wall and therefore change its zero level. It should be mentioned that the thickness of the sand is very low compared to its lateral dimensions and that this set up was chosen in order to minimize the effect of lateral friction. In doing so, we have decreased the signal to noise ratio of the force measurement. The latter is indeed much increased when using thicker sand samples, and the general evolution described above (increase - decrease - stable) appears more clearly.

In the absence of a satisfactory correction procedure to guarantee the same zero level for each curve, we choose to keep all data and nevertheless compute a single mean curve with standard deviation, respectively indicated by the thick solid line and the grey area around it. These recall classic curves of shearing of dry sand (e.g., Krantz, 1991; Lohrmann et al., 2003) where the deformation is first elastic, then plastic and diffuse, and finally localising during the force drop. Here, this interpretation is strengthened by comparing the decrease of the mean curve with the surface outcropping of the first thrust after  $5.6 \pm 0.6$  mm (indicated by the vertical solid and dashed lines at these positions). When outcropping, the thrust can be considered as well formed and the diffuse deformation as terminated. Decrease in force associated to the second, more variable, thrusting event, is not visible.

	Nbr. of meas.	mean value	standard deviation	st. dev. from exp. 1	median value	mean deviation	mean dev. from exp. 1
$d$ (mm)	28	-3.9	7	5.9	-4.1	5.1	4.4
$r$ (mm)	12	15.6	3	3.6	14.6	2.5	2.9
$\delta$ (mm)	28	23.9	1.3	3.8	23.9	0.9	3.1
$\gamma_1$ (deg)	24	39	6.5	4.4	39.7	5.4	3.2
$\theta_1$ (deg)	24	38.2	4.9	3.6	37.1	3.8	2.9
$\gamma_2$ (deg)	14	39.9	3.5	3.2	37.7	2.9	2.4
$\theta_2$ (deg)	12	41.9	3.4	3.8	42.8	2.6	3.0
$\alpha$ (deg)	28	7.5	0.5	0.5	7.5	0.35	0.4

TAB. 3.4 – Statistical models of each observable for experiments of prototypes 2A and 2B merged together. In columns 4 and 7 respectively, the dispersion estimators for the Gaussian and Laplacian cases obtained from the data of experiments 1A and 1B merged together are reproduced from Table 3.3.

### 3.2.4.2 Extension to other experiments

We would like to test whether the error bars constructed above are valid for other experiments. We consider experiments performed according to the prototypes 2A and 2B (Table 3.2) which differ from experiments of prototypes 1A and 1B (referred to as experiments 1) by the surface slope  $\alpha$  (now at  $7^\circ$  instead of  $6^\circ$ ), and the basal slope  $\beta$  (now at  $3^\circ$  instead of  $0^\circ$ ). The letters A and B refer again to the configuration of the lateral walls. Each experiment 2A and 2B was repeated two times, and analysed following exactly the same protocol as before, thus yielding a number of measurements for each observable indicated in the first column of Table 3.4. From these, we compute the central and dispersion estimators of each observable in the Gaussian and Laplacian cases (columns 2, 3, and 5, 6, of table 3.4, respectively), and we reproduce the dispersion estimators of experiments 1 in columns 3 and 5, for comparison. In Figure 3.28, we show histograms of the data (constructed as described in Appendix 1). The solid curves are the theoretical distributions using the central estimators from the data of experiments 2, but *not* their dispersion estimators. Instead, we use the dispersion estimators of experiments 1. Visual comparison of these curves with the histograms allow us to conclude that the fault dips  $(\gamma_1, \theta_1, \gamma_2, \theta_2)$  are well modelled by the error bars of experiments 1.  $\chi^2$  tests support these conclusions for  $\gamma_1$  (Laplacian case) and  $\theta_1$  (both cases). The number of independent measurements is generally insufficient to rely on  $\chi^2$  tests for the other observables ( $N \leq 14$ ). For the length observables,  $d$  is well modelled, either by the Gaussian or Laplacian distributions, but  $r$  and even more  $\delta$ , display a lower dispersion than in experiments 1. More data are required to draw a conclusion on these latter two observables. Finally, the surface slope  $\alpha_f$  at the end of the experiment behaves as in experiments 1 : it is greater than the initial slope by half a degree, with the same dispersion.

### 3.2.5 Conclusion

We have presented generic experiments of the quasi-static growth by shortening, of a sand wedge prolonged by a flat sand layer. After a first phase of diffuse shortening and thickening of the wedge, the deformation localises into a classic thrust system (ramp and back thrusts) affecting the frontal layer at the wedge tip. Further shortening is accommodated by the growth of a relief above the thrust system. A second thrusting event may occur at the frontal end of the new relief. Our goal was to cast the observed evolution of thrusting into a set of geometric and mechanical quantities (the observables) and then to construct statistical laws describing their variations. A specific experimental apparatus was constructed that allowed us to (*i*) produce rapidly uniform sand packs while mi-

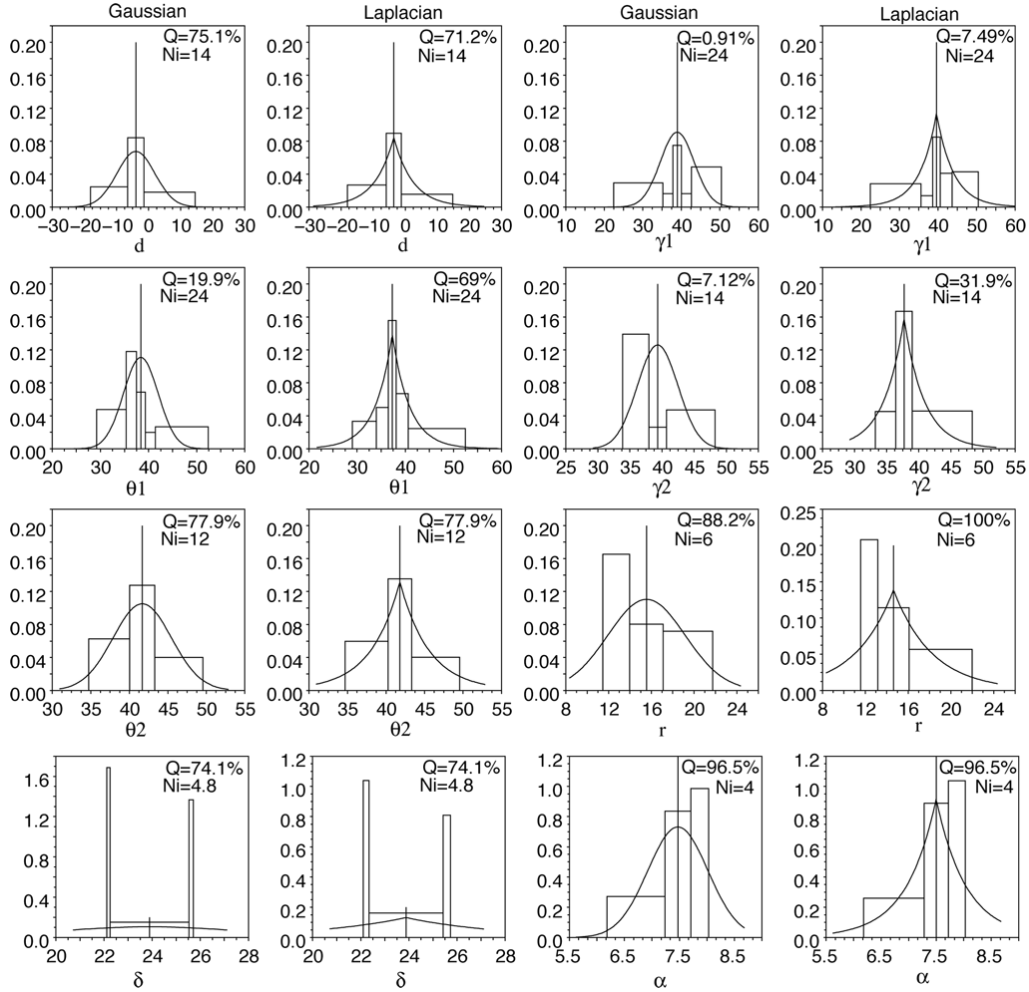


FIG. 3.28 – Histograms of the measurements of each observable for experiments 2A and 2B. The solid lines are the theoretical distributions constructed from the mean or median values of the data, but using the dispersion estimators of experiments of prototypes 1A and 1B (Table 3.4, columns 4 and 7 respectively). Columns 1 and 3 : histograms and Gaussian distributions; columns 2 and 4 : histograms and Laplacian distributions. Although not an observable, the surface slope of the wedge at the end of the experiment,  $\alpha_f$ , is also tested.



nimizing the manipulations of the sand ; (ii) repeat an experiment with a reverse relative movement of the lateral walls of the box in order to quantify the role of lateral friction, thought to be the main source of departure from plane-strain ; (iii) measure the force necessary to shorten the sand as this is an observable that can be linked to mechanical predictions of the experiments. A first experimental prototype was repeated ten times (five times in each configuration of the lateral walls), and fourteen cross-sections were analysed in each repetition, yielding up to 140 measurements of the geometric observables, and thirteen force–displacement curves. A second experiment with slightly different slopes of the wedge was repeated four times (2 times in each configuration), yielding up to 28 measurements of the geometric opbservables. The conclusions of the statistical analysis and modelling of these data sets are as follows :

- The observables exhibit independent variations, a very useful condition for their modelling with usual distribution laws and for their comparison to predictions in an inverse problem formalism. If not independent, it would not be meaningful for example to compute the mean value of an observable.
- The hypothesis of ergodicity of the cross-sections is verified for fault dips if the cross-sections are separated by 20 mm (twice the frontal layer thickness). Separations of 40 mm should be considered for fault locations, and about 200 mm for the lifetime of (or cumulated slip on) the first thrusting event. This is an important point as it allows us to raise the number of independent measurements of the observables to a level amenable to statistical analysis, without having to perform several tens of repetitions of the same experiment.
- The finite width of the box generates a bias due to shear stress exerted by the lateral walls. It disappears at a distance of about 80 mm from the walls (nine times the frontal layer thickness). 50% of the cross-sections had thus to be removed from the data set. Note that this holds for lateral walls having the same friction with sand as the base of the box. This distance could be even greater than the box width if the basal surface has a lesser resistance to slip (Vendeville, 2007). This conclusion raises questions on experiments using low width/thickness ratios, and also, evidently, on the monitoring of the evolution of shortening through a lateral glass wall.
- The finite length of the box did not influence the results since no force was transmitted to the frontal end of the box during shortening.
- A slight bias in location and lifetime of the first thrusting event was detected due to a change in the composition of the lubricant of the glass walls.
- Gauss or Laplace distributions adequately model our measurements, by visual comparison and according to  $\chi^2$  tests. We have thus collapsed all

data into a statistical model which allows us to present the experimental result as a cross-section with error bars, i.e., the  $1\sigma$  range of the observables.

- Error bars for the observables of the first thrusting event constructed from the first experiment are still valid in the second experiment, thus suggesting statistical uniformity of the dispersion, at least in the explored experiments, and reducing the need to repeat many times future experiments. However, more data are required to conclude on the transition to the second thrusting event.

It should be underlined that a change of granular or box material would probably change most figures determined here. For example, we observed that the use of a finer sand with a narrower grain size distribution increases the lateral variations and could potentially reduce the necessary distance between cross-sections, at the cost of a greater dispersion of the measurements.

We hope to have presented a thorough and detailed analysis of the conditions under which quasi-static sand experiments can be cast into a 2D cross-section with error bars. This is a necessary condition to conduct a quantitative comparison with 2D theoretical predictions, using the Distinct Element Method (e.g. Egholm et al. 2007), or the Finite Element Method (e.g., Crook et al. 2006). We intend to use a semi-analytic approach (Cubas et al. 2008) to solve the forward problem in an inverse analysis of our data set aiming at retrieving the evolution of fault strength. More generally, the methods presented here should be useful in the test of numerical predictions, or experimental protocols.

**Acknowledgements :** Engineers Jean-Marc Siffre and Jean-Christian Colom-bier have brought a decisive expertise in the construction of the experimental apparatus. This apparatus was financed as part of a research agreement between the University of Cergy-Pontoise and the Institut Français du Pétrole.

### 3.2.6 Appendix A1 : $\chi^2$ test on the fit between an experimental and a theoretical distribution

We have  $N$  independent measurements of an observable, and we would like to test whether they follow a given theoretical distribution. First, we build a histogram of the data with  $p$  bins. Let  $N_i$  be the actual number of samples in bin  $i$ , and  $N_i^{\text{th}}$ , the number of samples in bin  $i$  according to the theoretical distribution. Definition of the bins is treated below. We then calculate the fit between the two

histograms as (Press et al., 1992, equation (14.3.1))

$$D^2 = N \sum_{i=1}^p \frac{(f_i - f_i^{\text{th}})^2}{f_i^{\text{th}}}, \quad (3.2.2)$$

where  $f_i = N_i/N$ , and  $f_i^{\text{th}} = N_i^{\text{th}}/N$  and the result of the test is usually named  $Q$  and is one minus the image of  $D^2$  by the cumulative distribution function of  $\chi_{p-1}^2$  (this can be found in standard statistical libraries of usual softwares such as Matlab or Scilab). A  $Q$  value of one (obtained when  $D^2 = 0$ ) indicates a perfect fit, while a value of zero indicates a complete discrepancy between the two distributions. These values are given in percentage in the graphs of figures 3.25 and 3.28. In practice, a fit is accepted for  $Q \geq 10\%$ , and rejected for  $Q \leq 5\%$ .

**Choice of the number of independent measurements for each observable** The test is rather sensitive to the value of  $N$  : the same histogram may pass the test if  $N$  is small, and may be rejected if  $N$  is large. For  $d$  and  $r$ , we define  $N$  as half the number of actual measurements because we showed in section 3.2 that the cross-sections were too closely spaced for these observables. Considering that only half of the measurements are independent when performing the tests is equivalent to having considered cross-sections separated by 40 mm instead of 20 mm. The spacing of 20 mm appeared satisfactory for all fault dips, and therefore  $N$  is the actual number of measurements.  $\delta$ , the lifetime of the first thrust, could be measured in only eight experiments out of ten, and exhibited lateral variations in half of these eighth experiments. We therefore define  $N$  for  $\delta$  as  $N = 8 + 8/2 = 12$ . Finally, the surface slope of the wedge at the end of shortening,  $\alpha_f$ , exhibited a constant value in all cross-sections of each of the ten experiments, and therefore  $N = 10$  instead of 70. All these values are summarized in Table 3.4 for experiments 1A and 1B. Tests concerning experiments 2A and 2B relied on the same arguments (Table 3.4).

**Definition of bins to construct histograms for a comparison with a theoretical distribution.** Assume we have  $N$  independent measurements of an observable and want to construct a histogram of their values for comparison with a theoretical distribution. Typically, the number of bins  $p = 9$  if  $N \geq 45$ ,  $p = 5$  for  $25 \leq N \leq 45$ , and  $p = 3$  for  $N \leq 25$ , so that there are at least five samples in each bin, otherwise the statistical test is not reliable. The  $p + 1$  quantiles that define the limits of the  $p$  bins are defined as follows. First, compute from the data the central and dispersion estimators (e.g., mean value and standard deviation for the Gauss distribution), which define the theoretical probability density function of the data. Then, compute by integration the corresponding cumulative density

function (CDF) which has values between 0 and 1. The quantiles are the values such that their image by the CDF are regularly spaced between 0 and 1. The first and last quantiles are however particular cases that depend on the data : they are defined slightly below and above the minimum and maximum measurement, respectively.

### 3.2.7 Appendix A2 : $\chi^2$ test on the similarity between two experimental distributions

Assume we have  $N$  measurements of an observable, and we divide these into two groups of  $N_R$  and  $N_S$  measurements, respectively. We would like to decide whether these two distributions are similar, in order to conclude for example on the effect of a change of experimental set up on our measurements. We first build a histogram of the data with  $p$  bins (definition of bins is treated below). Let  $R_i$  and  $S_i$  be the numbers of measurements falling into bin  $i$  in each group respectively. We then calculate (Press et al., 1992, equation (14.3.3))

$$D^2 = \sum_{i=1}^p \frac{(\sqrt{N_S/N_R}R_i - \sqrt{N_R/N_S}S_i)^2}{R_i + S_i}, \quad (3.2.3)$$

and the result of the test is  $Q$  in percentage, defined and interpreted as in Appendix 1.

**Definition of bins to construct two histograms to be compared.** We gather the two groups into a single group of  $N$  measurements. We order the samples, say in increasing order, and we group them in  $p$  bins such that there is the same percentage of measurements in each bin (the amounts may also vary for each bin, if desired). Then we compute the limits of the bins as follows : for limits between two bins, we define the limit as the middle between the highest sample of the lower bin and the lowest sample of the higher bin. The minimum limit is defined as the lowest sample minus the mean distance between samples of the lowest bin. Likewise, the maximum limit is defined as the highest sample plus the mean distance between samples of the highest bin. The test is then performed using the two groups  $N_R$  and  $N_S$  separately.

—

## References

Adam J., Urai J.L., Wieneke B., Oncken O., Pfeiffer K., Kukowski N., Lohrmann J.,

- Hoth S., van der Zee W., Schmatz J. (2005), Shear localisation and strain distribution during tectonic faulting - new insights from granular-flow experiments and high-resolution optical image correlation techniques, *Jour. Struct. Geol.*, **27**, 2, 283–301.
- Bernard S., Avouac J.-P. Dominguez S., Simoes M. (2007), Kinematics of fault-related folding derived from a sandbox experiment, *Jour. Geophys. Res.*, **112**, B3, DOI : 10.1029/2005JB004149.
- Biot M.A. (1961), Theory of folding of stratified viscoelastic media and its implications in tectonics and orogenesis, *Geol. Soc. Am. Bul.*, **72**, 1595–1620.
- Biot M.A., Odí., Roever W.L. (1961), Experimental verification of the theory of folding of stratified viscoelastic media, *Geol. Soc. Am. Bul.*, **72**, 1621–1632.
- Bonnet C., Malavieille J., Mosar J. (2007), Interactions between tectonics, erosion, and sedimentation during the recent evolution of the Alpine orogen : Analogue modeling insights, *Tectonics*, **26**, 6.
- Buiter S.J.H., Babeyko A.Y., Ellis S., Gerya T.V., Kaus, B.J.P., Kellner A., Schreurs G. and Yamada Y. (2006), The numerical sandbox : comparison of model results for a shortening and an extension experiment, in Analogue and numerical modelling of crustal-scale processes, Eds. Buiter S.J.H. and Schreurs G., Geological Society, London, Special publication, 253, 29-64.
- Cadell H. M. (1888), Experimental researches in mountain building, *Royal Soc. Edinburgh Transactions*, **35**, 337, 360.
- Costa, E., and Vendeville, B. (2004), Experimental insights on the geometry and kinematics of fold-and-thrust belts above weak, viscous evaporitic décollement : reply to comments by Hemin Koyi and James Cotton. *Journal of Structural Geology* 26, 2139–2143.
- Cubas N., Leroy Y.M., Maillot B. (in press), Prediction of thrusting sequences in accretionary wedges, *Journal of Geophysical Research*.
- Crook A.J.L., Willson S.M., Yu J.G., Owen D.R.J. (2006), Predictive modelling of structure evolution in sandbox experiments, *Journal of Structural Geology* 28, 729–744.
- Davis, D., Suppe, J., Dahlen, F. A. (1983), Mechanics of Fold-and-Thrust Belts and Accretionary wedges, *Journal of Geophysical Research*(B2), 1153–1172.
- Egholm D.L., Sandiford M., Clausen O.R., Nielsen S.B. (2007), A new strategy for discrete element numerical models : 2. Sandbox applications, *Journal of Geophysical Research* 112 (B0524).
- Ellis S., Schreurs G., Panien M. (2004), Comparisons between analogue and numerical models of thrust wedge development. *Journal of Structural Geology* 26, 9, 1659–1675.
- Erickson, J.P., and W.R. Jamison (1995), Viscous-plastic finite element models of fault-bend folds, *Journal of Structural Geology* 17, 4, 561–573.
- Erickson, J.P., L.M. Strayer, and J. Suppe (2001), Initiation and reactivation of faults during movement over a thrust-fault ramp : numerical mechanical models, *Journal of Structural Geology* 23, 11–23.
- Horsfield W.T. (1977), An experimental approach to basement-controlled faulting. *Geol. en Mijnbouw* 56, 4, 363–370.
- King Hubert M. (1951), Mechanical basis for certain familiar geologic structures. *Bulletin of the Geological Society of America* 62, 355–372.
- Klinkmüller M., Rosenau M., Boutelier D., Kemnitz H., Schreurs G. (2008), Properties benchmark of granular and viscous analogue materials, extended abstract, *Bollettino di Geofisica*, Vol. 49, No. 2 supplement. *GeoMod2008 extended abstracts*, Firenze, 21-24 September 2008.
- Koyi, H. (1997), Analogue modelling ; From a qualitative to a quantitative technique, a historical outline. *Journal of Petroleum Geology*, 20 (2), 223-238.
- Koyi, H.A., Cotton, J. (2004), Experimental insights on the geometry and kinematics of

- fold-and-thrust belts above weak, viscous evaporitic décollement; a discussion. *Journal of Structural Geology* 26, 2139–2143.
- Krantz, R.W. (1991), Measurements of friction coefficients and cohesion for faulting and fault reactivation in laboratory models using sand and sand mixtures. *Tectonophysics* 188, 203–207.
- Lohrmann, J., N. Kukowski, J. Adam, O. Oncken (2003), The impact of analogue material properties on the geometry, kinematics, and dynamics of convergent sand wedges. *Journal of Structural Geology* 25, 1691–1711.
- Maillot B., Barnes C., Mengus J.-M., Daniel J.-M. (2007), Constraints on friction coefficients by an inverse analysis of sand box thrust dips. *Journal of Structural Geology* 29, 117–128.
- Maillot, B., and Y. M. Leroy (2003), Optimal dip based on dissipation of backthrusts and hinges in fold-and-thrust belts. *Journal of Geophysical Research*(B6), 108, 2320–2339.
- Maillot, B., and Koyi, H. (2006), Thrust dip and thrust refraction in fault-bend-folds : analogue models and theoretical predictions. *Journal of Structural Geology* 28, 36–49.
- Merle, O., and N. Abidi (1995), Approche expérimentale du fonctionnement des rampes émergentes. *Bulletin de la Société géologique de France* 166, 5, 439–450.
- Press, W.H., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T., Flannery, B.P. (1992), *Numerical Recipes in Fortran, The art of scientific computing*, Second Edition. Cambridge University Press, Cambridge, England.
- Saltzer S.D. (1992), Boundary-conditions in sandbox models of crustal extension - an analysis using distinct elements. *Tectonophysics* 215, 3-4, 349–362.
- Schreurs G., Buitter S.J.H. Boutelier D., Corti G., Costa E., Cruden A.R., Daniel J.-M., Hoth S., Koyi H.A., Kukowski N., Lohrmann J., Ravaglia A., Schlische R.W., Oliver Withjack M., Yamada Y., Cavozi C., Delventisette C., Elder Brady J.A., Hoffmann-Rothe A., Mengus J.M., Montanari D., Nilforoushan F. (2006), Analogue benchmarks of shortening and extension experiments, in *Analogue and numerical modelling of crustal-scale processes*. Eds. Buitter S.J.H. and Schreurs G., Geological Society, London, Special publication 253, 1-27.
- Seyferth M., Henk A., (2006), A numerical sandbox : high-resolution distinct element models of halfgraben formation. *International Journal of Earth Sciences* 95, 2, 189–203.
- Vendeville, B.C. (2007), The 3-D Nature of Stress Fields in Physical Experiments and its Impact on Models Overall Evolution. Solicited oral contribution, EGU General Assembly, Vienna, 15-20 April, 2007.
- Wygol, R.J., (1963), Construction of models that simulate oil reservoirs. *Society of Petroleum Engineers Journal*, 281–286.

### 3.3 Inversion

Les incertitudes sur nos mesures maintenant connues, le travail d'inversion peut commencer. Ce travail est encore en cours de réalisation, nous ne présentons donc ici que les premiers résultats obtenus. Afin de comprendre les différentes étapes de ce travail, quelques définitions sont nécessaires. La prédiction de résultats à partir de lois physiques constitue un problème direct (figure 3.29). Ces lois physiques utilisent des paramètres formant l'espace des modèles. Les prédictions sont nommées données calculées et appartiennent à l'espace des données. Un problème inverse consiste, à partir de mesures de résultats, à retrouver les valeurs des paramètres en accord avec ces mesures. Ces mesures, appelées observables ou données observées, appartiennent également à l'espace des données.

Dans notre cas, la résolution du problème direct utilise bien sûr l'approche externe de l'analyse limite. Les paramètres caractérisant notre problème sont les paramètres rhéologiques des matériaux considérés, la géométrie initiale et le raccourcissement étant donnés. Le modèle direct permet de prédire les positions, les pendages, le nombre, la durée de vie des failles formées lors de la compression d'un prisme, ainsi que la force à appliquer pour former ces failles. Ces prédictions vont constituer les données calculées. Les données observées quant à elles correspondent aux mesures réalisées sur nos expériences en boîte à sable. L'analyse statistique a permis de définir pour chacune d'elles une moyenne (ou médiane) ainsi qu'un écart type. Les écarts entre données calculées et données observées permettront la construction de distributions de probabilité pour les paramètres rhéologiques. On pourra ensuite les comparer à des mesures expérimentales indépendantes et vérifier dans quelles mesures la théorie peut être validée. Après un bref rappel des données observées obtenues, nous caractériserons en détail le problème direct. Le problème inverse sera ensuite décrit avant l'analyse des résultats.

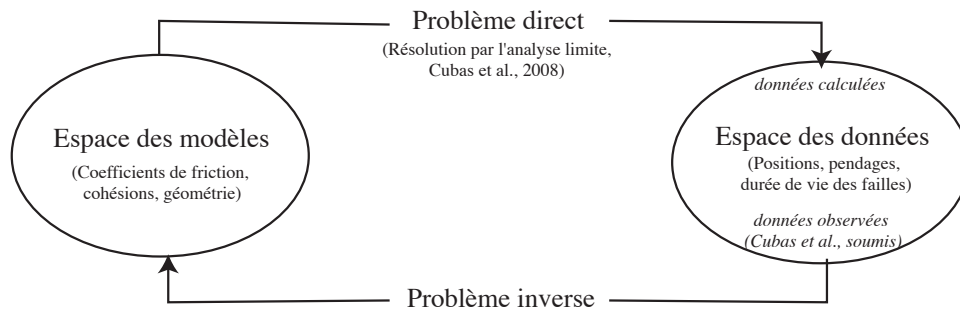


FIG. 3.29 – Définition des problèmes direct et inverse et des espaces de données et des modèles.

### 3.3.1 Données observées

#### Expériences réalisées et espace des données

Les expériences réalisées sont détaillées dans la première partie de ce chapitre. Pour rappel, le prototype expérimental choisi consistait à raccourcir de 30 mm un prisme de sable prolongé à l'avant d'une couche horizontale (figure 3.30). Selon les expériences, une ou deux rampes se sont formées à l'avant du prisme. A la fin de chacune d'elles, le sable était mouillé puis coupé tous les 2 cm pour mesurer positions et pendages des rampes et rétro-chevauchements. La durée de vie de la 1ère faille a été mesurée à partir d'un enregistrement vidéo de la surface. Un dispositif de mesure de force a été placé aux extrémités de la boîte. Ces mesures constituent les données observées du problème. L'espace des données est donc formé de huit observables (figure 3.30) :

- la position de la 1ère rampe (corrigée de la longueur du prisme)  $d$ ,
- le pendage de la 1ère rampe  $\gamma_1$ ,
- le pendage du rétro-chevauchement associé à cette 1ère rampe  $\theta_1$ ,
- la distance entre les deux rampes  $r$  (corrigée de la longueur de la 1ère rampe et de la longueur du rétro-chevauchement de la 2ème rampe projetées sur le décollement),
- le pendage de la 2ème rampe  $\gamma_2$ ,
- le pendage du rétro-chevauchement associé à cette 2ème rampe  $\theta_2$ ,
- la durée de vie de la 1ère rampe  $\delta$ ,
- et la force appliquée à l'arrière du prisme  $F(\delta)$ .

#### Résultats expérimentaux : données observées

Pour pouvoir réaliser l'inversion, il était nécessaire de déterminer l'incertitude sur ces mesures intrinsèque aux expériences. C'est pourquoi nous avons choisi de n'étudier qu'un seul prototype expérimental, répété 10 fois. Après un travail de modélisation statistique, détaillé dans le chapitre 3.2, une moyenne ou une médiane avec la barre d'erreur associée ont été déterminées pour chaque observable. Ces résultats sont récapitulés dans la table 3.5 (pour sept des observables, toutes sauf la force). La figure 3.31 est une représentation graphique de ces valeurs, les zones hachurées correspondant aux barres d'erreur.

La force a été étudiée de façon indépendante. Après transformation de la résistivité en Newton, du temps en raccourcissement et après traitement par un filtre de Hamming de 3 mm, une courbe force en fonction du raccourcissement a été obtenue pour chaque expérience. Une moyenne et un écart type ont pu être calculés pour l'ensemble de ces courbes (figure 3.32, cf chapitre 3.2).



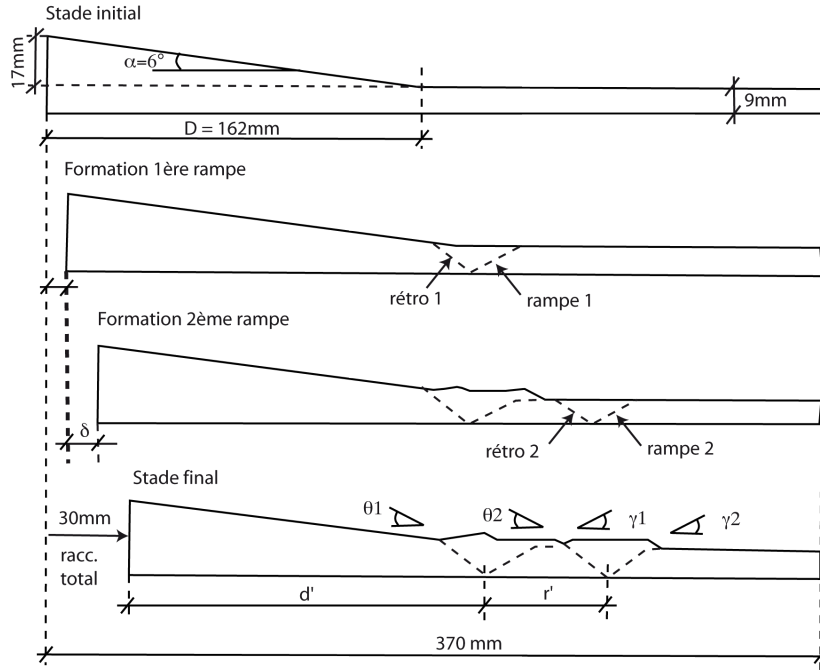


FIG. 3.30 – Définition du prototype expérimental 1 et des observables. a/ Géométrie initiale, b/ apparition de la 1ère rampe, c/ apparition de la 2ème rampe,  $\delta$  = durée de vie de la 1ère rampe, d/ mesures de la localisation des 1ère et 2ème rampes (fonctions de  $d'$  et de  $r'$ ), du pendage des 1er et 2ème rétro-chevauchements ( $\theta_1$  et  $\theta_2$ ) et des rampes ( $\gamma_1$  et  $\gamma_2$ ) réalisées à la fin de l'expérience.

observables	loi	estimateurs	estimateurs
	statistiques	centraux	de dispersion
$d$ (mm)	lapl.	-16.64	4.4
$r$ (mm)	gauss.	12.8	3.6
$\delta$ (mm)	gauss.	21.4	3.8
$\gamma_1$ (deg)	lapl.	37.5	3.2
$\theta_1$ (deg)	gauss.	40.3	3.6
$\gamma_2$ (deg)	gauss.	39	3.2
$\theta_2$ (deg)	lapl.	41.89	3.0

TAB. 3.5 – Modèles statistiques des observables pour le prototype expérimentale 1. gauss = gaussienne, lapl.= laplacienne.

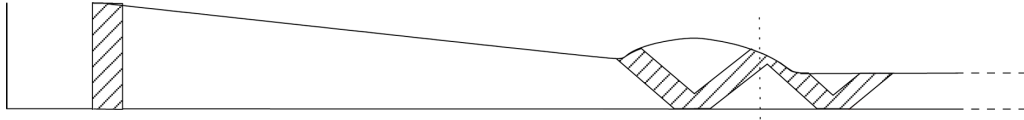


FIG. 3.31 – Coupe des résultats du prototype expérimental 1. Les zones hachurées représentent les incertitudes de chaque observable. Elles ont été construites à l'aide des estimateurs centraux et des estimateurs de dispersion récapitulés dans la table 3.5.

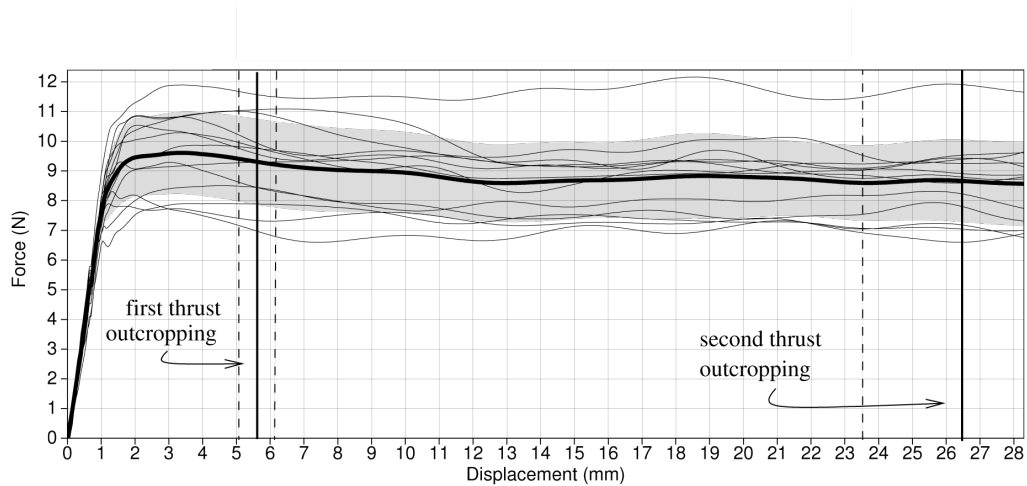


FIG. 3.32 – Force appliquée pendant le raccourcissement par la plaque située à l'arrière du prisme. La courbe noire représente la moyenne des mesures, en gris apparaît l'écart type de cette mesure. Sont également représentés les moments où chaque rampe émerge en surface.

### 3.3.2 Le problème direct

L'approche externe de l'analyse limite, telle que nous l'avons présenté dans le chapitre 2, nous permet de résoudre le problème direct. Avant de calculer les prédictions, il nous faut caractériser avec précision l'espace des modèles. Des informations a priori y seront intégrées.

#### 3.3.2.1 Espace des modèles et informations a priori

L'approche externe est caractérisée par deux types de paramètres. Les premiers définissent la géométrie du problème. L'expérience que nous cherchons à reproduire est un simple prisme triangulaire prolongé d'une couche horizontale. Les paramètres géométriques sont donc :

- la pente topographique  $\alpha$
- le pendage du décollement basal  $\beta$
- la longueur du prisme  $D$ ,
- l'épaisseur de la couche horizontale  $h$ ,
- ainsi que le raccourcissement total imposé  $\delta T$ .

Les seconds correspondent à la rhéologie du problème, comme :

- la densité du sable  $\rho$ ,
- les coefficients de friction : du rétro-chevauchement  $\phi_B$ , du décollement  $\phi_D$ , de la charnière supérieure  $\phi_N$ , du plat supérieur  $\phi_U$ , les frictions initiale  $\phi_{Ri}$  et finale  $\phi_{Rf}$  de la rampe, et le glissement nécessaire à l'adoucissement  $\delta_r$ ,
- et les cohésions : du rétro-chevauchement  $c_B$ , du décollement  $c_D$ , de la rampe  $c_R$ , de la charnière supérieure  $c_N$ , et du plat supérieur  $c_U$ ,

Nous avons donc un espace des modèles à 18 dimensions. Cependant, des informations a priori peuvent y être intégrées.

Tout d'abord, la géométrie du problème est connue et fixe. Des petites modifications liées à la phase initiale de déformation diffuse vont toutefois y être introduites. En effet, la première rampe ne se forme qu'après 5 mm de raccourcissement absorbés par compaction diffuse du sable. La pente topographique  $\alpha$  et la longueur du prisme au moment où la première rampe se forme ont donc été légèrement modifiées. La pente topographique a été remesurée à la fin de chaque expérience (figure 3.25 chapitre 3.2). La moyenne obtenue est de  $6.5^\circ$ , soit  $0.5^\circ$  de plus que la pente initiale. L'essentiel de la compaction étant absorbé à l'arrière du prisme, nous avons choisi de retrancher ces 5 mm à la longueur  $D$  du prisme, initialement de 162 mm. En conséquence, dans le problème direct, seul 25 mm de raccourcissement, au lieu de 30 mm, seront appliqués sur la structure. La pente  $\beta$  ( $0^\circ$ ) du décollement et l'épaisseur de la couche plane  $h$  (9 mm) sont inchangées.

Ajoutons maintenant l'information a priori concernant les paramètres rhéologiques. Tout d'abord, la densité initiale du sable ayant été mesurée de façon précise, elle est fixée à  $1710 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ . Ensuite, le sable étant constitué de grains relativement gros (moyenne à  $250 \mu\text{m}$ ), nous allons le considérer comme non-cohésif, et fixer toutes les cohésions à zéro. Nous considérerons que les coefficients de friction peuvent varier entre  $0$  et  $90^\circ$ . Quant au glissement nécessaire pour adoucir la rampe  $\delta_r$ , nous avons choisi de le faire varier entre  $0$  et  $100$  fois la taille moyenne de ces grains (soit entre  $0$  et  $25 \text{ mm}$ ). Pour finir, le coefficient de friction initial de la rampe  $\phi_{Ri}$  et le coefficient de friction de la charnière supérieure  $\phi_N$  sont pris égaux à la friction sur le rétro-chevauchement  $\phi_B$ , c'est à dire à la friction interne. Pour le plat supérieur, le coefficient de friction  $\phi_U$  varie de la même façon que celui de la rampe  $\phi_R$ . D'autres hypothèses ( $\phi_U = 2^\circ$ , puis  $\phi_U = \phi_N = 2^\circ$ ) ont été testées et conduisent à des différences non significatives sur les solutions du problème inverse. L'information a priori sur la rhéologie du problème est récapitulée dans la table 3.6.

paramètre	valeur fixe	valeur min.	valeur max.
$\rho \text{ (kg} \cdot \text{m}^{-3}\text{)}$	1710		
$c_B = c_R = c_D = c_N = c_U \text{ (Pa)}$	0		
$\phi_B \text{ (deg.)}$		0	90
$\phi_{Ri} = \phi_B \text{ (deg.)}$		0	90
$\phi_N = \phi_B \text{ (deg.)}$		0	90
$\phi_{Rf} \text{ (deg.)}$		0	90
$\phi_U = \phi_{Rf} \text{ (deg.)}$		0	90
$\phi_D \text{ (deg.)}$		0	90
$\delta_r \text{ (mm)}$		0	25

TAB. 3.6 – Informations a priori sur les paramètres rhéologiques de l'espace des modèles

L'espace des modèles se trouve donc réduit à quatre dimensions : la friction sur le rétro-chevauchement  $\phi_B$ , la friction sur le décollement  $\phi_D$ , la friction finale de la rampe  $\phi_{Rf}$ , et le glissement nécessaire pour y parvenir  $\delta_r$ .

### 3.3.2.2 Parcours de l'espace des modèles

Une recherche assez large a d'abord été entreprise sur ces 4 paramètres, entre  $1$  et  $80^\circ$  pour les frictions et entre  $0$  et  $25 \text{ mm}$  pour  $\delta_r$ . Par la suite, la recherche a été resserrée aux valeurs donnant des probabilités non-nulles. L'espace des modèles parcouru pour l'obtention des résultats ici présentés, est récapitulé dans la table 3.7.

paramètres	min	max	pas
$\phi_B$ (deg.)	20	40	36
$\phi_D$ (deg.)	1	20	32
$\phi_{R_f}$ (deg.)	1	40	65
$\delta_r$ (mm)	0	20	20

TAB. 3.7 – Les quatre paramètres de l’espace des modèles parcouru, gamme de valeurs et pas de la grille d’exploration.

Au vu du petit nombre de dimensions de l’espace des modèles et de la rapidité numérique de la résolution du problème direct, nous avons choisi d’explorer l’espace suivant une grille discrète régulière. Ceci nous a évité le recours à des méthodes plus complexes d’optimisation (gradients, Monte Carlo, etc...). Ce parcours a nécessité 1497000 simulations ( $36 \times 32 \times 65 \times 20$ ). Pour cela, nous avons utilisé le pool d’ordinateurs ‘condor’ de l’université de Cergy-Pontoise (<http://www.u-cergy.fr/sir>). Le système condor permet de réquisitionner les ordinateurs de recherche et d’enseignement “dormants” de l’université. Les simulations sont ainsi distribuées sur tous les ordinateurs disponibles, le maximum pouvant monter à 200 ordinateurs. De cette façon, seuls trois jours de calculs ont été nécessaires pour ces 1,5 million de simulations.

### 3.3.2.3 Résultats du problème direct : données calculées

Les données calculées ont été obtenues de la même façon que les données observées (figure 3.30b) :

- le pendage de la 1ère rampe  $\gamma_1$  ainsi que celui de son rétro-chevauchement  $\theta_1$  sont enregistrés au moment de la formation de la 1ère rampe,
- le pendage de la 2ème rampe  $\gamma_2$ , le pendage de son rétro-chevauchement  $\theta_2$  ainsi que la durée de vie de la 1ère rampe correspondant au raccourcissement  $\delta$  sont enregistrés au moment de la formation de la 2ème rampe (figure 3.30c),
- à 25 mm de raccourcissement,  $d$  et  $r$  sont calculés comme pour les expériences à partir de  $d'$  et  $r'$ ,
- la force est la borne supérieure prédite par la théorie à chaque pas de raccourcissement.

La théorie peut toutefois amener à des résultats qualitativement différents en ce qui concerne le nombre de rampe. Si la théorie prédit trois rampes la simulation est arrêtée avant les 25 mm requis. Dans le cas où la théorie prédit une seule rampe, on distinguera deux cas de figure. Si la 1ère faille est formée à une des extrémités de la couche de sable, la simulation s’arrête. Si seule une rampe s’est

formée au bout de 25 mm de raccourcissement, la simulation continue jusqu'à soit l'apparition d'une 2ème rampe soit 40 mm de raccourcissement. On offre ainsi à une 2ème rampe l'opportunité de se former jusqu'à 40 mm de raccourcissement.

### 3.3.3 Le problème inverse

#### 3.3.3.1 Comparaison des données observées avec les données calculées

La mesure du décalage entre une donnée observée et une donnée calculée est réalisée à l'aide de la fonction coût. Pour les observables suivant une loi laplacienne, le fonction coût correspond à la norme  $L_1$ . Pour celles suivant une loi gaussienne, la fonction coût est la norme  $L_2$ . Ces normes sont définies de la façon suivante :

$$\begin{aligned} L1 &= \frac{|d^{cal} - d^{obs}|}{\sigma}, \\ L2 &= \frac{(d^{cal} - d^{obs})^2}{2\sigma^2}, \end{aligned} \quad (3.3.1)$$

avec  $d^{obs}$  l'estimateur central et  $\sigma$  l'estimateur de dispersion de la donnée observée et  $d^{cal}$  la donnée calculée. La fonction coût pour l'ensemble des données est une simple somme des normes de chaque observable. Cependant, dans les cas où la simulation a prédit plus de deux rampes ou moins de deux rampes la fonction coût sera portée à l'infini. La fonction coût s'écrit donc :

$$M(\phi_B, \phi_D, \phi_{Rf}, \delta_r) = \infty \quad \text{si nbre de rampe} \neq 2 \quad (3.3.2)$$

$$\begin{aligned} M(\phi_B, \phi_D, \phi_{Rf}, \delta_r) &= \frac{|d_d^{cal} - d_d^{obs}|}{\sigma_d} + \frac{|d_{\gamma_1}^{cal} - d_{\gamma_1}^{obs}|}{\sigma_{\gamma_1}} \\ &+ \frac{(d_{\theta_1}^{cal} - d_{\theta_1}^{obs})^2}{2\sigma_{\theta_1}^2} + \frac{(d_{\gamma_2}^{cal} - d_{\gamma_2}^{obs})^2}{2\sigma_{\gamma_2}^2} \\ &+ \frac{|d_{\theta_2}^{cal} - d_{\theta_2}^{obs}|}{\sigma_{\theta_2}} + \frac{(d_r^{cal} - d_r^{obs})^2}{2\sigma_r^2} \\ &+ \frac{(d_\delta^{cal} - d_\delta^{obs})^2}{2\sigma_\delta^2} + M_{Force} \end{aligned}$$

$$\text{avec } M_{Force} = \frac{1}{n\delta f + 1} \sum_{k=1}^{n\delta f} \frac{1}{2} \frac{(F^{obs}(\delta i) - F^{cal}(\delta i))^2}{(\sigma_{F(\delta i)})^2}$$

La force étant une courbe, sa fonction coût est un peu plus complexe. La norme  $L_2$  doit être calculée pour chaque point de l'échantillonnage. Une moyenne

est ensuite faite sur l'ensemble de ses points. L'échantillonnage de la mesure ayant été beaucoup plus fin que celui de la théorie, la norme n'a été calculée que pour les points correspondant à l'échantillonnage théorique ( $n\delta f$ ).

### 3.3.3.2 Distribution de probabilité de l'espace des modèles

#### Obtention de la densité de probabilité

L'obtention des distributions de probabilité, comme la fonction coût, s'est fait suivant la théorie développée par Tarantola (2005). Pour une fonction coût  $M(\phi_B, \phi_D, \phi_{Rf}, \delta_r)$ , la densité de probabilité se définit comme :

$$P(\phi_B, \phi_D, \phi_{Rf}, \delta_r) = \frac{1}{K} e^{-M(\phi_B, \phi_D, \phi_{Rf}, \delta_r)}, \quad (3.3.3)$$

avec

$$K = \int \int \int \int e^{-M(\phi_B, \phi_D, \phi_{Rf}, \delta_r)} d\phi_B d\phi_D d\phi_{Rf} d\delta_r. \quad (3.3.4)$$

La densité de probabilité s'obtient en passant la fonction coût à l'exponentielle. Pour que l'intégrale de la densité des probabilités soit égale à 1, celles-ci sont normalisées par le facteur  $K$ , intégrale des probabilités sur tout l'espace des modèles. On obtient ainsi une densité de probabilité à quatre dimensions. On peut l'interpréter comme suit : si on considère un petit volume  $\Delta\phi_B \cdot \Delta\phi_{Rf} \cdot \Delta\phi_D \cdot \Delta\delta_r$  de l'espace des modèles autour du point  $(\phi_B, \phi_D, \phi_{Rf}, \delta_r)$ , alors la probabilité que ce volume contienne la solution du problème inverse est égale à  $P(\phi_B, \phi_D, \phi_{Rf}, \delta_r) * \Delta\phi_B \cdot \Delta\phi_{Rf} \cdot \Delta\phi_D \cdot \Delta\delta_r$ .

#### Probabilités marginales

Pour pouvoir la visualiser, nous allons construire des probabilités marginales. Ces probabilités marginales consistent en une intégration sur une ou plusieurs dimensions. Pour obtenir une probabilité marginale 2D, nous intégrerons deux paramètres. Par exemple, pour visualiser  $\phi_B$  en fonction de  $\phi_D$ , on intégrera  $\phi_{Rf}$  et  $\delta_r$  :

$$P(\phi_B, \phi_D) = \int_{\phi_{Rf}} \int_{\delta_r} P(\phi_B, \phi_D, \phi_{Rf}, \delta_r) d\phi_{Rf} d\delta_r. \quad (3.3.5)$$

Pour une probabilité marginale 1D, c'est sur les trois autres paramètres que nous réaliserons l'intégration.

$$P(\phi_B) = \int_{\phi_D} \int_{\phi_{Rf}} \int_{\delta_r} P(\phi_B, \phi_D, \phi_{Rf}, \delta_r) d\phi_D d\phi_{Rf} d\delta_r. \quad (3.3.6)$$

### 3.3.3.3 Résultats

#### Marginales 1D

Etudions d'abord les probabilités marginales 1D (figure 3.33). Pour chacun des quatre paramètres, nous avons donc tour à tour intégré les trois autres. Les probabilités du paramètre  $\phi_B$  forment une courbe d'allure plutôt laplacienne et s'étendent sur des valeurs comprises entre  $22^\circ$  et  $38^\circ$ . On observe un pic de probabilité à  $22\%$  pour  $30^\circ$ . En considérant l'aire de la courbe, on peut constater que la probabilité de se trouver entre  $26^\circ$  et  $32^\circ$  est de l'ordre de  $80\%$  ( $\int_{26^\circ}^{32^\circ} (\phi_B) d\phi_B \simeq 80\%$ ).

Pour  $\phi_D$ , l'allure de la courbe est presque bimodale, on observe d'abord un gros pic autour de  $9^\circ$ , puis la courbe forme un plateau relativement bas entre  $10^\circ$  et  $15^\circ$ . Cependant, la probabilité de se trouver entre  $7^\circ$  et  $10^\circ$  est de l'ordre de  $80\%$ . Le pic de la courbe est à  $32\%$  de probabilité pour  $9.5^\circ$ .

Les résultats sur  $\phi_{Rf}$  sont assez surprenants. Les probabilités s'étendent sur des valeurs comprises entre  $3$  et  $25^\circ$ . On observe encore une bimodalité, avec un grand pic situé autour de  $9^\circ$ , et un petit pic à  $17.5^\circ$ . Mais encore une fois, la probabilité de se situer entre  $5^\circ$  et  $10^\circ$  est de l'ordre de  $80\%$ . Le pic de la courbe est à  $20\%$  pour  $9^\circ$ .

Les résultats de probabilité de  $\delta_r$  semblent au premier abord peu informatifs. La courbe est relativement plate, le pic de probabilité ne dépasse pas  $9\%$ . Cependant, la courbe se finit de façon un peu brutale, interdisant toutes les valeurs au delà de  $17$  mm.

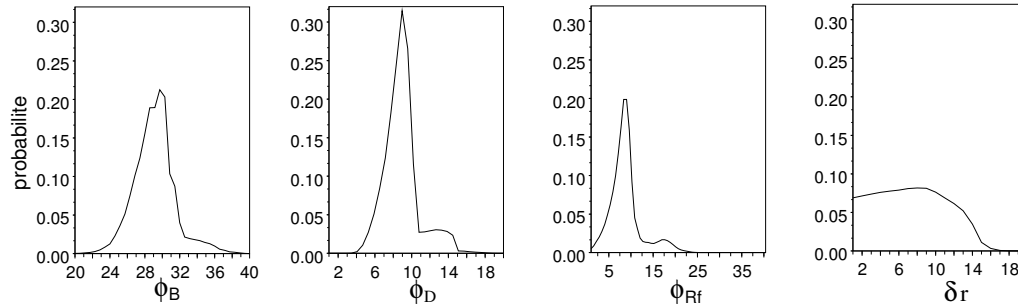


FIG. 3.33 – Probabilité marginale 1D obtenues pour les coefficients de friction (en degré) du rétro-chevauchement  $\phi_B$ , du décollement  $\phi_D$ , sur la rampe après adoucissement  $\phi_{Rf}$ , et pour la quantité de glissement à effectuer pour adoucir la rampe  $\delta_r$  (en mm).



### Marginales 2D

Regardons maintenant les marginales 2D (figure 3.34). Tous les couples possibles ont été représentés en figure 3.34. Pour tous les paramètres, les gammes de valeurs probables sont beaucoup plus resserrées que sur les marginales 1D.  $\phi_B$  varie ainsi entre  $25^\circ$  et  $32^\circ$ ,  $\phi_D$  entre  $5^\circ$  et  $12^\circ$ ,  $\phi_{Rf}$  entre  $2^\circ$  et  $13^\circ$  et  $\delta_r$  entre 0 et 11 mm. Les pics sont à  $30.5^\circ$  pour  $\phi_B$  et  $9.5^\circ$  pour  $\phi_D$  et  $\phi_{Rf}$ . Pour  $\delta_r$ , les probabilités sont quasiment équivalentes entre 0 et 10 mm. Cependant, l'intérêt des marginales 2D consiste plutôt à visualiser comment un paramètre varie en fonction d'un autre. On peut par exemple observer que  $\phi_D$  et  $\phi_{Rf}$  varient de manière quasi-identique, alors que  $\phi_B$ - $\phi_{Rf}$  et  $\phi_B$ - $\phi_D$  forment plutôt des nuages de points, bien que très concentrés.

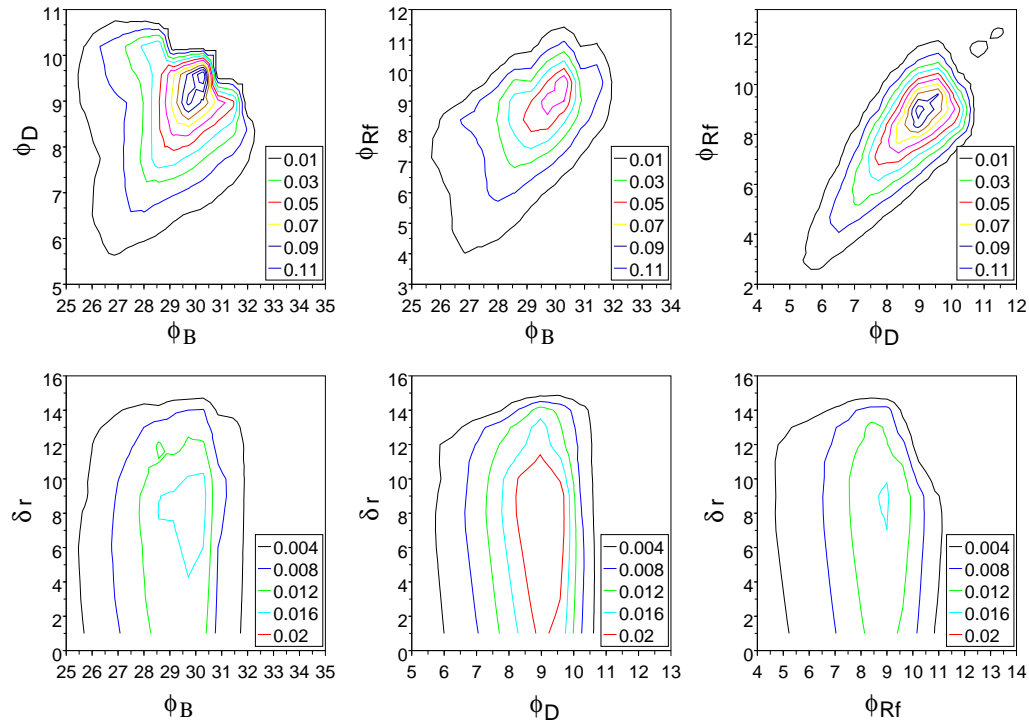


FIG. 3.34 – Probabilité marginale 2D pour chaque couple de paramètres ( $\phi_B$  : coefficient de friction du rétro-chevauchement (en degré),  $\phi_D$  : du décollement (en degré),  $\phi_{Rf}$  : sur la rampe après adoucissement (en degré), et  $\delta_r$  (en mm) : la quantité de glissement à effectuer pour adoucir la rampe).

### Comparaison à des mesures indépendantes

Les propriétés du sable utilisé lors des expériences ont été analysées par Matthias Klinkmüller de l'université de Bern à l'aide d'un anneau de cisaillement

(Klinkmüller et al., 2008). Comme il a été dit dans le chapitre 3.1, ses mesures ont déterminé trois angles de friction : un associé au pic de la contrainte cisailante, de  $33,7^\circ$ , un dynamique, seuil stable après rupture de  $30^\circ$  et un statique, pic après réactivation de  $33^\circ$ . Ces expériences laissent donc supposer un angle de friction interne de  $33^\circ$  et une friction après adoucissement de  $30^\circ$ . Cependant, le dépôt du sable dans l’anneau ne s’est pas fait de la même façon que dans la boîte. La densité du sable dans l’anneau a été mesurée à  $2200 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$  alors qu’elle n’est que de  $1710 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$  dans la boîte. Or, il a été démontré que la friction est sensible à la technique de remplissage (Krantz, 1991 ; Schellar, 2000 et Lohrmann et al, 2003). Par conséquent le pic à  $30,5^\circ$  obtenu pour  $\phi_B$ , légèrement inférieur à la valeur obtenue avec l’anneau ( $33,7^\circ$ ) paraît tout à fait acceptable. Par contre, le pic à  $9,5^\circ$  pour  $\phi_{Rf}$  est assez éloigné des  $30^\circ$  de l’anneau. Il est possible, qu’en plus de l’effet de la variation de densité, le confinement des expériences en anneau, limitant les mouvements verticaux, ait eu tendance à surestimer la friction après adoucissement. Cependant, nous ne savons pas dans quelles mesures la friction avec une surface libre pourrait varier.

Les tests en anneau de cisaillement ne permettent pas de mesurer la friction d’un sable sur un verre. Par conséquent, nous ne possédons pas de référence pour la friction basale  $\phi_D$ . Cependant, le verre ayant été traité au RainX, ces valeurs semblent tout à fait raisonnables. Il apparaît toutefois indispensable de développer un dispositif de mesure. Pour le dernier paramètre  $\delta_r$ , une conclusion majeure s’impose. Peu importe la valeur de  $\delta_r$ , tant qu’elle est comprise entre 0 et 11 mm. En fait, ce qui importe, c’est le seuil de la force atteint par la chute engendrée par l’adoucissement. La longueur de glissement pour cette chute ne semble pas affecter les résultats.

### Marginales 1D de chaque observable

Afin de mieux comprendre ces premiers résultats, les probabilités ont ensuite été analysées en détail. Dans un premier temps, nous avons calculé les probabilités marginales pour une observable à la fois (figure 3.35). Les probabilités ainsi obtenues mettent en évidence l’influence de chaque observable sur les paramètres du modèle. On voit ainsi que le pendage de la 1ère rampe  $\gamma_1$  et le pendage du rétro-chevauchement  $\theta_1$  jouent de manière peu prononcée sur  $\phi_B$  et  $\phi_D$ . Ils n’ont aucune influence sur l’adoucissement que ce soit  $\phi_{Rf}$  ou  $\delta_r$ . Les petites variations observées sont liées au fait qu’on n’ait sélectionné que les observables pour lesquelles deux rampes se soient formées. L’observable  $d$  joue légèrement sur la friction basale  $\phi_D$ . Le pendage de la 2ème rampe  $\gamma_2$  et le pendage du rétro-chevauchement  $\theta_2$  jouent de manière plus importante sur  $\phi_B$  et  $\phi_D$ . La distance entre les deux rampes  $r$ , la durée de vie  $\delta$  et la force poussent  $\phi_B$  vers des va-

leurs relativement fortes. La force pousse également  $\phi_D$  vers de fortes valeurs. Toutes les observables n'ont que relativement peu d'influence sur la friction après adoucissement  $\phi_{Rf}$ . Sauf, la force, qui encore une fois pour  $\phi_{Rf}$  préfère de fortes valeurs. Quant au glissement  $\delta_r$ , seule la distance entre les deux rampes  $r$  et la durée de vie  $\delta$  semblent limiter son extension. Pour résumer, on peut dire que les angles des failles ont une influence sur les probabilités des frictions interne  $\phi_B$  et basale  $\phi_D$ . La force tend toutes les frictions vers des valeurs assez fortes. On peut penser, et on le démontrera par la suite, que c'est elle qui est responsable de la légèreté "bimodalité" des probabilités. On n'observe par contre que très peu d'influence des observables sur l'adoucissement. Cela semble s'expliquer par la géométrie de l'expérience. La longueur de la 1ère rampe est de l'ordre de 1 cm. Le décollement  $a$ , au contraire, une surface basale de 16 cm. On peut donc comprendre qu'il induise de plus fortes contraintes sur les probabilités.  $\phi_D$  se trouve ainsi mieux défini que  $\phi_{Rf}$ .

Pour estimer l'effet de la force sur les probabilités marginales 1D, nous avons fait un calcul en ignorant la force. La figure 3.36 montre les résultats obtenus. La bimodalité disparaît et les probabilités augmentent pour les valeurs faibles de friction. La probabilité ainsi obtenue pour  $\phi_{Rf}$  devient assez incohérente. La force apporte donc une information orthogonale, particulièrement riche.

### Ecarts observables/prédictions

Pour finir, c'est la fonction coût que nous avons voulu visualiser. On pourra ainsi estimer la 'distance' moyenne, intégrée, entre les données observées et les données calculées. La figure 3.37 montre les résultats de la fonction coût marginale 1D. De la même façon, pour visualiser une fonction à quatre dimensions, nous avons dû intégrer les trois autres. Les différences les plus faibles s'observent autour de 23. Sachant que l'unité représente d'une certaine façon  $1 \sigma$ , la distance d'une déviation standard, les meilleurs intégrations donnent l'ensemble de l'espace des données calculées situé à 23 déviations standards des données observées. L'espace des données étant constitué de 8 dimensions, cette intégration donne donc une distance moyenne de  $3 \sigma$  entre une donnée observée et une donnée calculée.

#### 3.3.3.4 Conclusion

Pour conclure, bien que ce type de travail ait déjà été effectué par Maillot et al. (2006) dans le cadre stationnaire de l'étude du pendage d'un rétro-chevauchement, ce travail constitue la première étude par inversion de l'évolution cinématique d'une expérience en boîte à sable. Et bien que les résultats ici présentés soient seulement des résultats intermédiaires et nécessitent une étude plus approfondie.

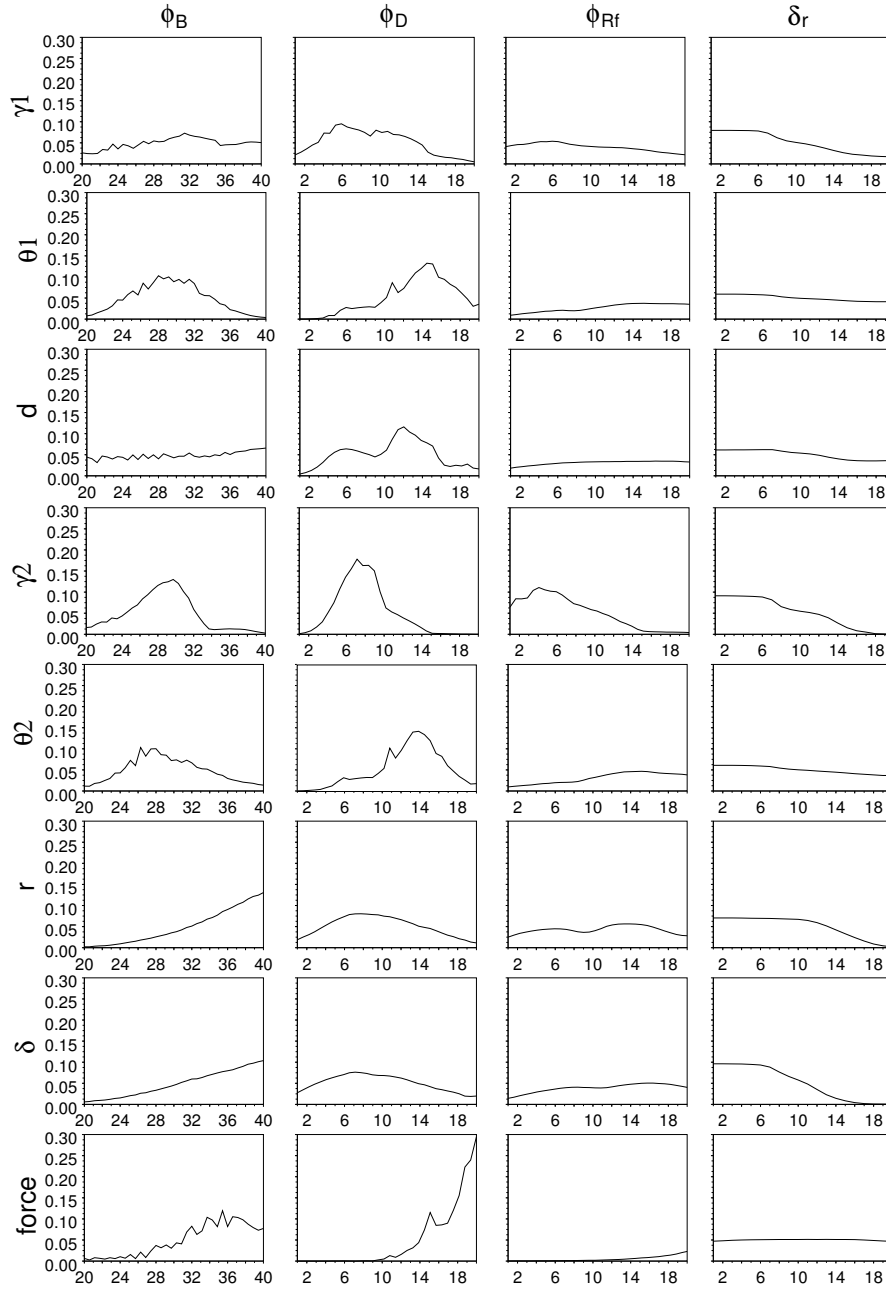


FIG. 3.35 – Probabilités marginales obtenues en calculant la fonction coût d’une seule observable à la fois.  $\phi_B$  : coefficient de friction du rétro-chevauchement (en degré),  $\phi_D$  : du décollage (en degré),  $\phi_{Rf}$  friction de la rampe après adoucissement (en degré),  $\delta_r$  : quantité de glissement à effectuer pour adoucir la rampe (en mm). Observables :  $\gamma_1$  : pendage 1ère rampe,  $\theta_1$  : pendage 1er rétro,  $d$  : distance 1ère rampe,  $\gamma_2$  : pendage 2ème rampe,  $\theta_2$  : pendage 2ème rétro,  $r$  : distance 1ère-2ème rampes,  $\delta$  : durée de vie 1ère rampe, et la force.

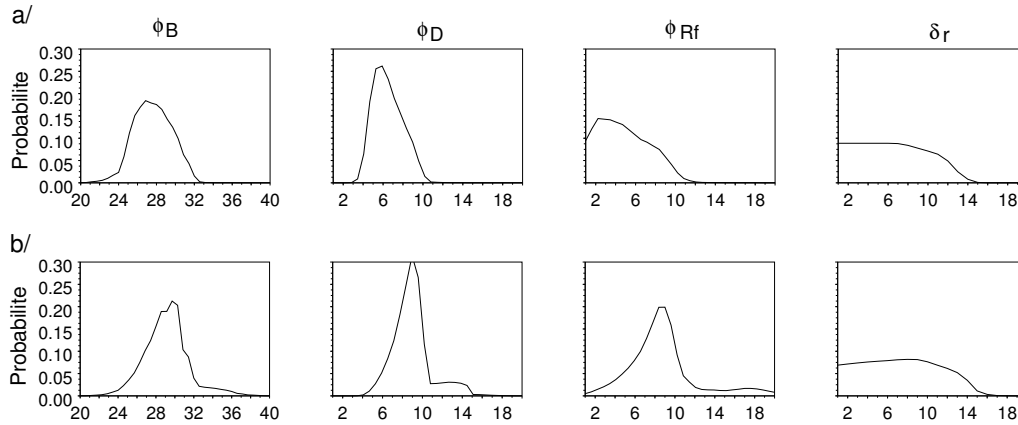


FIG. 3.36 – Probabilités marginales 1D sans tenir compte de la force a/, et avec la force b/. La force apporte une information orthogonale, et augmente les probabilités des fortes valeurs pour les coefficients de friction ( $\phi_B$  : coefficient de friction du rétro-chevauchement (en degré),  $\phi_D$  : du décollement (en degré),  $\phi_{Rf}$  sur la rampe après adoucissement (en degré), et  $\delta_r$  : la quantité de glissement à effectuer pour adoucir la rampe (en mm)).

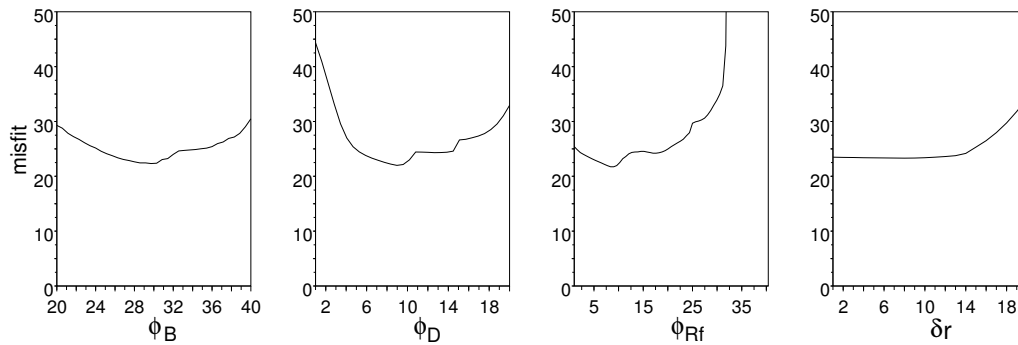


FIG. 3.37 – Résultats de la fonction coût 1D (= misfit,  $\phi_B$  : coefficient de friction du rétro-chevauchement,  $\phi_D$  : du décollement,  $\phi_{Rf}$  sur la rampe après adoucissement, et  $\delta_r$  : la quantité de glissement à effectuer pour adoucir la rampe).

die, ils sont cependant assez encourageants et prometteurs quand à la richesse des informations qui peuvent en être tirées. En effet, si l'adoucissement important observé reste encore assez énigmatique, les valeurs de friction basale et interne semblent tout à fait correctes. Compte tenu de la différence des conditions expérimentales entre l'anneau de cisaillement et la boîte, la différence de  $3^\circ$  sur la friction interne semble tout à fait raisonnable. Pour mieux visualiser l'accord entre données observées et calculées, nous avons superposé sous forme d'une coupe les résultats de l'analyse statistique à la simulation donnant la fonction coût la plus faible (figure 3.38,  $M(\phi_B, \phi_D, \phi_{Rf}, \delta_r)=16$ , avec  $\phi_B = 30.3^\circ$ ,  $\phi_D = 9.6^\circ$ ,  $\phi_{Rf} = 9.6^\circ$ , et  $\delta_r = 14\text{ mm}$ ). On peut ainsi voir que les angles des failles prédits se trouvent à une distance de  $1\sigma$  des mesures. Pour les distances  $d$  et  $r$  l'écart est plus important, de l'ordre de  $2\sigma$  pour  $d$  et  $3\sigma$  pour  $r$ . La durée de vie, non représentée sur la coupe, se situe à moins d' $1\sigma$  de la mesure. C'est sur la force que l'écart est le plus important, de l'ordre de  $6\sigma$ . C'est certainement dans cette différence que repose la clé du problème sur  $\phi_{Rf}$ . Par conséquent, la suite de ce travail va prendre deux directions. Premièrement, pour pouvoir justifier ou expliquer au mieux ces résultats, une fine analyse doit être poursuivie. Il nous faudra absolument comprendre pourquoi cette différence sur la force est si importante. La cinématique qui a été choisie dans le problème direct est celle d'un pli de rampe. Il faudra peut être la changer en faveur d'une cinématique de pli de propagation, plus fidèle à l'expérience. Ceci changera peut être le relief formé améliorant ainsi le  $\sigma$  de  $r$ . Deuxièmement, de nouvelles mesures expérimentales des paramètres de friction, réalisées dans les mêmes conditions que les expériences s'avèrent indispensables. Il faudra développer un dispositif qui permette de mesurer la friction du verre sur le sable et l'adoucissement d'une faille émergente sur une surface libre.

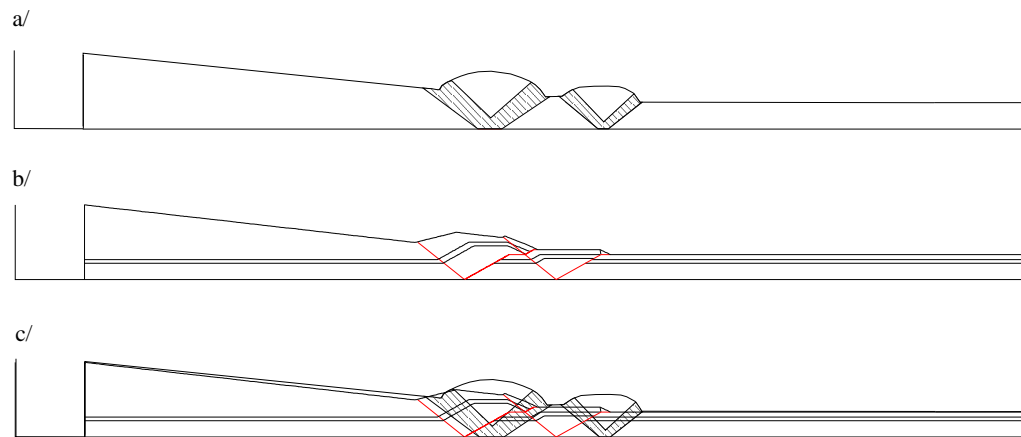


FIG. 3.38 – Comparaison données observées données calculées sous forme de coupe à l'état final des expériences pour les prédictions se trouvant à  $16\sigma$  des mesures. a/ Données observées, résultats de la modélisation statistique, le relief ici présenté n'est pas le résultat d'une analyse statistique, il provient d'une seule expérience, b/ données calculées, prédictions avec l'approche externe, c/ superposition des résultats. Les angles semblent être correctement reproduits. La distance  $r$  calculée se trouve à plus de  $2\sigma$  de la donnée observée.

### 3.4 Annexes

#### Annexe 1 : Figures complémentaires

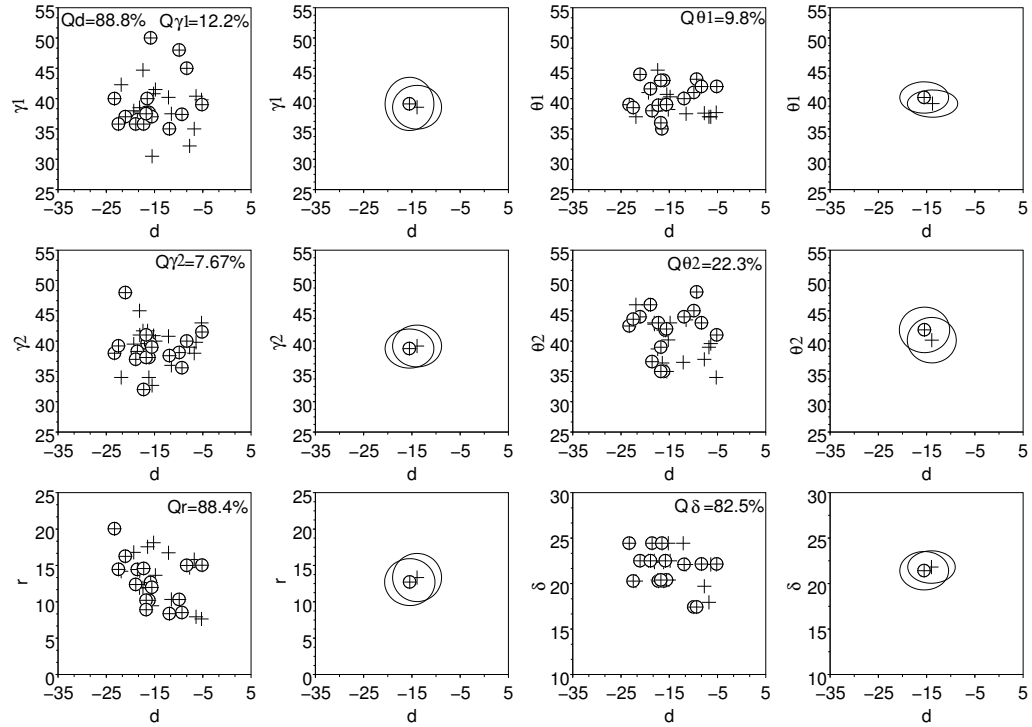


FIG. 3.39 – Comparaison des bords droits (3 coupes de droites) et gauches (3 coupes de gauche) de la boîte. Les moyennes et déviations standards sont très proches pour toutes les observables. On observe un léger décalage pour  $d$  de l'ordre de 1 à 2 mm.



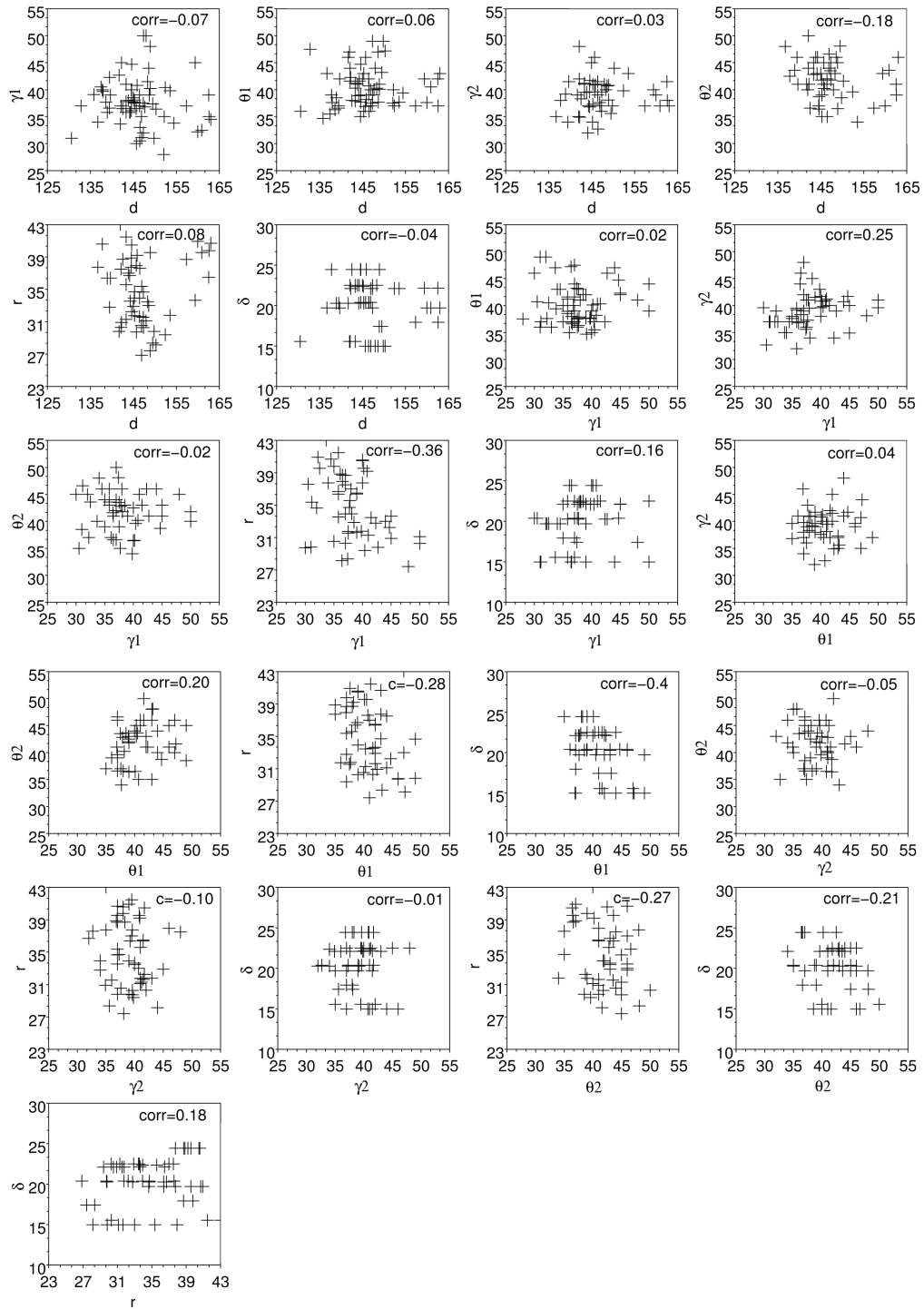


FIG. 3.40 – Graphes 2D des observables non-corrégées : les graphes  $r - \gamma_1$  et  $r - \theta_2$  présentent une corrélation plus importante : 36 et 27% respectivement. Ces valeurs descendent à 10 et 7% après correction.

## Annexe 2 : Compilation des expériences

Commentaires avant expce :	EXPCE	DATE	CONFIG.	PARAMETRES GEOMETRIQUES						PARAM. PHYSIQUES	
				alpha	beta	hauteur du wedge 15mm pour la base + 25mm pour le prisme	longueur wedge	longueur initiale	longueur finale	friction int : type de sable	friction basale : traite? billes?
Premier essai, géométrie pour laquelle le prisme est estimé sur-critique.	1	01/09/06	A	6°	0°		176mm	403mm	354mm	sable GA 39	1mm de billes de verre à la base
Essai sans bille de verre moteur plus lent	2		A	6°	0°	15-25mm	176mm	403mm	369mm	sable GA 39	pas de traitement, pas de bille de verre
Essai avec pendage du décollement non-nul changement de jauges	3		A	6°	1,5°	15-25mm	176mm	403mm	359mm	sable GA 39	1mm de billes de verre à la base
Essai avec pendage du décollement non-nul Essai sans bille de verre	4	06/10/06	A	6°	1,5°	15-25mm	176mm	415mm	352mm	sable GA 39	pas de traitement, pas de bille de verre
Répétition expce 3	5		A	6°	1,5°	15-25mm	176mm	405mm	355mm	sable GA 39	1mm de billes de verre à la base
Nouveau sable et semeuse ! alpha plus fort pour s'assurer que sur-critique	6	28/05/07	A	8° mais erreur	0°	15-25mm	176mm	407mm	365,5	CV32 neuf mais pas tamisé	pas de traitement sable sur verre
traitement des bords au rainix pour diminuer effet de bords	7	30/05/07	A	8° mais erreur	0°	15-25mm	176mm	401mm	360mm	CV32 neuf tamisé	pas de traitement sable sur verre
wedge moins épais pour diminuer effet de bord	8	31/05/07	A	8°	0°	9+17mm	121mm	397mm	365mm	CV32	pas de traitement sable sur verre
essai en configuration B. expérience réalisée par Bertrand M.	9	06/06/07	B	8°	0°	16-34mm	239mm	393mm	348mm	CV32	pas de traitement sable sur verre
idem que expce 8 mais en config. B	10	07/06/07	B	8°	0°	9+17mm	121mm	402mm	373mm	CV32	pas de traitement sable sur verre
essai avec bille de verre à la base	11	08/07/07	B	8°	0°	9+17mm	121mm	398mm	336mm	CV32 récupéré	pas de traitement 1mm de billes de verre à la base
essai avec couche plus fine de bille de verre	12	12/07/07	B	8°	0°	9+17mm	121mm	399mm	340mm	CV32 récupéré	pas de traitement 0,3-0,5mm de billes de verre
essai avec mélange bille et sable	13	13/07/07	B	8°	0°	9+17mm	121mm	405mm	365mm	CV32 récupéré	pas de traitement 1mm de 1/2 billes 1/2 sable en poids
essai avec rainix	14	14/07/07	B	8°	0°	9+17mm	121mm	395mm	367mm	CV32 récupéré	traitement rainix sable sur verre
même expce pour vérification du landward	15	15/07/07	B	8°	0°	9+17mm	121mm	395mm	367mm	CV32 neuf (tamisé)	traitement rainix sable sur verre
même expce mais en config. A pour voir si effets des bord responsable du landward	16	20/07/07	A	8° attent pb semeuse	0°	9+17mm	121mm	395mm	367,5mm	CV32 neuf (tamisé)	traitement rainix sable sur verre
même expce pour être sûre du landward mesure à vide de la force avant remplissage	17	25/06/07	A	8°	0°	9+17mm	121mm	370mm	343mm	CV32	Traitement rainix sable sur verre
réarrangement tamisé (sur un cadre désormais)	18	26/06/07	A	8°	1°	9+17mm	107mm	370mm	344mm	CV32	Traitement rainix sable sur verre
refaire expce 17	19	02/07/07	A	8°	0°	9+17mm	121mm	370mm	?	CV32	Traitement rainix sable sur verre
réarrangement tamisé + et du cache noir pour remplissage	20	03/07/07	A	8°	0°	9+17mm	121mm	370mm	?	CV32	Traitement rainix sable sur verre
augmentation de alpha pour s'attiranchir du landward	21	04/07/07	A	9°	0°	9+17mm	107mm	370mm	347mm	CV32	Traitement rainix sable sur verre
augmentation de alpha pour s'attiranchir du landward	22	05/06/07	A	10°	0°	9+17mm	96mm	370mm	?	CV32	Traitement rainix sable sur verre
rainix appliqué dans autre sens pour voir effet	23	06/06/07	A	10°	0°	9+17mm	96mm	370mm	340mm	CV32	Traitement rainix sable sur verre
amélioration du cadre de remplissage essai avec alpha=6°	24	09/06/07	A	6°	0°	9+17mm	162mm	370mm	338mm	CV32	Traitement rainix sable sur verre
glycérine sur tissu aux bord des plaques recherche du alpha critique pour config. A	25	09/06/07	A	5°	0°	9+17mm	194mm	370mm	340mm	CV32	Traitement rainix sable sur verre
recherche du alpha critique pour config. A	26	09/06/07	A	4°	0°	9+17mm	243mm	370mm	340mm	CV32	Traitement rainix sable sur verre
recherche du alpha critique pour config. A	27	11/06/07	A	3°	0°	9+9mm !!	171mm	370mm	342mm	CV32	Traitement rainix sable sur verre
recherche du alpha critique pour config. A	28	11/06/07	A	2°	0°	9+9mm !!	257mm	370mm	?	CV32	Traitement rainix sable sur verre
recherche du alpha critique pour config. B	29	12/06/07	B	5°	0°	9+17mm	194mm	370mm	340mm	CV32	Traitement rainix sable sur verre
recherche du alpha critique pour config. B	30	13/06/07	B	3°	0°	9+9mm !!	171mm	370mm	340mm	CV32	Traitement rainix sable sur verre
recherche du alpha critique pour config. B	31	13/06/07	B	2°	0°	9+9mm !!	257mm	370mm	355mm	CV32	Traitement rainix sable sur verre

FIG. 3.41 – Première partie

		MATÉRIEL		RÉSULTATS		COMMENTAIRES POUR LA SUITE	
friction bords : traite? mat. pour remplissage		jauges	vitesse moteur				
aucun traitement	raclette	plaq. 3 voie 1 côté toe pla 4 voie 2 côté backst.	1,58mm/s	Expérience arrêtée lorsque 2ème faille bien formée Prisme sur-critique Effets des bords important, faille non-régulière.		faire une vidéo de la surface, vitesse du moteur trop forte.	
aucun traitement	raclette	plaq. 3 voie 1 côté toe pla 4 voie 2 côté backst.	0,52mm/s	Expérience arrêtée lorsque 2ème faille bien développée. Mesure des forces plus nette. Prisme sous-critique. 1ère faille se divise en pls branches		améliorer le système de jauges	
aucun traitement	raclette	pla. 1 voie 1 côté toe pla. 2 voie 2 côté backst.	0,52mm/s	Expérience arrêtée lorsque 2ème faille bien développée mais pb de caméra Prisme sur-critique. Failles très irrégulières, se divise en pls branches			
aucun traitement	raclette	pla. 1 voie 1 côté toe pla. 2 voie 2 côté backst.	0,52mm/s	Expérience arrêtée lorsque 2ème faille bien développée. Prisme sur-critique Failles irrégulières, se divise en pls branches			
aucun traitement	raclette	pla. 1 voie 1 côté toe pla. 2 voie 2 côté backst.	0,52mm/s	Expérience arrêtée lorsque 2ème faille bien développée. Prisme sur-critique Failles irrégulières, se divise en pls branches		Changer de sable pour améliorer régularité des failles Terminer construction de la semeuse pour améliorer technique de remplissage	
pas de traitement	semeuse	pla. 1 voie 1 côté toe pla. 2 voie 2 côté backst.	0,418mm/s	erreur dans la alpha, la vitesse du moteur (0,418) wedge très épais		Tamiser le sable, traiter les murs au rainix mieux serrer la boîte	
rainix	semeuse	pla1 voie 1 côté backs. pla2 voie 2 toe	0,52mm/s	boîte mieux serrée, rainix diminue friction des bords : faille moins courbées erreur dans la alpha, dans la mesure de la force pic de la plaque 2 au départ car a boughé		construire wedge moins épais pour diminuer effets de bord	
rainix	semeuse	pla. 1 voie1 backs. pla2 voie 2 toe	0,52mm/s	failles moins courbes plaque 2 bouge un peu au départ, attention sur la force.		wedge moins épais adopté essayer configuration B.	
rainix	semeuse	pla. 1 voie1 backs. pla2 voie 2 toe	0,52mm/s	Wedge trop épais 2ème rampe apparaît près de la 1ère		le wedge doit être moins épais	
rainix	semeuse	pla. 1 voie1 backs. pla2 voie 2 toe	0,52mm/s	essayer de diminuer la friction basale			
rainix	semeuse	pla. 1 voie1 backs. pla2 voie 2 toe	0,52mm/s	bcp trop de 'sédimentation syntectonique' différent de notre modèle cinématique. (trop d'adoucissement sur la rampe, avec les billes qui passent dedans) pli de propagation, hanging wall : pli pas de bakthrust		trop de billes de verre entraînée dans la rampe. A diminuer	
rainix	semeuse	pla. 1 voie1 backs. pla2 voie 2 toe	0,52mm/s	bcp trop de 'sédimentation syntectonique' pli de propagation, hanging wall : pli pas de bakthrust		encore trop de billes de verre entraînée dans la rampe. A diminuer	
rainix	semeuse	pla. 1 voie1 backs. pla2 voie 2 toe	0,52mm/s	bcp trop de 'sédimentation syntectonique' pli de propagation, hanging wall : cette fois bakthrust		abandonner les billes de verre	
rainix	semeuse	pla. 1 voie1 backs. pla2 voie 2 toe	0,52mm/s	avec rainix plus de pb d'adoucissement très fort de la rampe (expcpe assez moche, effet friction des bords assez fort) landward au milieu de la boîte, seaward sur las bords!!! config B landward au milieu de la boîte, seaward sur las bords!!! config B		rainix à la base pour coeff friction basale faible désormais	
rainix	semeuse	pla. 1 voie1 backs. pla2 voie 2 toe	0,52mm/s	landward sur toute la boîte config A		Chercher cause landward	
rainix	semeuse	pla. 1 voie 1 côté toe pla2 voie 2 toe	0,52mm/s	pb avec semeuse trous pas en face certain pb d'épaisseur !! (expcpe assez moche)		Faire une mesure à vide de la force avant remplissage	
rainix	semeuse	pla. 1 voie 1 côté toe pla2 voie 2 toe	0,52mm/s	landward sur toute la boîte config A		mesure à vide de la force à partir de cette expérience QUESTION : LANDWARD POUR UN RANGE SERRE DE ALPHA?	
rainix	semeuse	pla. 1 voie 1 côté toe pla2 voie 2 toe	0,52mm/s	seaward normale sur toute la boîte config A		REPONSE : APPAREMMENT OUI :	
rainix	semeuse	pla. 1 voie 1 côté toe pla2 voie 2 toe	0,52mm/s	seaward normale sur toute la boîte config A alors que idem que expce 17?!! inversion des câbles des jauges pas exploitable pour la force !!!		expcpe ratée à refaire	
rainix	semeuse	pla. 1 voie 1 côté toe pla2 voie 2 toe	0,52mm/s	inversion des câbles des jauges pas exploitable pour la force !!!		expcpe ratée à refaire Augmenter le alpha	
rainix	semeuse	pla. 1 voie 1 côté toe pla2 voie 2 toe	0,52mm/s	1ère rampe : land, 2ème sea, 3ème arrière, 4ème avt moitié de la boîte en landward, l'autre en seaward pb avecserre joint de plaque 1: racle la plaque oublié d'enlever le scotch : ratée!!! moitié de la boîte en landward, l'autre en seaward		regler pb de teneur	
rainix	semeuse	pla. 1 voie 1 côté toe pla2 voie 2 toe	0,52mm/s	que du seaward		effet?	
rainix	semeuse	pla. 1 voie 1 côté toe pla2 voie 2 toe	0,52mm/s	démonstration div grpe, pas de photos			
rainix	semeuse	pla. 1 voie 1 côté toe pla2 voie 2 toe	0,52mm/s	casse à l'avt		Diminuer alpha	
rainix	semeuse	pla. 1 voie 1 côté toe pla2 voie 2 toe	0,52mm/s	casse à l'avt		Diminuer alpha	
rainix	semeuse	pla. 1 voie 1 côté toe pla2 voie 2 toe	0,52mm/s	casse à l'avt (petite faille à l'arrière certainement due à la marche)		Diminuer alpha	
rainix	semeuse	pla. 1 voie 1 côté toe pla2 voie 2 toe	0,52mm/s	1ère rampe à l'avt suivante à l'arrière : on touche le alpha critique LE ALPHA CRITIQUE DOIT ÊTRE A 1,5° EN CONFIG A			
rainix	semeuse	pla. 1 voie 1 côté toe pla2 voie 2 toe	0,52mm/s	RECHERCHE DU ALPHA CRITIQUE A PARTIR DE CETTE EXPCPE EN CONFIGURATION E casse à l'avt		Diminuer alpha	
rainix	semeuse	pla. 1 voie 1 côté toe pla2 voie 2 toe	0,52mm/s	1ère rampe à l'avt suivante à l'arrière : on touche le alpha critique devt d'une petite faille à l'arrière : certainement due à la marche		Diminuer alpha	
rainix	semeuse	pla. 1 voie 1 côté toe pla2 voie 2 toe	0,52mm/s	casse à l'arrière LE ALPHA CRITIQUE DOIT ÊTRE COMPRIS ENTRE 2° ET 3° EN CONFIG B			

FIG. 3.42 – Deuxième partie

Commentaires avant expo :		EXPO	DATE	CONFIG.	PARAMETRES GEOMETRIQUES			PARAM. PHYSIQUES		MATERIEL						
				alpha	bata	haut. du wedge	long.wedge	long. int.	long. in.	Type de sable	friction biseau : traite? Billes? traite?	friction bords : traite?	mat. pour remplissage	jauges	vitesse moteur	
<b>EXPERIENCE POUR ANALYSE STATISTIQUE</b> tissu sur bords des plaques avant et arrière pour empêcher le passage du sable grès sur le tissu		1.1	16/07/07	b	6°	0°	9+17mm	162mm	370mm	340MM	CV32	rainix sable sur verre	rainix	semouse	pla. 1 voie 1 côté toe pla. 2 voie 2 côté backst.	0.52mm/s
		1.2	24/07/07	b	6°	0°	9+17mm	162mm	370mm	340MM	CV32	rainix sable sur verre	rainix	semouse	pla. 1 voie 1 côté toe pla. 2 voie 2 côté backst.	0.52mm/s
		1.3	24/07/07	b	6°	0°	9+17mm	162mm	370mm	340MM	CV32	rainix sable sur verre	rainix	semouse	pla. 1 voie 1 côté toe pla. 2 voie 2 côté backst.	0.52mm/s
		1.3	26/07/07	b	6°	0°	9+17mm	162mm	370mm	340MM	CV32	rainix sable sur verre	rainix	semouse	pla. 1 voie 1 côté toe pla. 2 voie 2 côté backst.	0.52mm/s
		1.4	27/07/07	b	6°	0°	9+17mm	162mm	370mm	340MM	CV32	rainix sable sur verre	rainix	semouse	pla. 1 voie 1 côté toe pla. 2 voie 2 côté backst.	0.52mm/s
		1.5	13/09/07	b	6°	0°	9+17mm	162mm	369mm	339MM	CV32	rainix sable sur verre	rainix	semouse	pla. 1 voie 1 côté toe pla. 2 voie 2 côté backst.	0.52mm/s
		1.5	27/09/07	b	6°	0°	9+17mm	162mm	367mm	337MM	CV32	rainix sable sur verre	rainix	semouse	pla. 1 voie 1 côté toe pla. 2 voie 2 côté backst.	0.52mm/s
		1.7	01/10/07	b	6°	0°	9+17mm	162mm	369mm	339MM	CV32	rainix sable sur verre	rainix	semouse	pla. 1 voie 1 côté toe pla. 2 voie 2 côté backst.	0.52mm/s
		1.1	05/08/07	A	6°	0°	9+17mm	162mm	369mm	340MM	CV32	rainix sable sur verre	rainix	semouse	pla. 1 voie 1 côté toe pla. 2 voie 2 côté backst.	0.52mm/s
		1.2	06/08/07	A	6°	0°	9+17mm	162mm	369mm	340MM	CV32	rainix sable sur verre	rainix	semouse	pla. 1 voie 1 côté toe pla. 2 voie 2 côté backst.	0.52mm/s
		1.3	07/08/07	A	6°	0°	9+17mm	162mm	370mm	340MM	CV32	rainix sable sur verre	rainix	semouse	pla. 1 voie 1 côté toe pla. 2 voie 2 côté backst.	0.52mm/s
		1.4	12/09/07	A	6°	0°	9+17mm	162mm	370mm	340MM	CV32	rainix sable sur verre	rainix	semouse	pla. 1 voie 1 côté toe pla. 2 voie 2 côté backst.	0.52mm/s
		1.5	13/09/07	A	6°	0°	9+17mm	162mm	370mm	340MM	CV32	rainix sable sur verre	rainix	semouse	pla. 1 voie 1 côté toe pla. 2 voie 2 côté backst.	1/4 de tour !!!!
		1.6	17/09/07	A	6°	0°	9+17mm	162mm	370mm	340MM	CV32	rainix sable sur verre	rainix	semouse	pla. 1 voie 1 côté toe pla. 2 voie 2 côté backst.	0.52mm/s
		2.1	25/07/07	b	7°	3°	9+17mm	96mm	370mm	338.5MM	CV32	rainix sable sur verre	rainix	semouse	pla. 1 voie 1 côté toe pla. 2 voie 2 côté backst.	0.52mm/s
		2.1	29/07/07	b	7°	3°	9+17mm	96mm	370mm	340MM	CV32	rainix sable sur verre	rainix	semouse	pla. 1 voie 1 côté toe pla. 2 voie 2 côté backst.	0.52mm/s
		2.2	25/07/07	b	7°	3°	9+17mm	96mm	370mm	339.5MM	CV32	rainix sable sur verre	rainix	semouse	pla. 1 voie 1 côté toe pla. 2 voie 2 côté backst.	0.52mm/s
		2.2	04/08/07	b	7°	3°	9+17mm	96mm	370mm	340MM	CV32	rainix sable sur verre	rainix	semouse	pla. 1 voie 1 côté toe pla. 2 voie 2 côté backst.	0.52mm/s
		2.3	26/07/07	b	7°	3°	9+17mm	96mm	370mm	332MM	CV32	rainix sable sur verre	rainix	semouse	pla. 1 voie 1 côté toe pla. 2 voie 2 côté backst.	0.52mm/s
		2.1	08/08/07	A	7°	3°	9+17mm	96mm	370mm	340MM	CV32	rainix sable sur verre	rainix	semouse	pla. 1 voie 1 côté toe pla. 2 voie 2 côté backst.	0.52mm/s
		2.2	08/08/07	A	7°	3°	9+17mm	96mm	370mm	340MM	CV32	rainix sable sur verre	rainix	semouse	pla. 1 voie 1 côté toe pla. 2 voie 2 côté backst.	0.52mm/s

## Chapitre 4

# La mécanique au secours des incertitudes cinématiques

Ce dernier chapitre a pour but d'appliquer la théorie de l'analyse limite à une structure réelle. Trois approches étaient envisageables. La première consistait à prédire l'évolution d'une structure. Dans ce cas, il aurait été nécessaire de connaître au préalable les paramètres rhéologiques de la structure étudiée. La seconde approche possible consistait à déduire de la géométrie les paramètres rhéologiques de la structure. C'est le travail qui a été mené dans la 2ème partie sur le prisme de Nankai.

La troisième approche consiste à comparer différents scénarios cinématiques possibles. En effet, il est bien connu qu'un état final peut être expliqué par plusieurs modèles cinématiques. L'idée est de comparer les forces requises par les divers scénarios et de déterminer dans quelles conditions ils peuvent être favorisés. C'est cette approche que nous allons maintenant développer. C'est en Argentine, dans la chaîne d'avant-pays des Andes centrales sud, située sur le bord ouest du bassin de Neuquén et nommée l'Agrio, que nous allons établir notre terrain d'étude. Il existe en effet pour la zone nord de cette chaîne, au niveau des plis du Tromen et du Pampa Tril, plusieurs hypothèses cinématiques faisant l'objet de discussions. Une de ces hypothèses est en faveur de failles de socle. Dans une seconde hypothèse, c'est un décollement plus superficiel, situé dans le substratum, qui est proposé pour expliquer la morphologie particulière de ces plis. Ce sont ces deux hypothèses que nous nous proposons de tester.

Ce travail a pu être réalisé grâce à la collaboration de Total Austral, qui en plus de m'emmener sur le terrain, m'a fourni des lignes sismiques, des données de puits, des données gravimétriques, électromagnétiques, et leurs interprétations structurales. Le chapitre qui suit est basé sur le rapport que je leur ai rendu à la

fin de mon travail. Cependant, pour des raisons de confidentialité, je n'ai pu reporté toutes leurs données dans mon mémoire de thèse. Je ne ferai donc référence qu'aux données publiées.

## 4.1 Introduction

Le bassin de Neuquén, situé entre 32°S et 40°S, couvre 120000  $km^2$  et contient plus de 5000 m de sédiments continentaux et marins déposés entre le Trias Supérieur et le début du Cénozoïque. C'est le plus grand bassin pétrolier de l'Argentine et par conséquent une des régions les plus étudiées. La limite ouest du bassin est incorporée dans la chaîne d'avant-pays des Andes, la chaîne de l'Agrio (Ramos, 1977) ainsi que dans la Cordillera Principale (figure 4.3). L'Agrio est composée de 2 zones, nord et sud, séparées par le linéament de Las Cortaderas (figure 4.1). La partie sud est bien connue, plusieurs coupes contraintes par la sismique ont déjà été publiées. D'après Zapata et al., le style de déformation serait de type thick-skinned (tectonique de socle) pour cette région. La zone nord, quant à elle, est en grande partie recouverte par le volcan Tromen et ses coulées (figure 4.1). La partie est de la chaîne présente une géométrie assez particulière. Le volcan Tromen semble culminé au sommet d'un anticlinal formé par un chevauchement de forme arqué. Au front de ce chevauchement, on trouve une autre structure anticlinale, plate, de taille plus modeste, le Pampa Tril (figure 4.1). Le front de chaîne se finit en zone triangulaire, le Pampa Tril plongeant sous le synclinal de Huantraico (figure 4.1). Les études sismiques de la région n'ont apporté que peu d'informations sur la structure en profondeur. L'ensemble de la région n'est donc défini que par des données de surface et une ligne sismique située au niveau de la zone triangulaire. Plusieurs hypothèses cinématiques ont été avancées pour expliquer ces plis. Néanmoins, deux d'entre elles semblent se détacher. La première est en faveur d'une continuité du style de déformation du Nord au Sud, et donc en faveur de failles de socle. La seconde propose un décollement plus superficiel, situé dans le substratum. Elle s'appuie sur des expériences analogiques réalisées par Galland et al. (2007), expliquant la forme arquée du chevauchement comme l'interaction entre chambre magmatique et faille. Le but de ce travail est d'évaluer les forces requises par chacun de ces scénarios. On pourra ainsi déterminer dans quelles mesures l'un ou l'autre peuvent être favorisé. Cependant, le principe de l'approche externe étant d'introduire de la mécanique dans un modèle géométrique, la première étape de ce travail consiste à construire des coupes géologiques pour chacune de ces hypothèses. Pour les construire, nous nous sommes basés sur une étude morphologique de la région, appuyée d'une étude de terrain, et d'une synthèse bibliographique. Avant de décrire plus en détail la chaîne de l'Agrio, commençons par la resituer dans son contexte géodynamique.

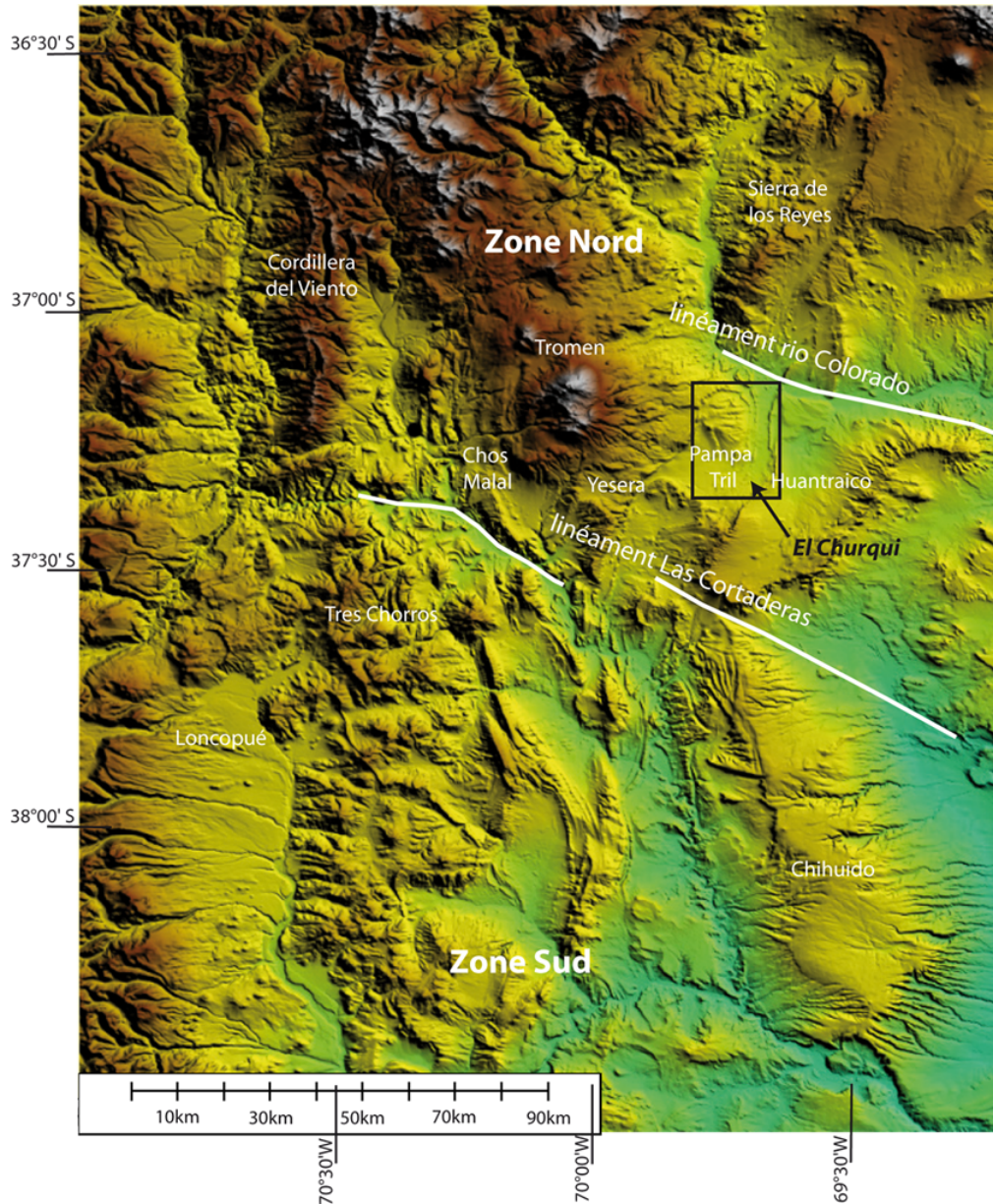


FIG. 4.1 – Modèle numérique de terrain de la chaîne de l'Agrio. Localisation du linéament de Las Cortaderas séparant en une zone nord et une zone sud la chaîne de l'Agrio, du volcan Tromen et de l'anticlinal Pampa Tril.



## 4.2 Les Andes Centrales Sud

La cordillère des Andes est une des plus grandes chaînes de montagne sur Terre et l'exemple type d'une marge continentale active. Elle s'étend sur plus de 8000 km de long, jusqu'à 600 km en largeur et ses plus hauts sommets culminent à plus de 6500 m. Notre zone d'étude se situe donc dans Les Andes Centrales Sud (ou Nord Patagoniennes) entre 36°S et 42°S (Hervé, 1994) (figure 4.2). Elles correspondent à une zone de transition entre les Andes Centrales, formées par la subduction des plaques Nazca et Farallon sous la plaque Amérique du Sud, où l'altitude moyenne est de 4000 m et où la largeur de la chaîne peut atteindre 800 km, et les Andes Patagoniennes, formées par la subduction de la plaque Antarctique, où l'altitude moyenne est inférieure à 1000 m et la largeur de 300 km. Dans ce domaine, la vitesse de convergence des plaques Nazca/Amérique du sud est été évaluée à  $66 \text{ mm} \cdot \text{an}^{-1}$  (Angermann et al., 1999) par le GPS et à une moyenne de  $80 \text{ mm} \cdot \text{an}^{-1}$  sur les 5 derniers millions d'années (Somoza, 1998). On reconnaît 4 unités structurales principales (figures 4.3, et 4.4) :

- la Cordillera Côtière, prisme d'accrétion permo-triassique au Sud (38,2°S) et arc magmatique paléozoïque au Nord de cette latitude (Hervé, 1988),
- La Vallée Longitudinale, bassin d'avant-arc volcano-sédimentaire d'âge oligo-miocène et recouvert de sédiments plio-quadernaire,
- la Cordillère Principale formée par l'arc magmatique méso-cénozoïque et par des bassins intra-arc volcano-sédimentaires,
- et un bassin intra-cratonique en position d'arrière-arc remplis de sédiments mésozoïques : le bassin de Neuquén, bordé à l'Ouest d'une chaîne d'avant-pays : L'Agrio.

## 4.3 Etude morphologique

### 4.3.1 Unités stratigraphiques majeures

Le bassin de Neuquén contient plus de 5000 m de sédiments accumulés du Trias au Tertiaire. La sédimentation mésozoïque peut être subdivisée en 7 séquences majeures : les groupes Pré-Cuyo (Jurassique Inférieur), Cuyo (Jurassique Inférieure-Moyen), Lotena (Jurassique Moyen), Mendoza (Jurassique Supérieur-Crétacé Inférieur), Rayoso (Crétacé Moyen), le Neuquén (Crétacé Supérieur) et Malargüe (Crétacé-Tertiaire)(figure 4.5). Le groupe du Choiyoi, composé de roches volcano-clastiques légèrement métamorphisées du Trias Supérieur, est considéré comme le substratum du bassin. Le groupe Pré-Cuyo est également composé de roches volcano-clastiques ayant été déposées dans des demis-grabens isolés, il est limité à sa base et au sommet par deux discordances. Les groupes suivants

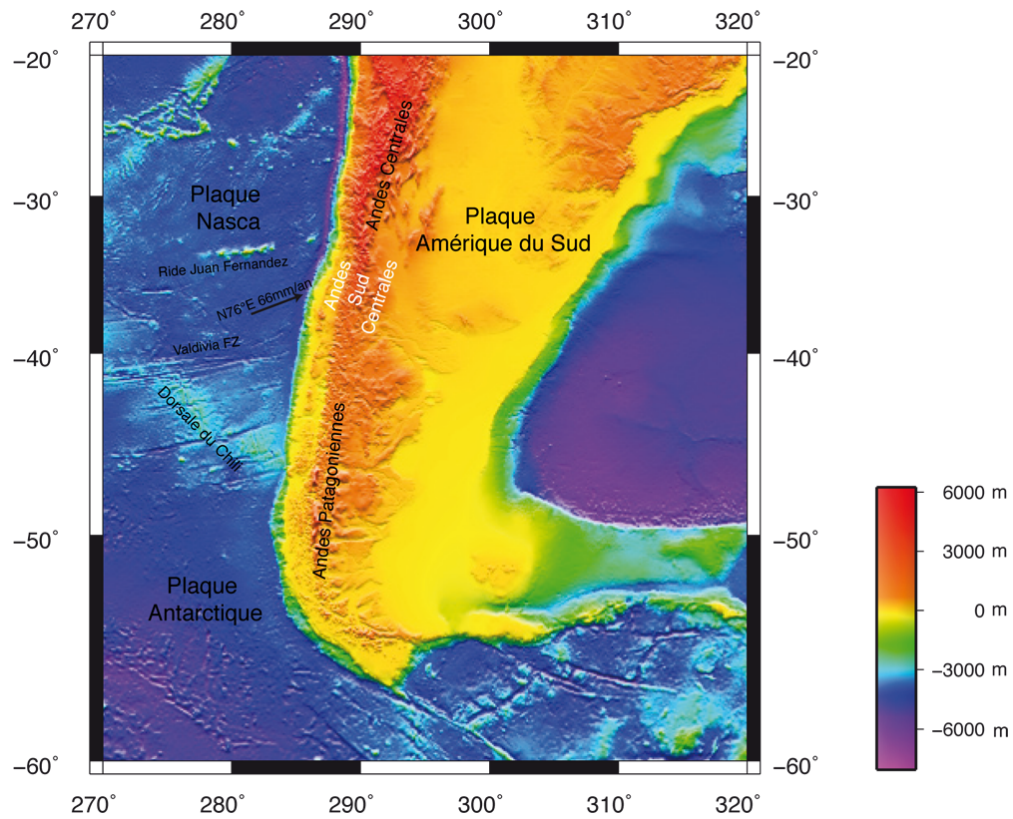


FIG. 4.2 – Carte topographique et bathymétrique du Sud de l’Amérique du Sud (GMT), localisation des Andes Centrales Sud. D’après par Angermann et al. (1999), la vitesse de convergence entre les plaques Nazca et Amérique du Sud au niveau des Andes Centrales Sud est de  $66 \text{ mm} \cdot \text{an}^{-1}$ .

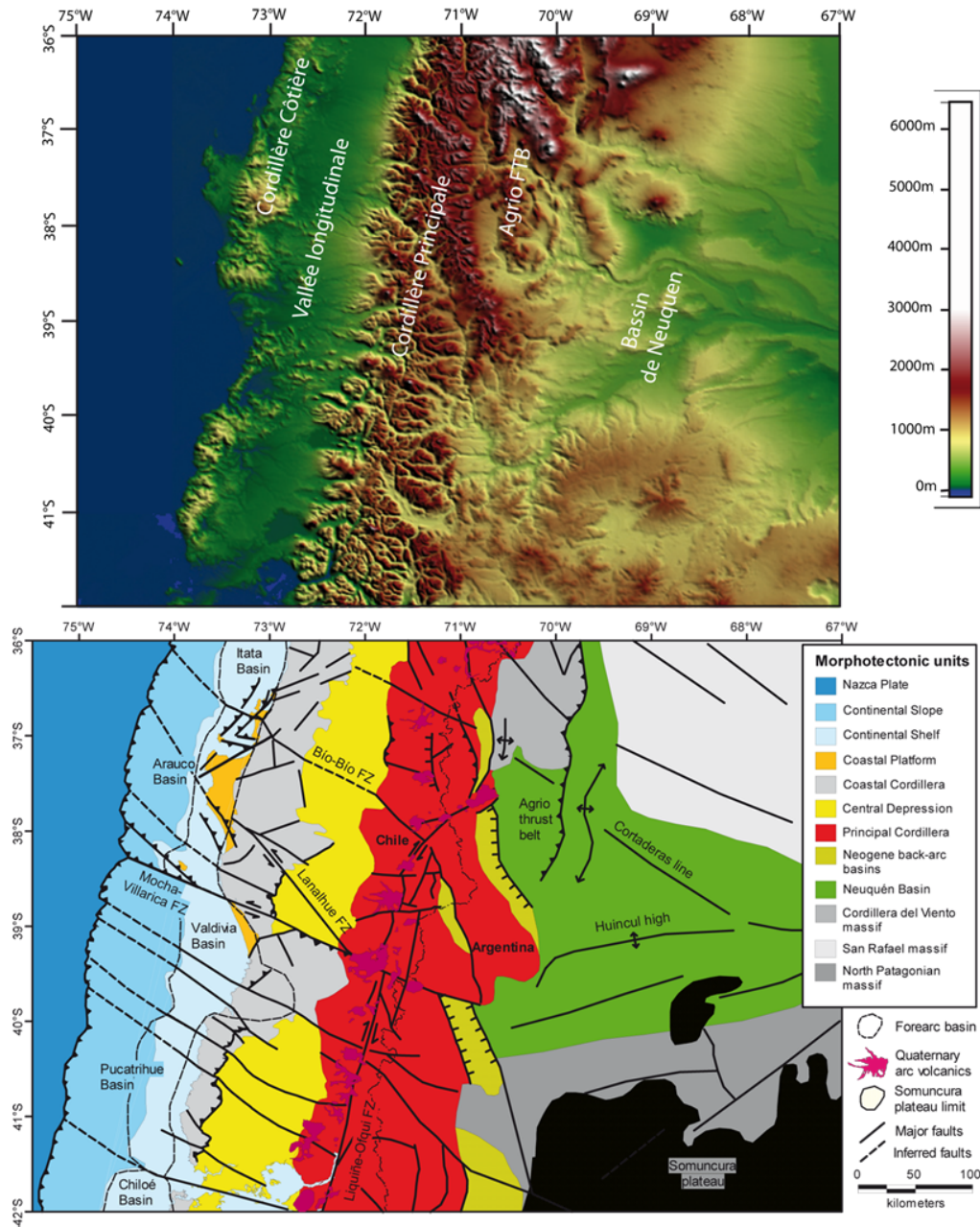


FIG. 4.3 – a/ Carte topographique : localisation des principales unités structurales : la Cordillère Côtière (Coastal Cordillera), la Vallée Longitudinale (Central Depression), la Cordillère Principale (Principal Cordillera) et le bassin de Neuquén avec la chaîne d’avant-pays de l’Agrio (Agrio fold-and-thrust belt). b/ Carte morphotectonique des Andes Sud Centrales : principales unités géologiques et failles majeures ; extrait de Melnick et Echter, 2006.

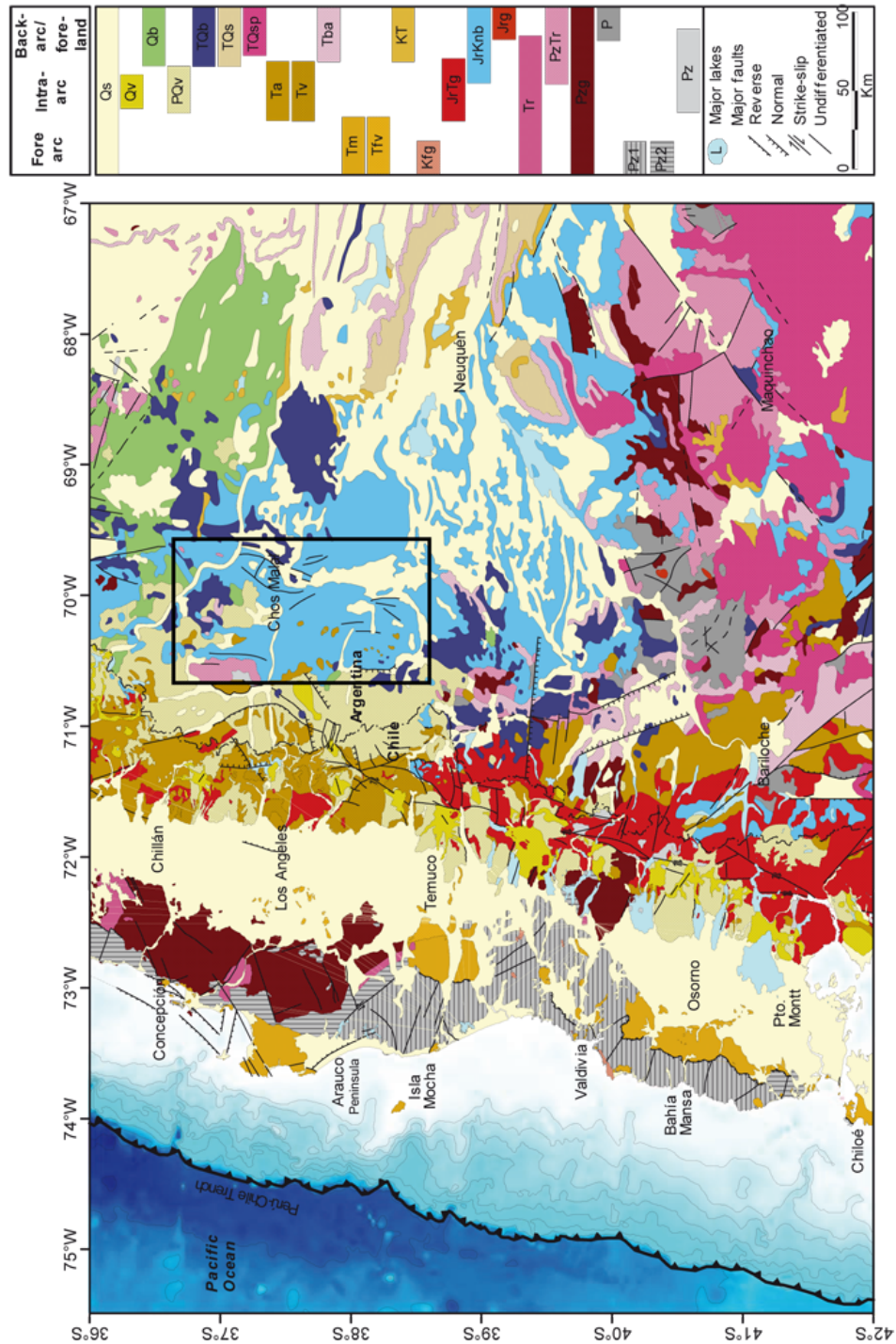


FIG. 4.4 – Carte géologiques des Andes Sud Centrales, extrait de Melnick et Echtler, 2006. Le cadre noir correspond à la zone d'étude.

sont tous des séquences sédimentaires. Le Cuyo est associé à une transgression marine provenant du Pacifique avant le soulèvement des Andes. Il est composé de la formation Los Molles, sédiments marins profonds, très riches en matière organique, suivie de Las Lajas, sédiments marins peu profonds à deltaïques. Le groupe suivant est composé de la formation évaporitique Auquilco, puis des calcaires de La Manga, et des dépôts deltaïques à marins peu profonds du Lotena. Vient ensuite le groupe de Mendoza, constitué des formation du Tordillo, grès continentaux, la Vaca Muerta, argiles riche en matière organique, le Mulichinco, grès continentaux et calcaires marins de faible profondeur et l'Agrio, calcaires et marnes marins. Le groupe du Rayoso est composé du Chorreado, calcaires, Troncoso, grès, des évaporites du Huitrin et des évaporites du Rayoso. Les deux derniers groupes sont le Neuquén et le Malargüe, constitués de dépôts continentaux. Il existe donc de nombreux niveaux de décollement potentiels situés en base, au milieu et en haut de la colonne stratigraphique : Los Molles, niveau argileux, les évaporites de l'Auquilco, les argiles de la Vaca Muerta, les marnes de l'Agrio, puis les évaporites du Huitrin et du Rayoso.

### 4.3.2 Histoire géodynamique de l'Agrio

L'Agrio est une chaîne plissée d'âge crétacé-tertiaire située sur le bord ouest du bassin de Neuquén. L'histoire du bassin<sup>1</sup> débute au Trias Supérieur par une extension continentale liée au rifting du Gondwana, avec mise en place d'une série de petits rifts, étroits et longs, remplis par des dépôts volcano-clastiques et continentaux (Franzese et Spallati, 2001). L'extension localisée est suivie d'une subsidence thermique. Celle-ci engendre une extension généralisée aboutissant à la formation d'un bassin unique de type cratonique au Jurassique Inférieur : le bassin de Neuquén. La subduction andine et l'arc magmatique associé se mettent en place à la même période (Mpodozis et Ramos, 1989 ; Parada, 1990 ; Franzese et al., 2003). Le bassin de Neuquén se trouve alors en position de bassin d'arrière-arc (Mpodozis et Ramos, 1989). Il reste cependant connecté au proto-Pacifique par quelques détroits à travers l'arc (Spalletti 2000 ; McDonald 2003). Du Jurassique au Crétacé Supérieur, plus de 5000m de sédiments vont s'y accumuler (figure 4.5). Au Crétacé Supérieur, soit parce que la convergence s'accélère (Howell et al., 2005), devient plus frontale (Larson, 1991), ou parce que le plan de subduction s'horizontalise (Ramos et Folguera, 2005), la compression commence dans les Andes neuquines, entraînant l'inversion partielle des structures extensives (Vergani et al., 1995) et le développement d'un système flexural d'arrière-arc, dans lequel se déposent les sédiments du groupe Neuquén (figure 4.5). La majeure

<sup>1</sup>Une description plus détaillée de l'histoire du bassin et de la chaîne est donnée en annexe de ce chapitre.

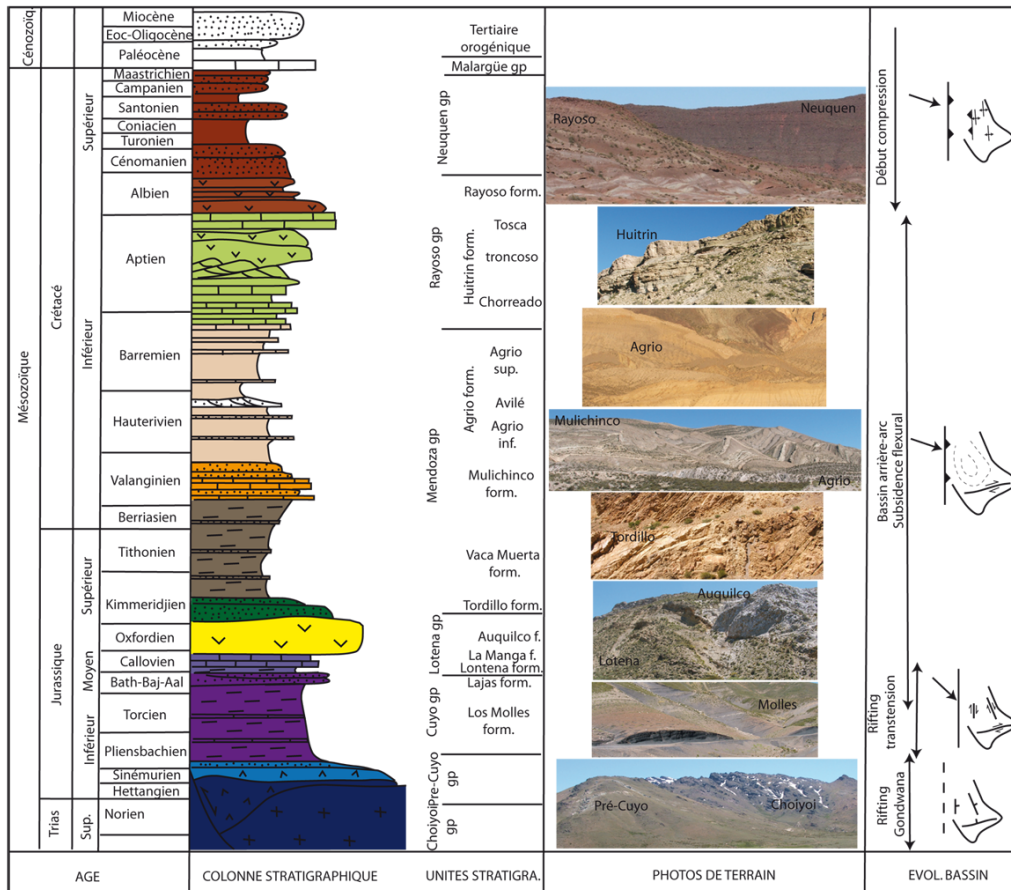


FIG. 4.5 – Colonne stratigraphique de la chaîne de l’Agrio, modifiée à partir de Mosquera et Ramos, 2006 et Zapata et al., 1999 (les photos de terrain sont originales).

partie de la déformation et du soulèvement est acquise à ce moment. La Cordillera del Viento, structure anticlinale majeure à l'Ouest de la chaîne (figure 4.1), liée à la réactivation de failles normales triassiques subit une première phase de soulèvement datée de 70 Ma (Burns et al., 2006 ; Kay, 2001b). Un changement dans la direction de convergence, entraînerait une période de transpression durant le Paléogène. D'après Cobbold et Rossello (2003), la mise en place de dykes de bitume à l'Eocène parallèles à la convergence serait la conséquence de cette transpression et le linéament de Las Cortaderas aurait joué en décrochement durant cette période. De l'Oligocène au Miocène Inférieur, on observe une extension généralisée dans les Andes Neuquines. Cependant, aucune structure de la chaîne de l'Agrio ne semble enregistrer cette extension. L'Agrio enregistre sa dernière phase compressive du Miocène Moyen à Supérieur où il acquiert sa structure actuelle. La Cordillera del Viento se soulève de nouveau (2ème phase datée entre 7 et 5 Ma, Burns et al., 2006), et l'anticlinal du Tromen se met en place à ce moment (soulèvement daté entre 12 et 4 Ma, Kay et al., 2006a). Certaines structures thin-skinned (décollement de couverture sédimentaire) de la chaîne de Chos Malal (figure 4.1), située entre la Cordillera del Viento et le Tromen, seraient légèrement réactivées. Durant cette période, on observe une dissymétrie de l'activité magmatique, abondante dans le Nord et absente dans le Sud, (Ramos et Barbieri, 1989) et de la quantité de déformation, très peu de réactivation dans la zone Sud. Du Pliocène à l'Holocène, on trouve des structures extensives, notamment le fossé de Loncopué dans la zone Sud. A partir du Pléistocène, le volcan du Tromen se met en place très probablement sous régime compressif.

Ces alternances de phases compressives et extensives sont interprétées par Kay et al. (2001, 2006) comme des changements d'inclinaison de la plaque plongeante (figure 4.6). Elle s'appuie notamment sur le passage d'une chimie non-arc au Miocène Inférieur à une chimie d'arc magmatique au Miocène Supérieur et de nouveau non-arc au Pliocène (analysée sur les roches mafiques mise en place dans l'arrière-arc). De plus les différences structurales et magmatiques observées de part et d'autre du linéament, ont amené Kay (2001a, 2001b), Kay et Mancilla (2001) et Kay et al. (2006) à proposer Las Cortaderas<sup>2</sup> comme limite sud d'un panneau plongeant peu incliné durant le Miocène.

Comme il a été dit dans l'introduction, pour pouvoir appliquer l'approche externe, il est nécessaire de connaître la profondeur des décollements potentiels et la géométrie des failles. Il nous faut donc construire des coupes géologiques représentatives de chaque hypothèse. Une étude morphologique de la chaîne de l'Agrio a été réalisée dans ce but. L'hypothèse de faille de socle étant basée sur

<sup>2</sup>Une discussion sur l'origine éventuelle de ce linéament est donnée en annexe de ce chapitre.

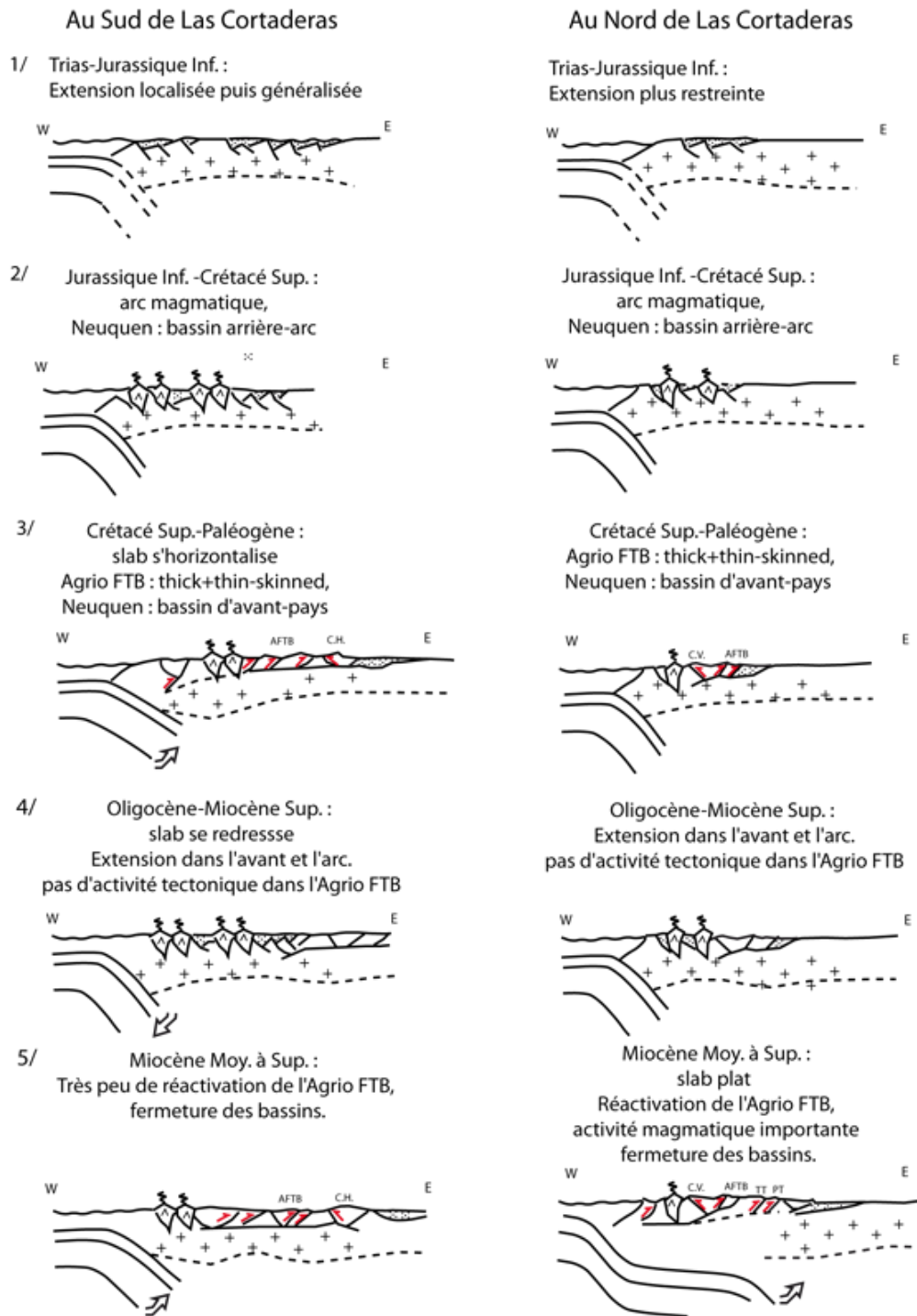


FIG. 4.6 – Evolution du pendage du panneau plongeant de la plaque Haluk puis Nazca et implications sur la plaque supérieure de l'Amérique du Sud, du Crétacé au Miocène Supérieur (modifié à partir de Kay et al., 2001).



une continuité du style de déformation du Sud au Nord, les deux zones ont été étudiées.

### 4.3.3 Région sud

Commençons par l'étude de la zone sud relativement bien connue. Elle est encadrée par deux structures anticlinales majeures (figure 4.7) : à l'Ouest l'anticlinal crustal de Los Tres Chorros, formé par un chevauchement à vergence ouest et bordée par le fossé de Loncopué; à l'Est l'anticlinal Chihuido marquant la limite avant le bassin de Neuquén. Entre ces 2 grandes structures, des plis de direction NW/SE se sont développés comme l'anticlinal de Naunauco, le Cerro la Mula, Cerro Rayoso, la Yesera formant une chaîne plissée (figure 4.7). La figure

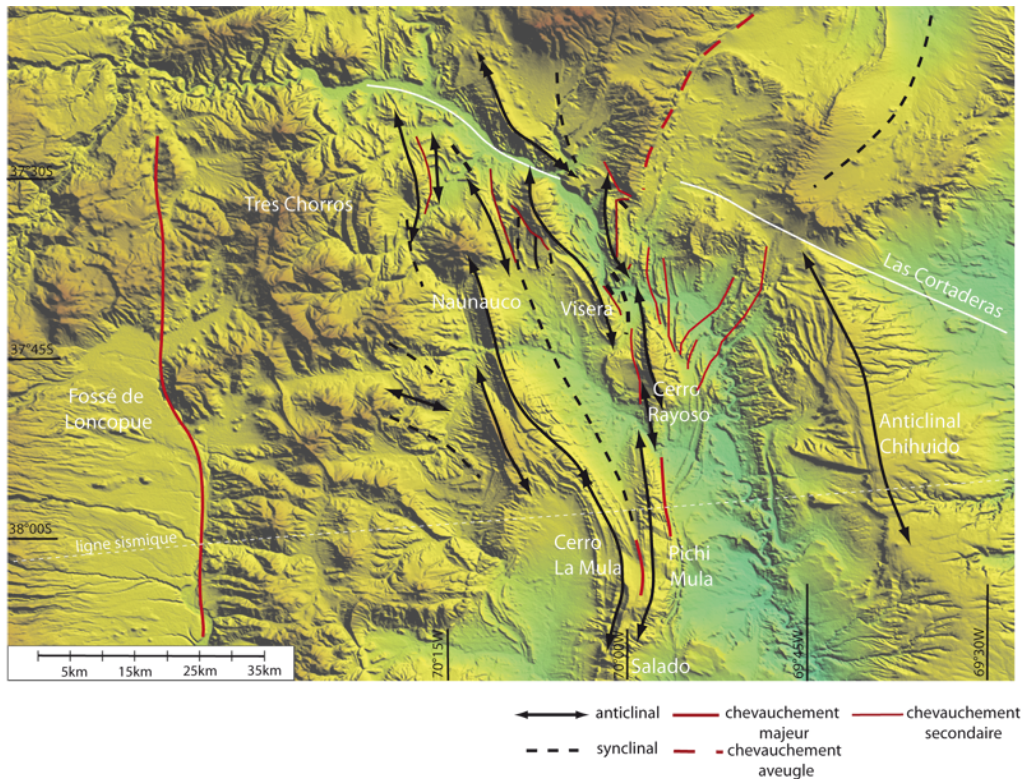


FIG. 4.7 – Schéma structural de la zone sud.

4.8 représente une série de profils topographiques de direction W/E à travers la zone sud. Deux longueurs d'onde ressortent clairement sur ces profils : une de l'ordre de 25km correspondant aux structures majeures, et une autre de l'ordre de 5km correspondant aux anticlinaux centraux. Les plis marquant la longueur d'onde de 25 km sont indiscutablement d'origine crustale. L'anticlinal de Tres

Chorros développé en faveur d'un chevauchement à vergence ouest apparaît peu développé et recoupé par une série de failles normales (non représentées).

La longueur d'onde des anticlinaux centraux confirme la présence d'un niveau de décollement relativement profond. Les données fournies par les lignes sismiques et les puits situent le décollement dans les évaporites de l'Auquilco (Zapata et al., 2002, figure 4.5). Les plis de cette zone centrale semblent avoir été bloqués dans leur extension, provoquant la formation de nombreux rétro-chevauchements ou de chevauchements de plis. L'anticlinal du Cerro La Mula, par exemple, de direction NW-SE situé au Sud de la chaîne chevauche l'anticlinal du Pichi Mula de direction N-S formant une structure à double déversement (figure 4.9).

La même structure est visible sur le terrain à la terminaison sud du Cerro la Mula mais avec l'anticlinal du Salado (figure 4.10).

Les rétro-chevauchements sont essentiellement situés au Nord de la zone sud entre le Chihuido et la Visera. On observe une série de petits rétro-chevauchements dans le groupe Neuquén décollant probablement sur le niveau évaporitique du Rayoso (figure 4.11), ainsi qu'un rétro-chevauchement majeur le long du flanc ouest du Rayoso (figure 4.12 et 4.5). L'anticlinal du Rayoso forme une structure triangulaire avec le synclinal de la Pampa de Naunauco. Le décollement serait enraciné dans l'Auquilco et remonterait dans le niveau évaporitique du Rayoso pour former la zone triangulaire.

Au Sud de la structure transverse de Las Cortaderas, on retrouve également plusieurs petits chevauchements, dont celui de la Visera (figure 4.13).

Sur la base d'une compilation de profils sismiques passant entre autres par les plis La Mula et Pichi Mula, dont une interprétation a été donnée par Cobbold et Rossello (2003, figure 4.14a, b), la chaîne est interprétée par Zapata et al. (1999) comme le résultat de la réactivation d'anciennes failles normales jurassiques (figure 4.14c).

#### 4.3.4 Région nord

Dans la zone nord, on observe une plus grande variété de structure. On trouve un grand anticlinal crustal sur le bord ouest, résultat de l'inversion de structures triassiques, la Cordillera del Viento (figure 4.15). Entre cet anticlinal et le Tromen, s'est développé la chaîne thin-skinned de Chos Malal (Ramos, 1977 figure 4.15) de direction N/S, NW/SE. Sur le flanc est du Tromen, ressort un anticlinal d'amplitude comparable aux plis observés dans la zone sud, la Yesera. Il est bordé à l'Est par un autre anticlinal, le Pampa Tril (figure 4.15), de même dimension, mais plus plat. La chaîne se finit sur un large synclinal, le Huantraico

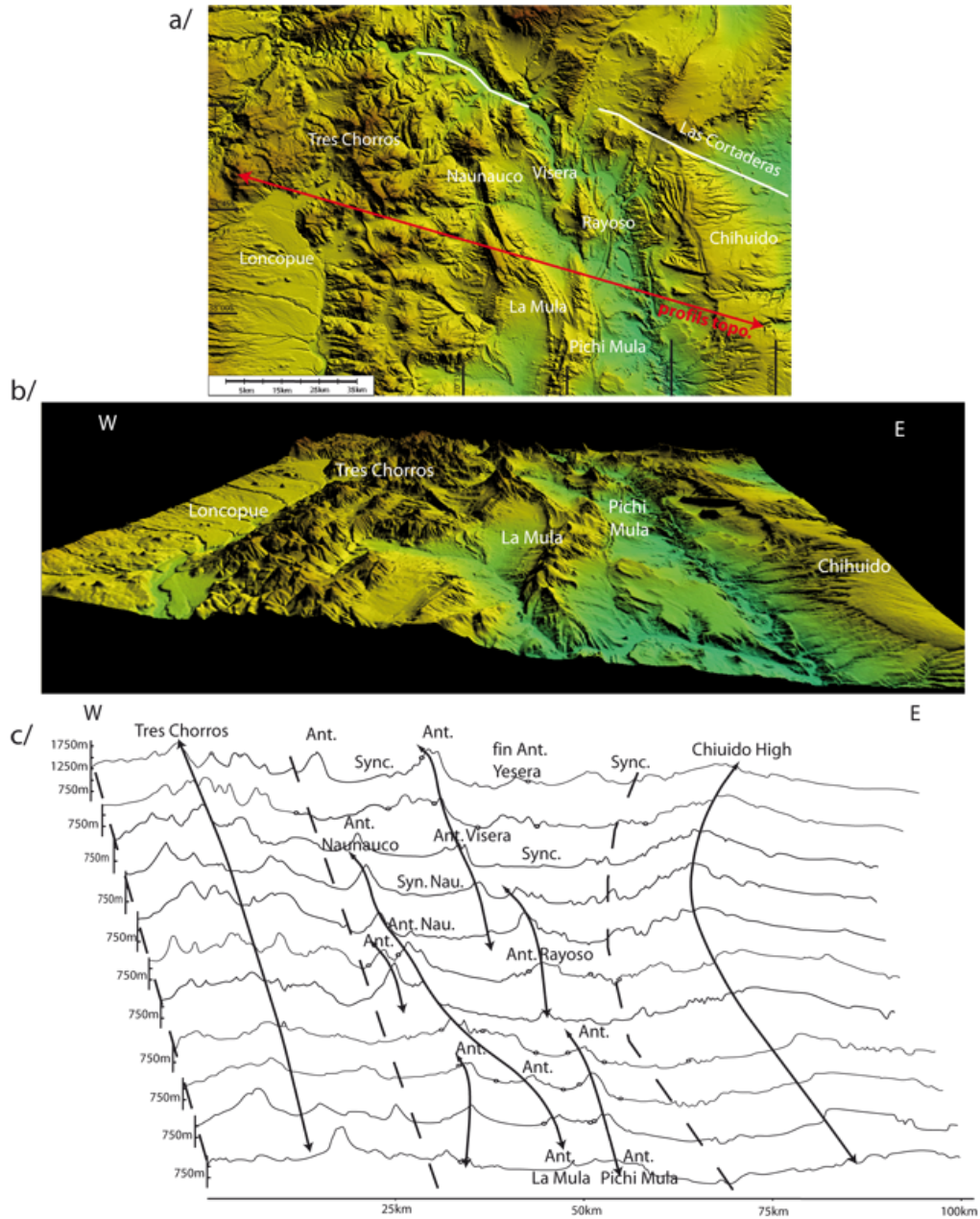


FIG. 4.8 – Série de profils topographiques réalisés dans la zone sud ; a/ Direction des profils et localisation des structures principales, b/ vue 3D de ces structures, c/ série de profils topographiques, deux longueurs d'onde ressortent : l'une de l'ordre de 25km correspondant au Chihuido High et au Tres Chorros, l'autre de l'ordre de 5km, marquant les plis centraux de la chaîne plissée.

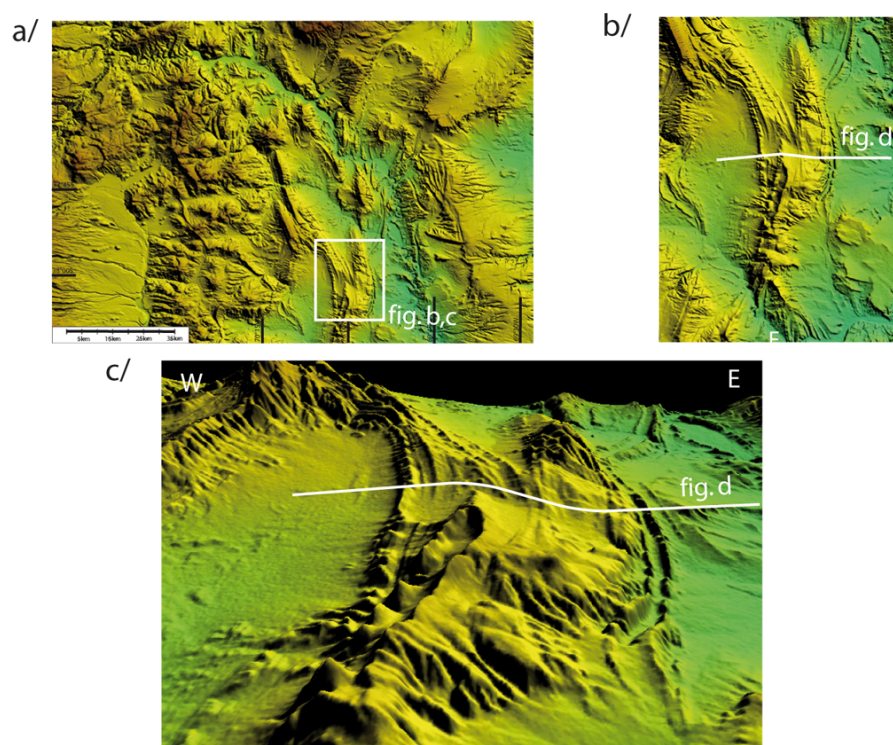


FIG. 4.9 – a/ Localisation des plis de La Mula et Pichi Mula sur la carte topographique de la zone sud, b/ La Mula et le Pichi Mula, c/ vue 3D.

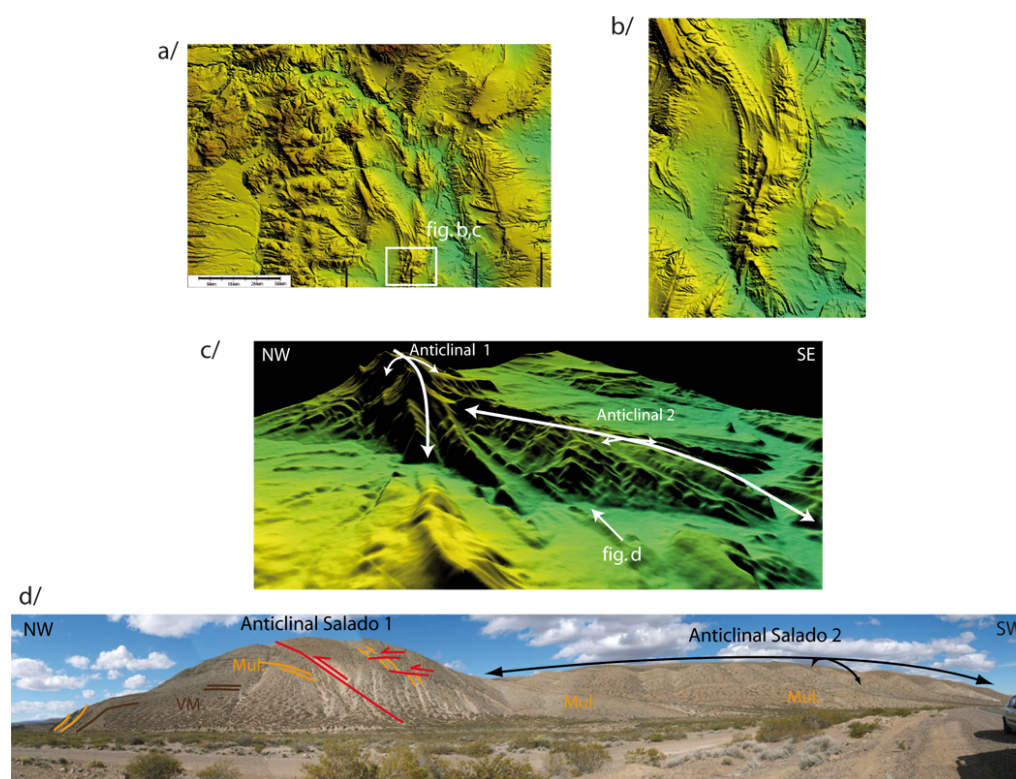


FIG. 4.10 – a/ Localisation des plis de La Mula et du Salado sur la carte topographique de la zone sud, b/ anticlinaux de La Mula et du Salado, c/ vue 3D, d/ photographie des anticlinaux de La Mula et du Salado (Mul.=Mulichinco, VM=Vaca Muerta, figure 4.5).

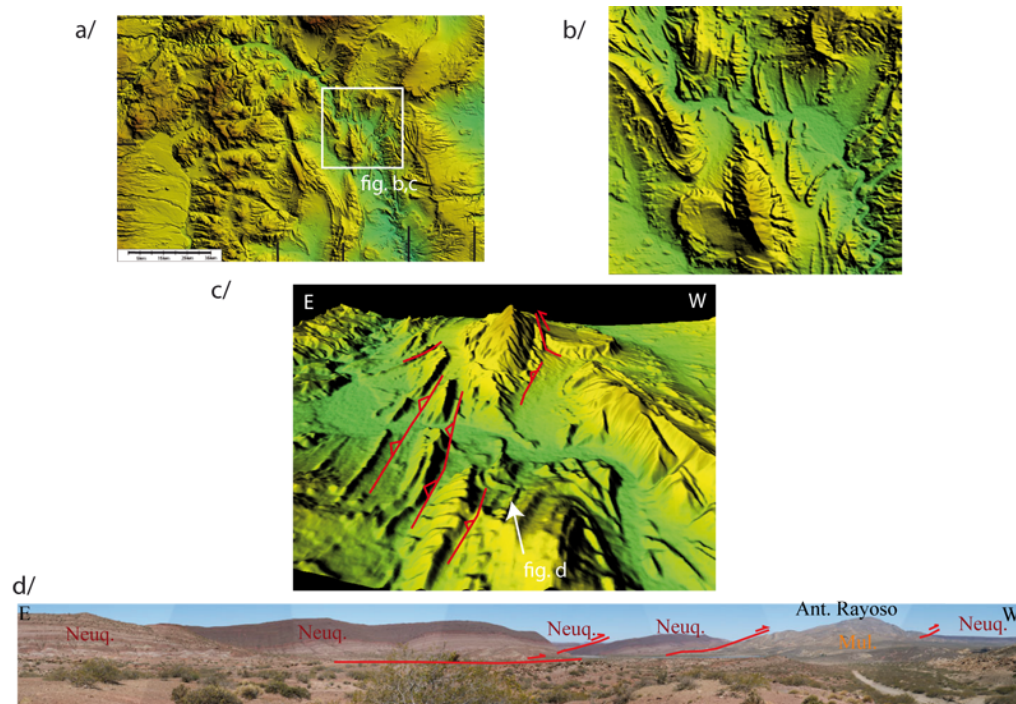


FIG. 4.11 – a/ Localisation des rétro-chevauchements sur la carte topographique de la zone sud, b/ zoom sur les rétro-chevauchements et sur l'anticlinal du Rayoso, c/ vue 3D, d/ panorama des rétro-chevauchements décollant sur le niveau évaporitique du Rayoso, et du rétro-chevauchement du Rayoso décollant sur l'Auquilco, venant former une zone triangulaire sous le synclinal de la Pampa de Naunauco (Mul.=Mulichinco, Neuq=groupe Neuquén, figure 4.5).

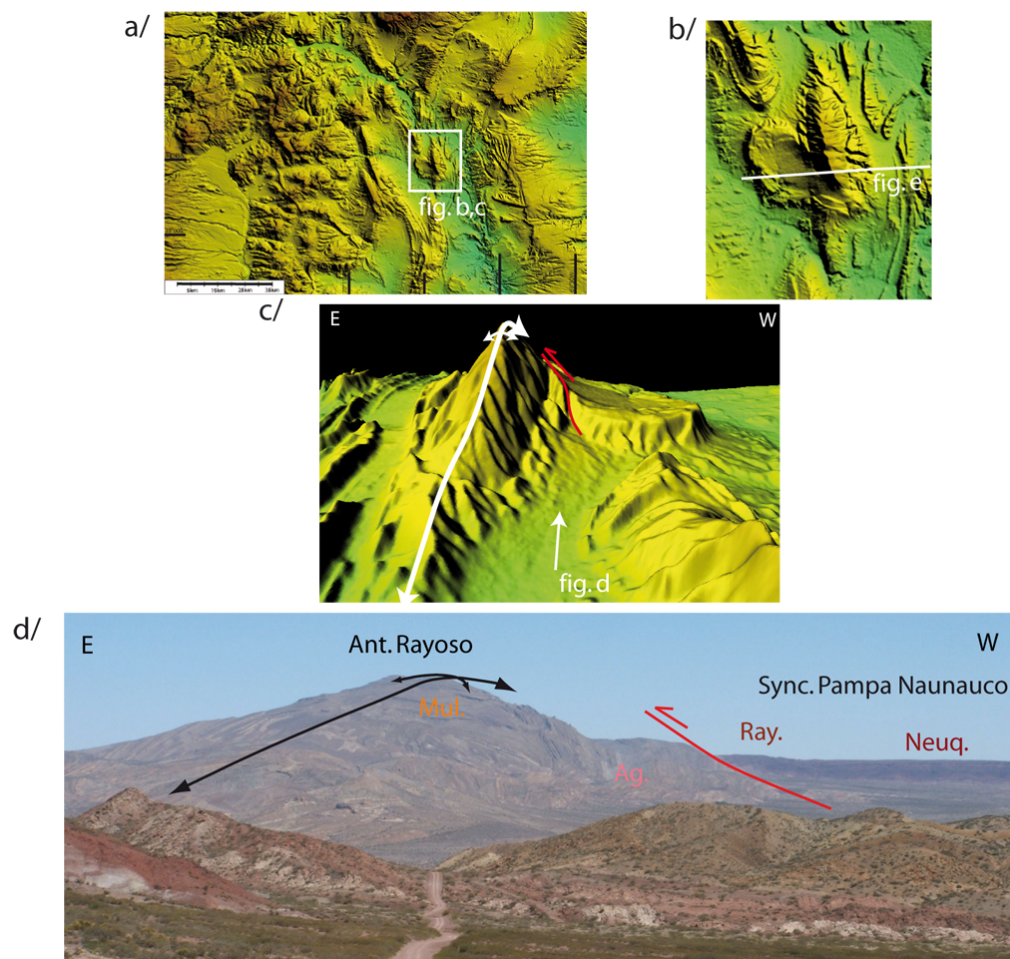


FIG. 4.12 – a/ Localisation de l’anticlinal du Rayoso et du synclinal de la Pampa de Naunauco sur la carte topographique de la zone sud, b/ zoom c/ vue 3D de l’anticlinal et de la zone triangulaire, d/ photographie de l’anticlinal Rayoso et de la zone triangulaire formée par le synclinal de la Pampa de Naunauco.

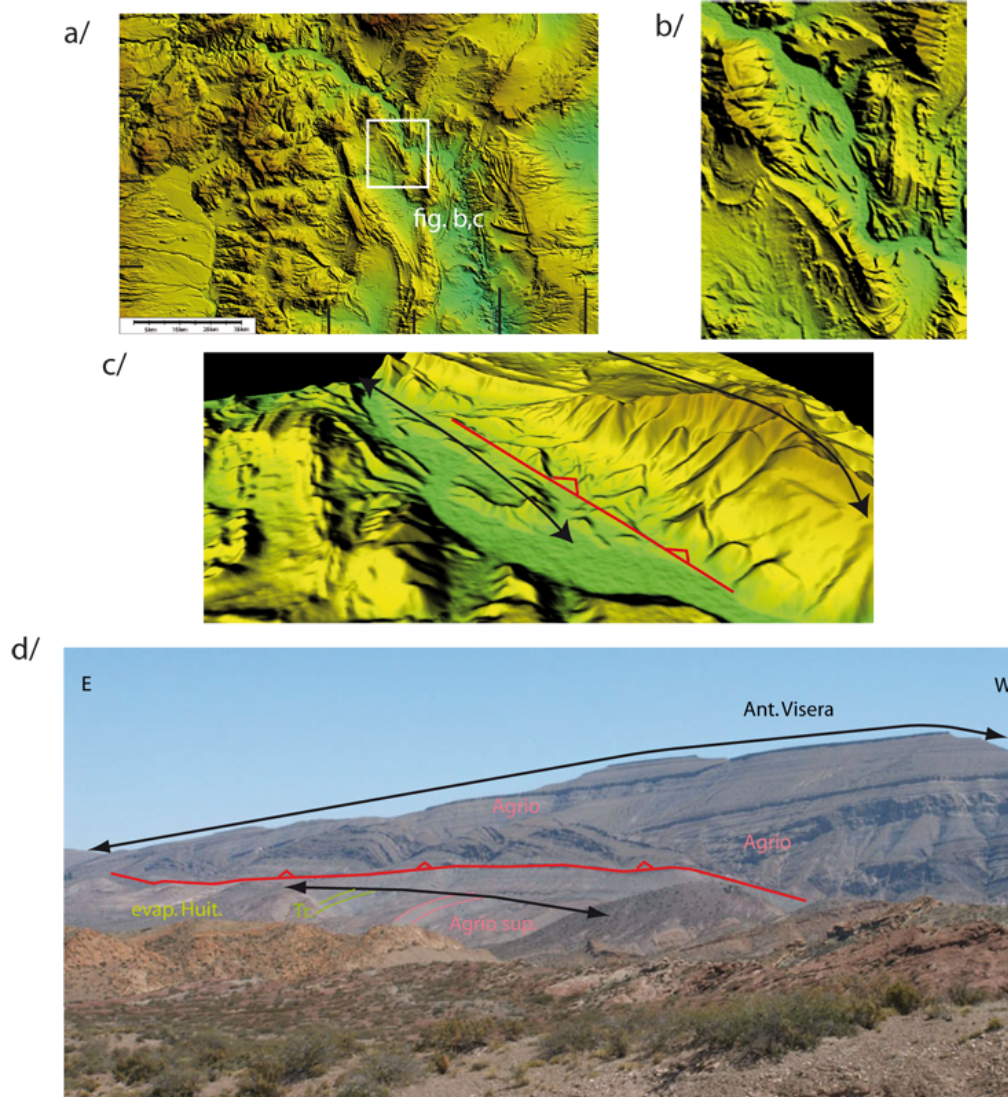


FIG. 4.13 – a/ Localisation de l’anticlinal de La Visera sur la carte topographique de la zone sud, b/ zoom , c/ vue 3D du chevauchement de La Visera sur une structure anticlinal mineure, d/ photographie de l’anticlinal de La Visera chevauchant un anticlinal mineur (Tr.=Troncoso, evap. Huit.=évaaporites de Huitrin, figure 4.5).



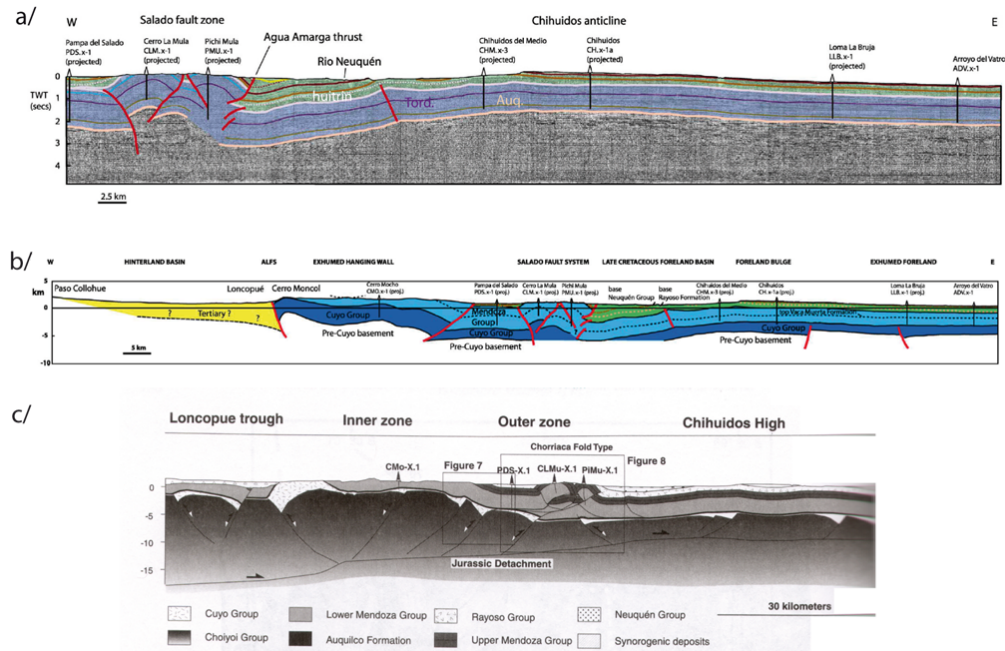


FIG. 4.14 – a/ Profil sismique passant à 38°S. Localisation sur figure 4.7. En bleu : Groupe Mendoza, en vert : Groupe Rayoso, en marron : Groupe Neuquén. Les horizons interprétés sont : le toit de l’Auquico, du Tordillo, de l’Avile, la base du Huitrín, le toit du Huitrín, la base du Rayoso, la base du Neuquén et le toit du Rio Limay. Echelle verticale en seconde (temps double), extrait de Cobbold et Rossello, 2003. b/ section interprétée par Cobbold et Rossello (2003). c/ section interprétée par Zapata et al. (1999).

(figure 4.15), de direction NE/SW, formant une zone triangulaire. La région nord est coupée par une structure transverse parallèle au linéament de Las Cortaderas au niveau de la rivière Colorado (figure 4.15). Au nord de cette structure, on trouve un anticlinal de morphologie équivalente à celui de la Cordillera del Viento : l'anticlinal de la Sierra de los Reyes (figure 4.15).

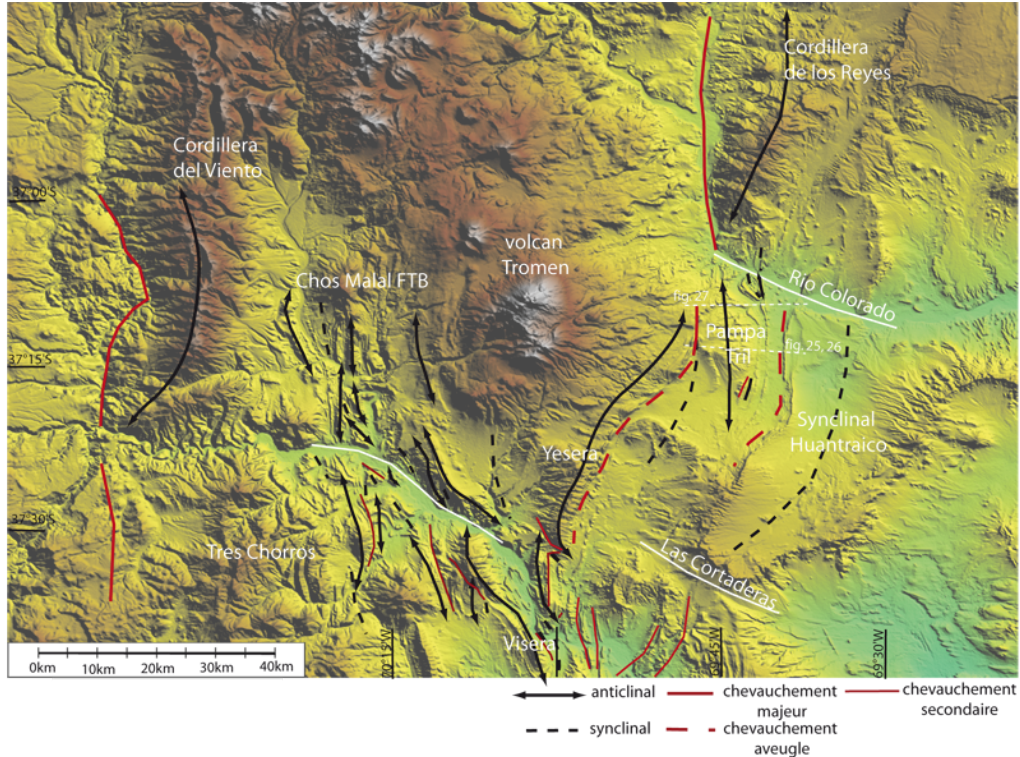


FIG. 4.15 – Schéma structural de la région nord.

Les profils topographiques montrent trois longueurs d'onde : une de l'ordre de 25 km, une de l'ordre de 15 km et la dernière de l'ordre du km (figure 4.16). Celle de 25 km correspond à la Cordillera del Viento et fait ressortir la structure anticlinale sous le volcan du Tromen (figure 4.16). Si l'origine 'faille normale inversée' de la Cordillera del Viento ne fait pas de doute, l'explication du pli du Tromen est encore sujet à controverse.

Bien que le Tromen culmine à 3978m, le volcan n'est en fait qu'une fine couche sur une zone soulevée. En effet, sur ses bords est et ouest, l'épaisseur des laves basaltiques ou des édifices volcaniques ne dépasse pas 300m et 1000m près du cratère principal (Galland et al., 2007b). En étudiant l'image Landsat, on peut en effet apercevoir les roches mésozoïques sous une fine couche de basalte incisée par les cours d'eau (figure 4.17). Par conséquent, plus de 80% de l'épaisseur

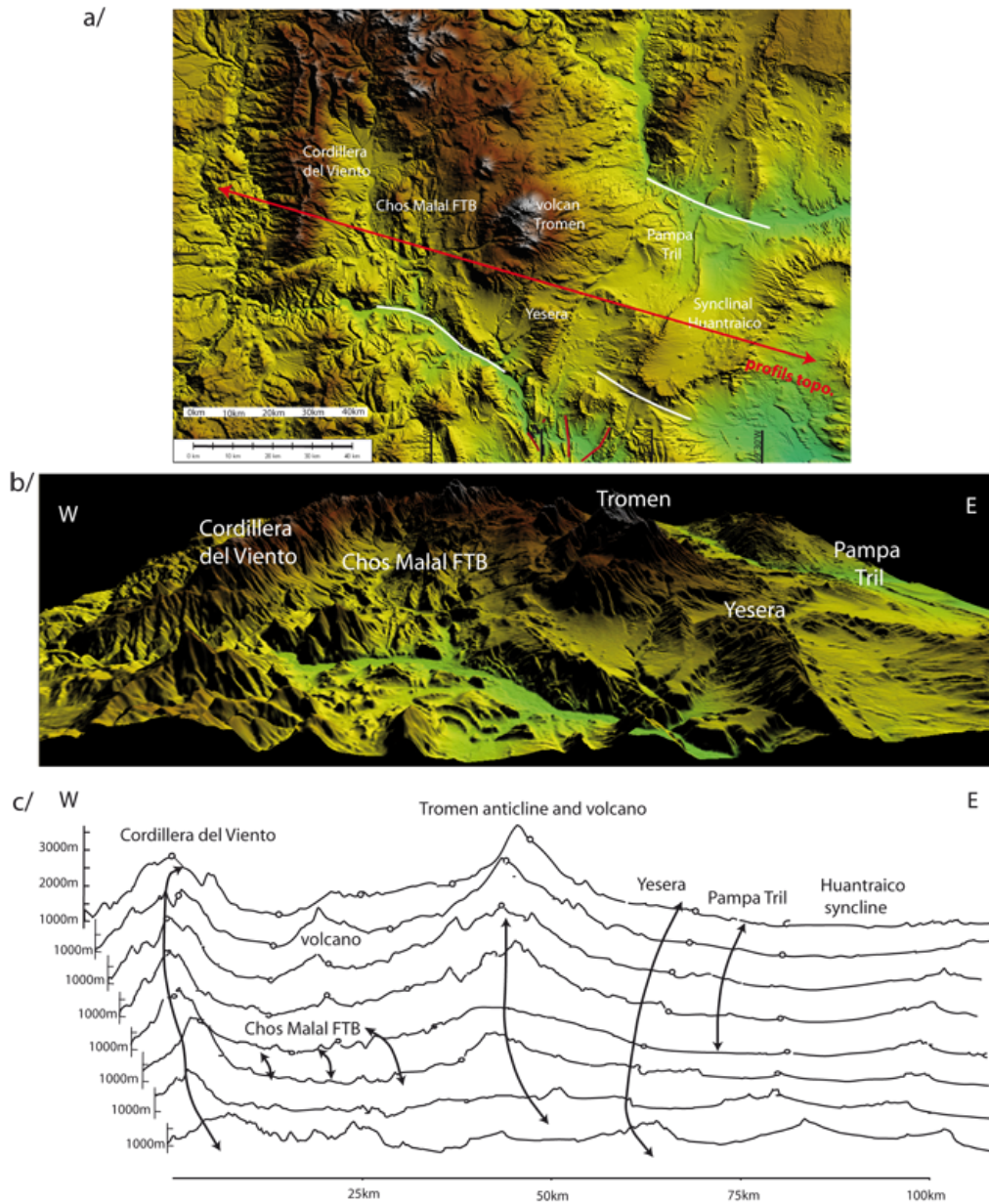


FIG. 4.16 – Série de profils topographiques réalisés dans la zone nord ; a/ Direction des profils et localisations des structures principales, b/ vue 3D de ces structures, c/ série de profils topographiques, trois longueurs d'onde : 25 km pour la Cordillera del Viento et le Tromen, 15 km pour la Yesera et le Pampa Tril, très fine (de l'ordre du kilomètre) pour les plis de la chaîne Chos Malal (Chos Malal FTB).

de l'édifice serait dû à un anticlinal (Galland et al., 2007b) engendré par un chevauchement à vergence est.

D'après Kozłowski et al. (1996), le décollement du Tromen impliquerait le socle. Zapata et al. (1999) décrivent une faille normale inversée et Galland et al. (2007b) proposent une structure pop-up thick-skinned. Plusieurs études ont tenté d'expliquer la forme arquée du chevauchement. Celle-ci pourrait être liée à la géométrie du niveau de décollement, à une pré-structuration, à une érosion différentielle (Marquez et Cobbold, 2006), ou encore au résultat de l'interaction entre raccourcissement et poids de l'édifice (Branquet et Wan Wyk de Vries, 2001). La pré-structuration créant des failles de transfert, c'est l'hypothèse de l'érosion différentielle qui est favorisée par Marquez et Cobbold (2006). Galland et al. (2007a, 2007b) proposent plutôt une interaction entre matériel magmatique et faille. En effet, la forme arquée a amené Galland et al. (2007a) à étudier l'influence d'un matériel magmatique partiellement fondu en contexte compressif en réalisant des expériences en boîte à sable. L'expérience commence par le raccourcissement d'un tas de sable initialement plat. Puis, un matériel analogue à un magma partiellement fondu est injecté à la base de la boîte alors que le raccourcissement continue. L'huile (matériel analogue) commence par former un sill basal, avant de monter le long de la faille. Les failles semblent servir de conduits à l'huile pour atteindre la surface. Une fois en place, ce sill va contrôler la morphologie du chevauchement, qui va prendre une forme arquée. Pour ces auteurs, le même scénario est applicable au chevauchement du Tromen. Celui-ci serait le résultat de l'interaction mécanique entre la formation d'un chevauchement et la présence d'un réservoir de matériel magmatique partiellement fondu. Retenons que le magma pourrait être intrudé le long des failles.

Le Rio Colorado marque certainement une rampe latérale. Le chevauchement du Tromen semble se continuer au Nord après la rivière Colorado. C'est en fait un chevauchement à vergence opposée, ouest, qui soulève la Sierra de Los Reyes (figure 4.18).

La deuxième longueur d'onde observables sur les profils est beaucoup plus petite, de l'ordre du km et donc plus difficile à distinguer étant donné l'échelle des profils. Cette longueur d'onde marque les plis thin-skinned développés à l'avant de la Cordillera del Viento (figure 4.19). D'après Kozłowski et al. (1996), le niveau de décollement de ces plis se situerait dans la formation de la Vaca Muerta (figure 4.5). On retrouve également cette longueur d'onde sur le flanc ouest du Tromen, soulignant les plis dans les sédiments mésozoïques observés dans les cours d'eau et décrits par Galland et al. (2007b). La chaîne thin-skinned de Chos Malal semble avoir été transportée sur le flanc de l'anticlinal (figure 4.15 et 4.16). Les plis de cette chaîne thin-skinned semblent se déformer avec beaucoup de "facilité",

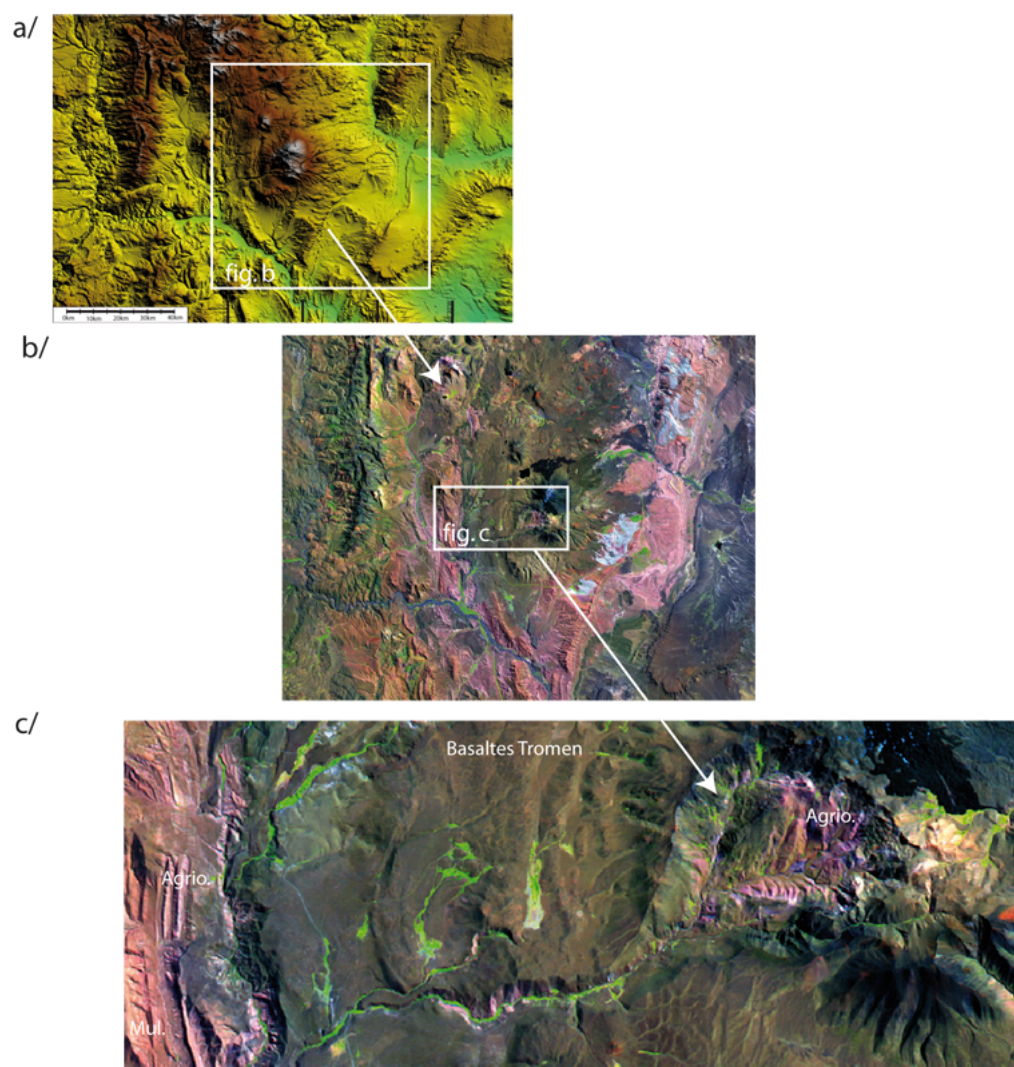


FIG. 4.17 – a/ Localisation du Tromen sur la carte topographique de la zone nord, b/Image landsat du Tromen, c/ zoom sur une rivière incisant les coulées de basaltes jusqu'aux sédiments mésozoïques.

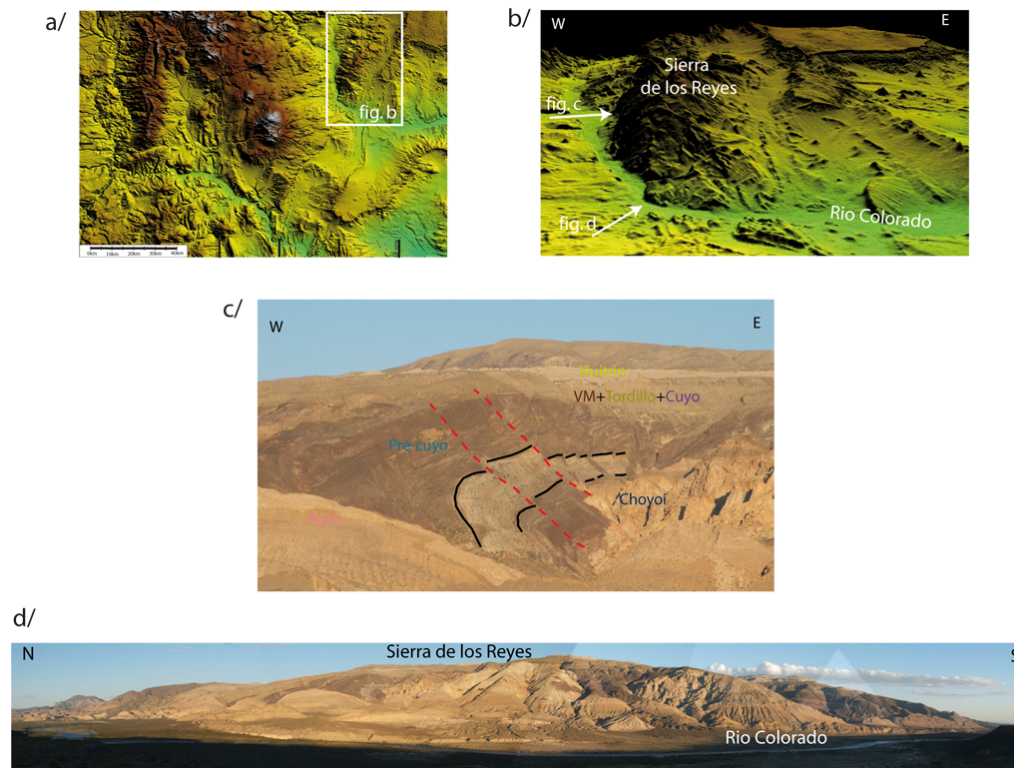


FIG. 4.18 – a/ Localisation de la Sierra de Los Reyes sur la carte topographique de la zone nord, b. vue 3D de la Sierra de Los Reyes, c/ photographie du flanc ouest de la Sierra, failles dans la charnière du pli, la Sierra est le résultat d'un chevauchement à vergence ouest, d/ panorama du sud de la Sierra de Los Reyes.

comme par glissement gravitaire, engendrant une succession d'anticlinaux et de synclinaux comme on peut l'observer en se plaçant à l'aplomb du village de Chos Malal (figure 4.20).

La dernière longueur d'onde est de l'ordre de la quinzaine de km. Elle marque le pli de la Yesera, anticlinal perché sur le flanc est du Tromen, et le Pampa Tril (figure 4.21). Le Pampa Tril transporte également des plis de plus petite envergure, que l'on observe sur ses flancs nord et sud moins érodés, décollés sur un niveau plus superficiel, l'Agrio (figure 4.15). Le front de déformation plonge sous le synclinal de Huantraico, à la faveur des évaporites des formations Huitrin et Rayoso formant une zone triangulaire (figure 4.21). Cette longueur d'onde du Pampa Tril et de la Yesera laisse supposer une origine assez profonde pour le décollement.

Un puit localisé sur le Pampa Tril indique la présence de l'unité Choiyoi à seulement 1450m sous la surface. C'est sur ce point que nous allons tenter d'apporter une solution : nous essaierons de déterminer si c'est une structure crustale ou le résultat d'un décollement dans l'unité Choiyoi. Si l'anticlinal du Tromen s'est formé à la faveur d'interactions entre faille et chambre magmatique et si le magma est intrudé le long des failles, on peut imaginer qu'il ait permis la formation d'un niveau de décollement dans le substratum.

#### 4.4 Coupes géologiques proposées

Deux modèles sont donc envisageables : l'un interprétant la Yesera et le Pampa Tril comme le résultat de failles inverses *thick-skinned*, le deuxième invoquant un niveau de décollement dans le Choiyoi. Les contraintes apportées par l'étude morphologique sont les suivantes :

- le relief du Tromen est majoritairement dû à un anticlinal,
- les plis de la chaîne de Chos Malal sont transportés sur le flanc ouest du Tromen,
- la Yesera semble également transportée sur le flanc est du Tromen,
- le niveau de décollement de la chaîne de Chos Malal se situe dans la formation de la Vaca Muerta, niveau argileux défini comme un décollement potentiel,
- la largeur du pli de la Yesera indique un décollement relativement profond.

Les coupes proposées ci-dessous pour les deux hypothèses ne sont pas équilibrées. Elles ont été construites dans le but d'apporter des contraintes sur la profondeur des décollements et la géométrie des failles. L'emplacement de la coupe est donné sur la figure 4.22. La première propose des failles de socle pour la Yesera et le Pampa Tril à l'image des plis de la zone sud (figure 4.23). La faille

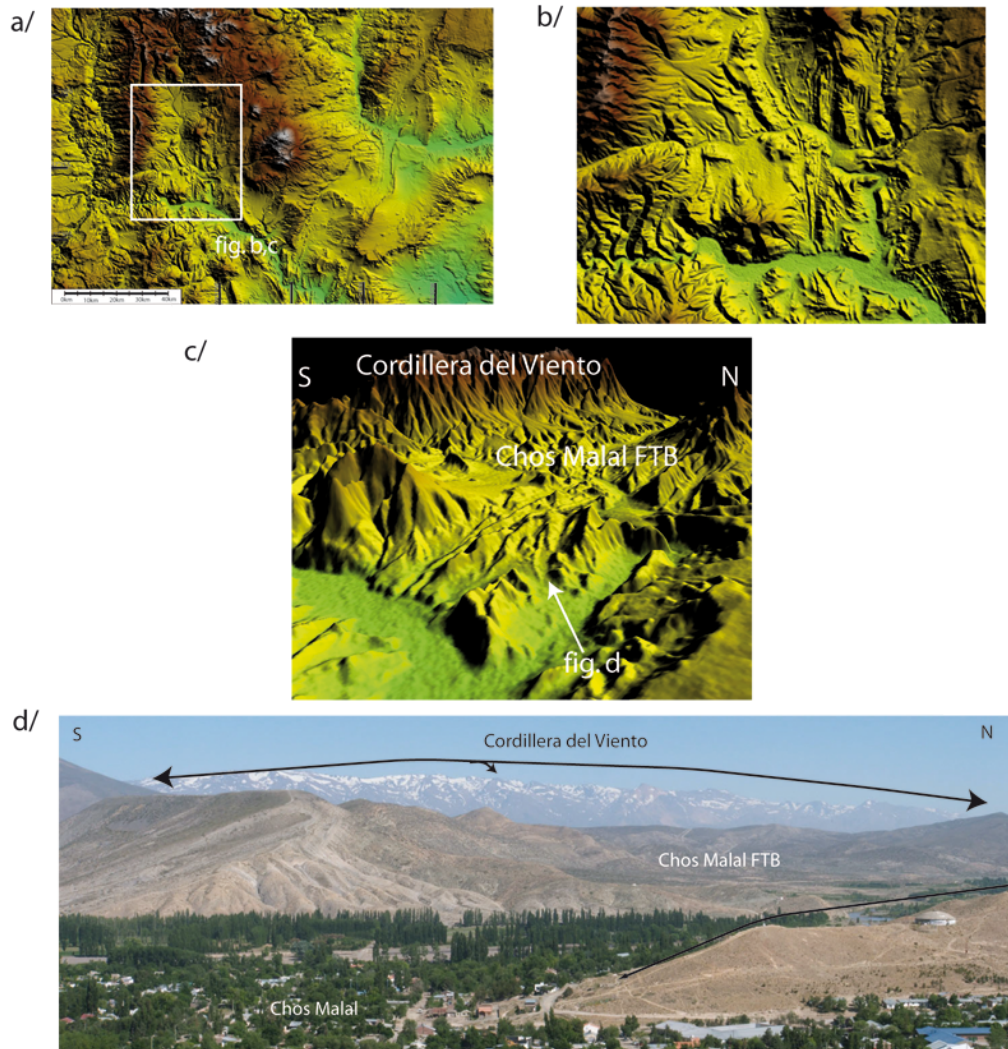


FIG. 4.19 – a/ Localisation de la chaîne de Chos Malal (Chos Malal FTB) sur la carte topographique de la zone nord, b/ zoom, c/ vue 3D de la chaîne de Chos Malal au pied de la Cordillera del Viento, d/ photographie des plis de la chaîne de Chos Malal au pied de la Cordillera del Viento.



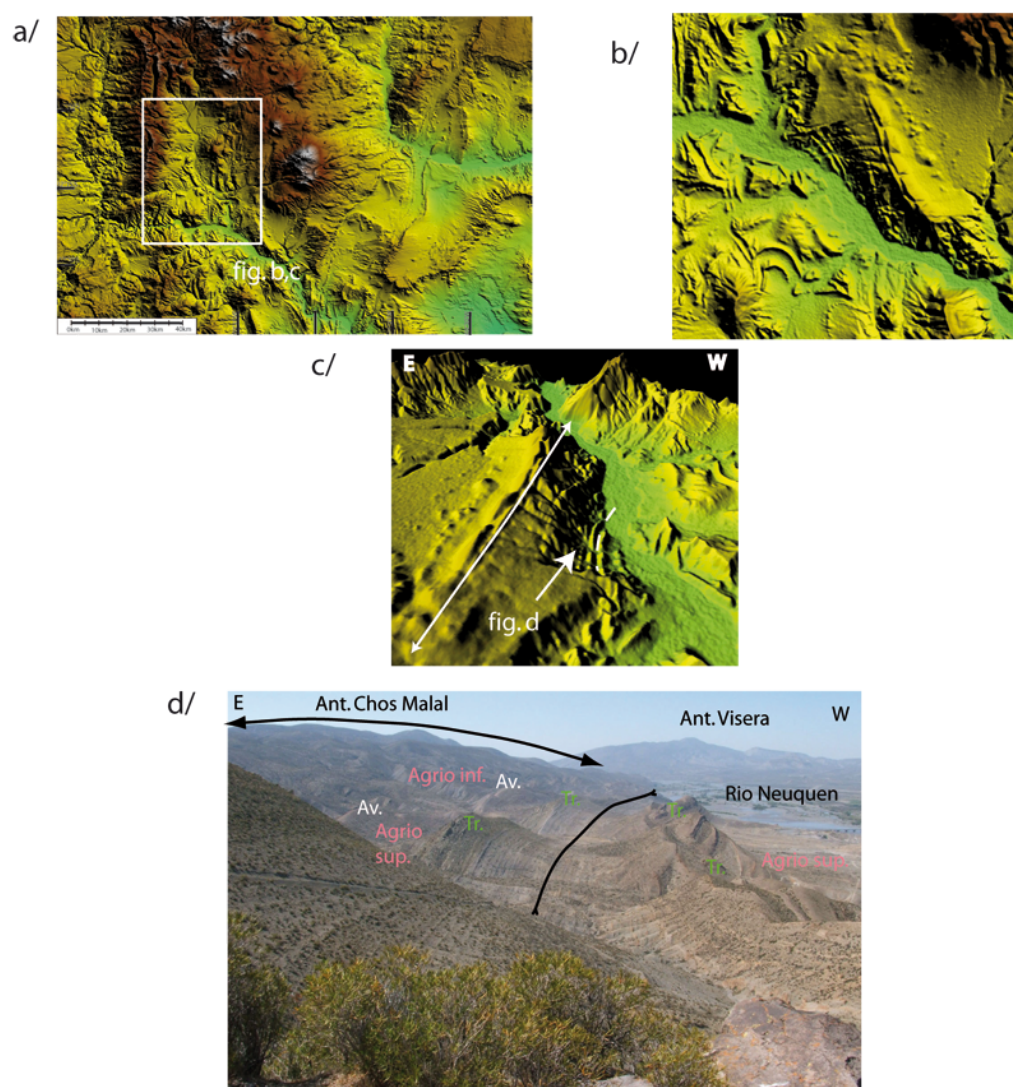


FIG. 4.20 – a/ Localisation de la chaîne de Chos Malal (Chos Malal FTB) sur la carte topographique de la zone nord, b/ zoom, c/ vue 3D d'un anticlinal et synclinal pincé au Sud de la ville de Chos Malal d/ Photographie de ces plis.

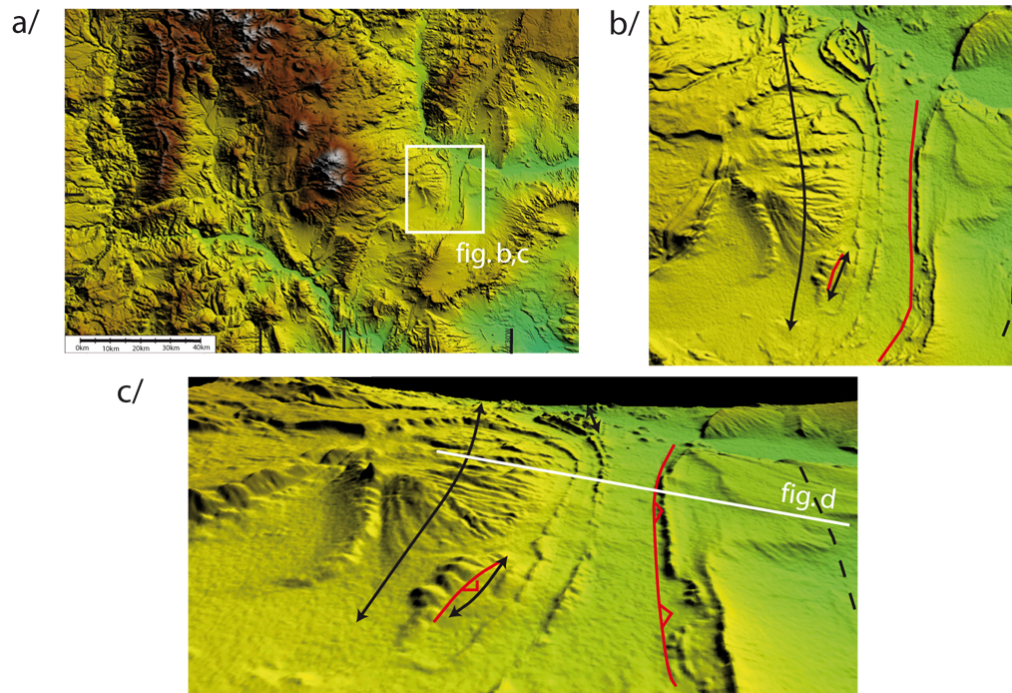


FIG. 4.21 – a/ Localisation du Pampa Tril sur la carte topographique de la zone nord, b/ zoom sur le Pampa Tril et les plis sur sa couverture, c/ vue 3D.

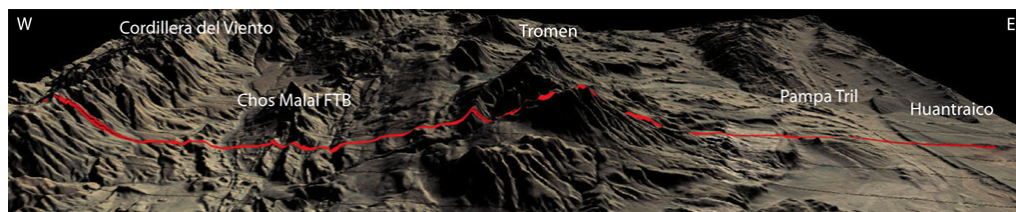


FIG. 4.22 – Vue 3D du profil de la coupe (construit à partir de la superposition d'une image landstat et d'un mnt).

majeure serait celle de la Yesera. Cette faille semble cependant accommoder très peu de raccourcissement. Dans ce cas, comment interpréter les 3000m de relief de l'anticlinal du Tromen ? D'autre part comment expliquer que l'anticlinal de la Yesera paraisse transporté sur le flanc du Tromen ? Aucune autre faille à l'Ouest de la Yesera ne semble subir de jeu suffisamment important pour créer ce relief. L'élévation pourrait être liée à une structure de type 'pop-up'. Cependant, si on observe bien une faille dans les sédiments mésozoïques du flanc ouest du Tromen (Galland et al., 2007b), celle-ci semble plutôt correspondre à une structure de la chaîne de Chos Malal. Le relief pourrait éventuellement être lié à un bombement formé par la chambre magmatique.

La deuxième hypothèse place un niveau de décollement dans le Choiyoi (figure 4.24). Le principal argument contre cette hypothèse tient au fait que le Choiyoi soit considéré comme le substratum de la région. Il paraît difficile de décoller dans ces roches volcano-clastiques légèrement métamorphisées. Cependant, si le matériel magmatique peut intruder le long des failles, on peut imaginer qu'il ait permis la formation d'un niveau de plus faible résistance mécanique.

## 4.5 La mécanique : une clé pour la compréhension ?

L'objectif de cette section est de déterminer dans quelles conditions les hypothèses de faille de socle ou de décollement dans le Choiyoi pourraient être favorisées. Nous allons pour cela calculer les efforts requis par chacune de ces géométries à l'aide de la théorie de l'analyse limite. La géométrie étant connue, les résultats ne proviendront pas d'une optimisation mais seulement d'un calcul de force. La théorie ayant été présentée dans le chapitre 1 et 2, le détail des formules pour ces cas particuliers est présenté en annexe de ce chapitre.

### 4.5.1 Les prototypes

Par simplification, nous nommerons hypothèse 1 l'hypothèse de faille de socle et hypothèse 2 celle du décollement dans le Choiyoi. Les prototypes 1 et 2 correspondront aux modèles mécaniques de l'hypothèse 1 et 2 respectivement. Les formations des plis du Tromen et du Pampa Tril sont considérées comme deux étapes indépendantes : dans un premier temps le pli du Tromen se développe, puis le Pampa Tril se forme. C'est l'étape de la formation du Pampa Tril que nous nous proposons d'étudier. La géométrie de départ des deux prototypes doit cependant tenir compte de la formation du Tromen. L'obtention de la géométrie initiale sera décrite pour chaque prototype. Pour ce travail, nous avons simplifié la structure en ne considérant que trois couches : le socle, représenté avec son figuré classique,

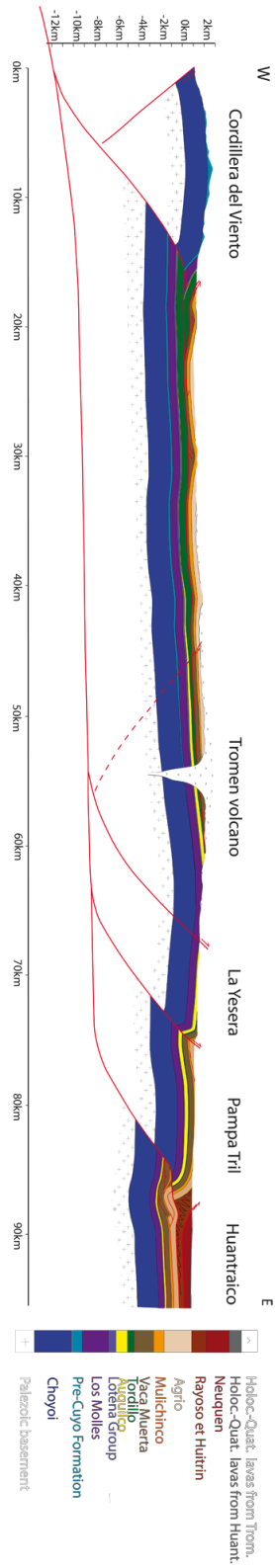


FIG. 4.23 – Coupe proposée dans le cas d'une origine crustale pour les anticlinaux du Tromen et du Pampa Tril.

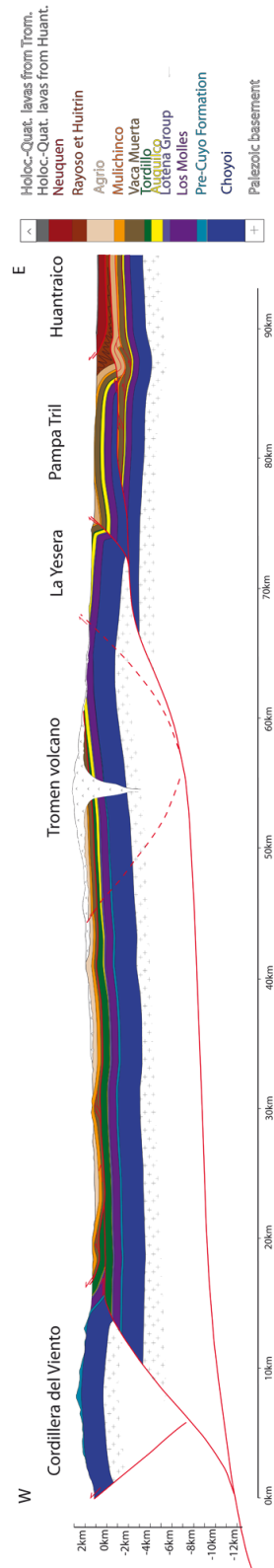


FIG. 4.24 – Coupe géologique proposée dans le cas d'un décollement dans le Choyoi.

le Choiyoi, en bleu, et les roches du Crétacé Inférieur, en blanc. Ces dernières sont considérées comme une couche uniforme non-déformée. En effet, les plis et failles qu'on y trouve sont dûs à des décollements superficiels qui n'affectent que très peu la géométrie de premier ordre. Par simplification encore, la zone triangulaire ne sera pas considérée. Elle aurait de toutes façons affecté le bilan des forces de la même façon pour le prototype 1 ou 2, n'apportant donc aucune information discriminante. Cependant, au sommet de la couche représentant les sédiments du Crétacé Inférieur (au-dessus de l'Agrio), il sera mis un niveau de décollement de faible friction correspondant aux évaporites du Crétacé Supérieur (Huitrin et Rayoso).

Pour ce qui est des paramètres rhéologiques, la friction interne  $\phi_B$  et donc celles de toutes les charnières (rétro-chevauchements et charnières supérieures) a été fixée à  $30^\circ$ . La friction sur le décollement basal  $\phi_D$  est prise à  $5^\circ$  et celle du plat supérieur ( $\phi_U$  pour le prototype 1,  $\phi_{U2}$  pour le prototype 2), correspondant aux niveaux évaporitiques du Huitrin et du Rayoso, à  $5^\circ$  également. Des tests ont été fait avec une friction sur le décollement basal et le plat supérieur à  $1^\circ$ . La densité a été prise à  $2200 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ .

#### **Prototype 1 : hypothèse faille de socle (figure 4.25).**

Toutes les valeurs géométriques ont été obtenues à partir des coupes géologiques. Nous avons considéré que le pendage du décollement était de  $0^\circ$ . La géométrie initiale est obtenue après un raccourcissement de 5 km sur le chevauchement du Tromen. Le pendage de ce chevauchement a été fixé à  $37^\circ$  et la profondeur du décollement à 10 km. Pour le Pampa Tril, nous avons placé la faille à 14 km du chevauchement du Tromen, son pendage est de  $36^\circ$ . Cinq kilomètres de raccourcissement sont appliqués au pli de Pampa Tril. Les forces requises pour la formation du Pampa Tril ont été calculées pour différents coefficients de friction sur la rampe initiale de Pampa Tril  $\phi_{Rptril}$  (la rampe subit ensuite un adoucissement). On pourra ainsi comparer les forces dans le cas où la faille ne pré-existait pas et où il aura donc fallu la créer, et dans le cas où le Pampa Tril serait le résultat d'une réactivation, bien que le pendage soit plus faible que celui d'une faille normale.

#### **Prototype 2 : hypothèse décollement dans le Choiyoi (figure 4.26).**

Comme pour le prototype 1, la géométrie initiale est obtenue après un raccourcissement de 5 km sur le chevauchement du Tromen, le pendage du décollement est fixé à  $0^\circ$ , la profondeur du décollement est à 10 km. par contre, le pendage du chevauchement du Tromen a été fixé à  $20^\circ$ . Le Pampa Tril se forme à la faveur de deux niveaux de décollement : le décollement basal, et un décollement intermé-

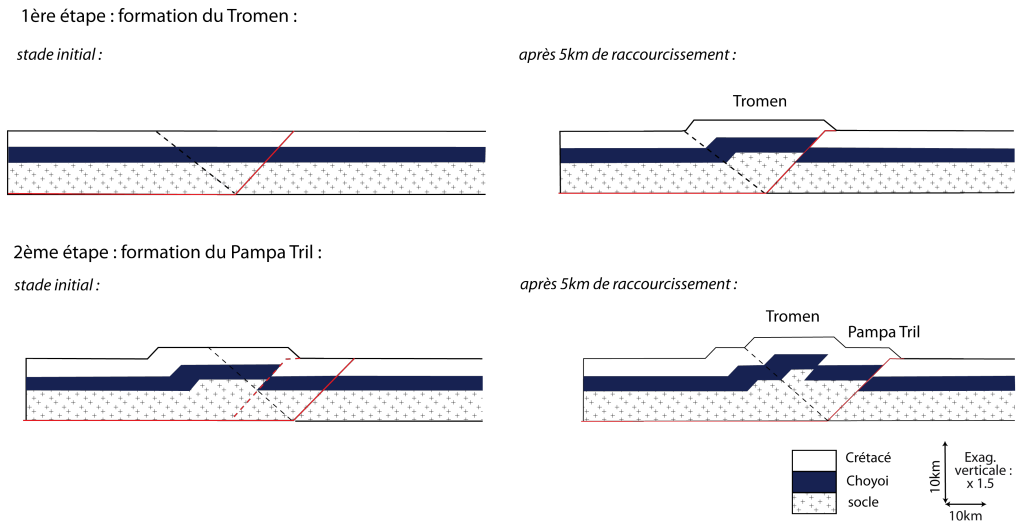


FIG. 4.25 – Les deux étapes de mise en place pour le prototype 1, les failles actives sont en rouge, les rétro-chevauchements sont représentés par des tiretés noirs. 1/ formation du Tromen, qui subit 5 km de raccourcissement, 2/ le Pampa Tril sur lequel sont également appliqués 5 km de raccourcissement. La géométrie provient des coupes géologiques. Les sketches ont été obtenus à partir de l’approche externe de l’analyse limite. Exagération verticale de 1.5

diaire dans le Choyoi. Nous avons donc deux rampes, une qui reprend une partie de la faille du Tromen, et une seconde placée sous le Pampa Tril. Pour la 1ère rampe, le pendage est estimé à  $20^\circ$ , pour la 2ème il est à  $15^\circ$ . La distance entre les deux rampes est de 11 km. Le décollement intermédiaire est situé à 3700m sous la surface. Encore une fois, cinq kilomètres de raccourcissement seront appliqués au pli de Pampa Tril. Pour ce prototype, nous avons calculé les forces pour différents coefficients de friction pour la rampe du Tromen  $\phi_{Rtrom}$  et du décollement intermédiaire dans le Choyoi  $\phi_{U1}$ . La 1ère rampe correspondant à l’ancienne faille du Tromen, on pourra ainsi comparer les forces suivant différents adoucissements. Pour le décollement intermédiaire, on pourra comparer les forces dans le cas où il doit être créé ou suivant la qualité d’un niveau de décollement potentiel. Pour la 2ème rampe, la friction initiale a été prise identique à la friction interne, la rampe est considérée comme non-préexistante.

#### 4.5.2 Résultats

Les valeurs de force à l’initiation pour les tous les cas possibles ont été reportées dans la table 4.1 pour le prototype 1 et dans la table 4.2 pour le prototype 2.

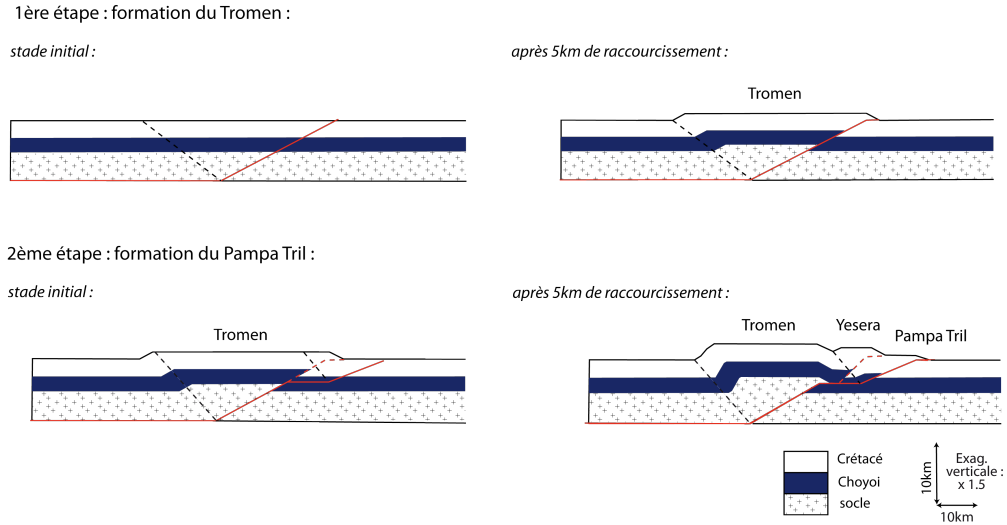


FIG. 4.26 – Les deux étapes de mise en place pour le prototype 2, les failles actives sont en rouge, les rétro-chevauchements sont représentés par des tiretés noirs. 1/ formation du Tromen, qui subit 5 km de raccourcissement, 2/ le Pampa Tril à partir d'un décollement dans le Choyoi, sur lequel sont également appliqués 5 km de raccourcissement. La géométrie provient des coupes géologiques. Les sketches ont été obtenus à partir de l'approche externe de l'analyse limite. Exagération verticale de 1.5

$\phi_{Rptril}$ (deg.)	30	20	15	10	5
Force ( $10^8$ N.)	5.2	4.4	4.0	3.7	3.3

TAB. 4.1 – Force à l'initiation pour le prototype 1 pour différents coefficients de friction initiaux sur la rampe de Pampa Tril  $\phi_{Rptril}$ .

$\phi_{Rtrom}$ (deg.)	20	15	10	5
$\phi_{U1} = 30^\circ$	4.8	4.45	4.05	3.7
$\phi_{U1} = 20^\circ$	4.75	4.35	4.0	3.6
$\phi_{U1} = 15^\circ$	4.7	4.32	3.95	3.55
$\phi_{U1} = 10^\circ$	4.65	4.28	3.9	3.5
$\phi_{U1} = 5^\circ$	4.6	4.2	3.85	3.45

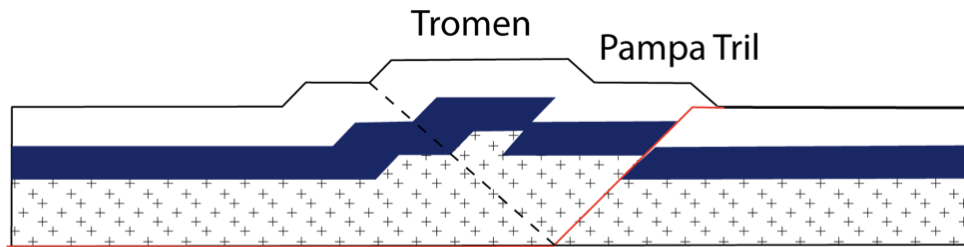
TAB. 4.2 – Force à l'initiation pour le prototype 2, pour différents coefficients de friction initiaux sur la rampe du Tromen  $\phi_{Rtrom}$  et sur le décollement dans le Choyoi  $\phi_{U1}$  (deg.).



Pour commencer, si on compare ces deux prototypes d'un point de vue simplement géométrique, le prototype 2 semble reproduire de façon plus fidèle la géométrie observée sur le terrain : on observe un pli transporté sur le bord est du Tromen, et un Pampa Tril très plat. En ce qui concerne les forces, la première constatation est qu'elles varient relativement peu. Les différences entre les valeurs maximales et les valeurs minimales sont de l'ordre de 30%. Elles nous permettent tout de même de tirer quelques conclusions. Si la faille de Pampa Tril n'est pas pré-existante ( $\phi_{Rptril} = 30^\circ$ , force = 5.2), alors la force requise pour le prototype 1 est supérieure à celles de tous les autres scénarios. Si par contre, on considère que le Pampa Tril correspond à la réactivation d'une faille ( $5^\circ \leq \phi_{Rptril} \leq 20^\circ$ ), la force chute et les deux prototypes entrent en compétition. S'il n'existe pas de décollement dans le Choiyoi ( $\phi_{Ri} = 30^\circ$ ), alors le prototype 1 devrait être favorisé. Si parcontre il existe un niveau de décollement potentiel, alors le prototype 2 est avantagé. Les mêmes résultats sont obtenues avec une friction basale de  $1^\circ$ . Si, comme suggéré par Galland et al. (2007a), le magma peut intruder le long des failles et être déplacé sur de longue distance, dans ce cas, la friction sur la rampe du Tromen et le long du décollement intermédiaire sont très faibles, et le prototype 2 est largement favorisé.

Pour conclure, plusieurs arguments peuvent être avancés en faveur du décollement dans le Choiyoi. Tout d'abord, la coupe géologique considérant des failles de socle permet difficilement de reproduire la forme particulière des plis de la Yesera et du Pampa Tril. La géométrie obtenue avec le prototype 2 s'approche plus de celle observée sur le terrain (figure 4.27). Pour finir, si on accepte une intrusion de magma, le prototype 2 sera clairement favorisé. Cette hypothèse a de plus le mérite de ne considérer le décollement dans le Choiyoi que comme le résultat d'un effet local. Sans l'hypothèse d'intrusion, tout dépend des frictions considérées sur les rampes. Si le Pampa Tril est le résultat de la réactivation d'une faille alors les deux prototypes entrent en compétition.

Prototype 1 :



Prototype 2 :

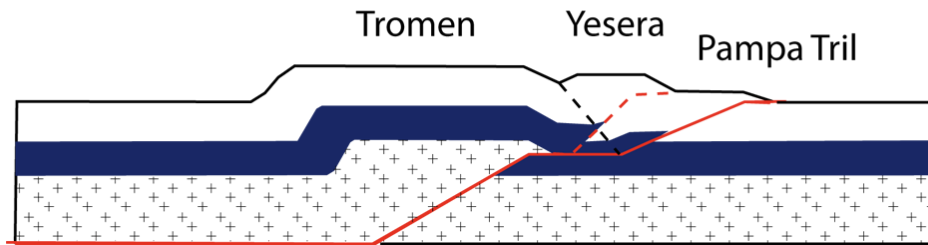


FIG. 4.27 – Comparaisons des étapes finales des 2 prototypes. Le prototype 2, en faveur d'un décollement dans le Choiyoi reproduit de façon plus fidèle la géométrie observée sur le terrain.

## 4.6 Annexes

### Annexe 1 : Développement mécanique pour les prototypes à un ou deux décollements

La théorie ayant été développée dans les chapitres 1 et 2 de cette thèse, je donnerai donc ici directement les sauts de vitesse pour les prototypes 1 et 2. Deux prototypes ont donc été considérés : un prototype à un décollement (figure 4.28) et un prototype à deux décollements (figure 4.30). Le prototype 1 forme une rampe et un rétro-chevauchement, alors que le prototype 2 forme deux rampes et deux rétro-chevauchements.

Pour le prototype 1, les discontinuités de vitesse sont (figure 4.28) : celle du décollement  $L_D$ , du rétro-chevauchement  $L_B$ , de la rampe  $L_R$ , de la charnière supérieure  $L_C$  et du plat supérieur  $L_U$ . On définit quatre blocs : le bloc arrière  $S_D$ , le toit de la rampe  $S_H$ , et le bloc plat supérieur  $S_U$ . On notera  $\gamma$  le pendage de la rampe,  $\theta$  le pendage du rétro-chevauchement et  $\theta_c$  le pendage de la charnière supérieure.

Pour le prototype 2, les discontinuités de vitesse sont (figure 4.30) : celle du décollement  $L_D$ , du 1er rétro-chevauchement  $L_{B1}$ , de la 1ère rampe  $L_{R1}$ , de la charnière intermédiaire  $L_{C1}$ , du plat intermédiaire  $L_{U1}$ , du 2ème rétro-chevauchement  $L_{B2}$ , de la 2ème rampe  $L_{R2}$ , de la charnière supérieure  $L_{C2}$ , et du plat supérieur  $L_{U2}$ . Les blocs rigides considérés sont : celui de la partie arrière  $S_D$ , du toit de la première rampe  $S_{H1}$ , du toit de la 2ème rampe  $S_{H2}$ , du bloc plat intermédiaire  $S_{U1}$  et du bloc plat supérieur  $S_{U2}$ . On notera  $\gamma_1$  le pendage de la 1ère rampe,  $\theta_1$  le pendage du 1er rétro-chevauchement,  $\theta_{c1}$  le pendage de la charnière intermédiaire,  $\gamma_2$  le pendage de la 2ème rampe,  $\theta_2$  le pendage du 2ème rétro-chevauchement et  $\theta_{c2}$  le pendage de la charnière supérieure.

Après application du théorème des puissances virtuelles et de la théorie de la résistance maximale, on détermine une borne supérieure  $Q$  à la force tectonique :

$$Q\mathbf{t}_D \cdot \hat{\mathbf{U}}_D \leq \int_{\Omega} \rho g \mathbf{e}_2 \cdot \hat{\mathbf{U}} dV + \int_{\Sigma_U} \mathfrak{w}(\hat{\mathbf{J}}) dS. \quad (4.6.1)$$

L'optimisation de cette borne permet de prédire la position et le pendage des failles. Dans le cas de l'étude de l'Agrio, la position et le pendage des rampes sont déjà connus. Cependant, il existe une incertitude sur le pendage des rétro-chevauchements, représentant les charnières des plis. Par conséquent, seuls ces pendages seront optimisés. Pour pouvoir réaliser ce calcul, nous devons d'abord

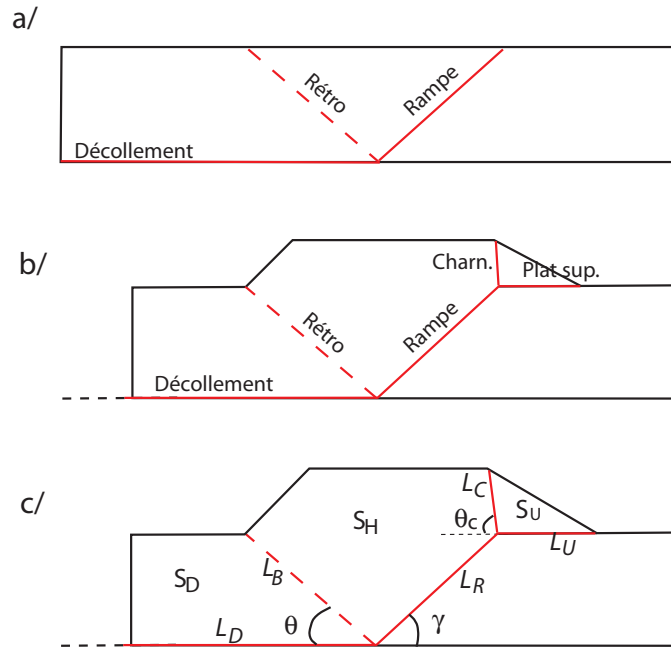
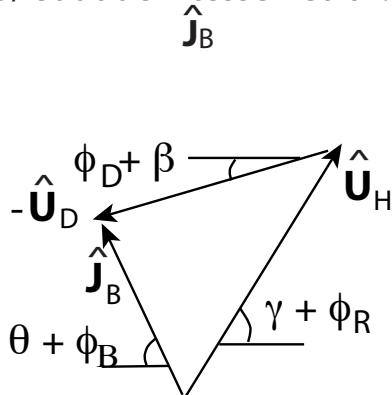


FIG. 4.28 – Géométrie du prototype 1 : un seul niveau de décollement, formation d’une rampe et d’un rétro-chevauchement. a/ Géométrie à l’initiation, b/ géométrie après raccourcissement, c/ définition des longueurs, surfaces et angles considérés.

a/ Saut de vitesse rétro :



b/ Saut de vitesse charnière :

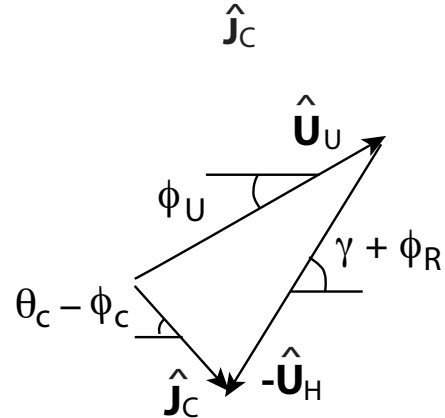


FIG. 4.29 – Hodogrammes des sauts de vitesse sur le rétro-chevauchement  $\hat{J}_B$  et la charnière supérieure  $\hat{J}_C$  pour le prototype 1.

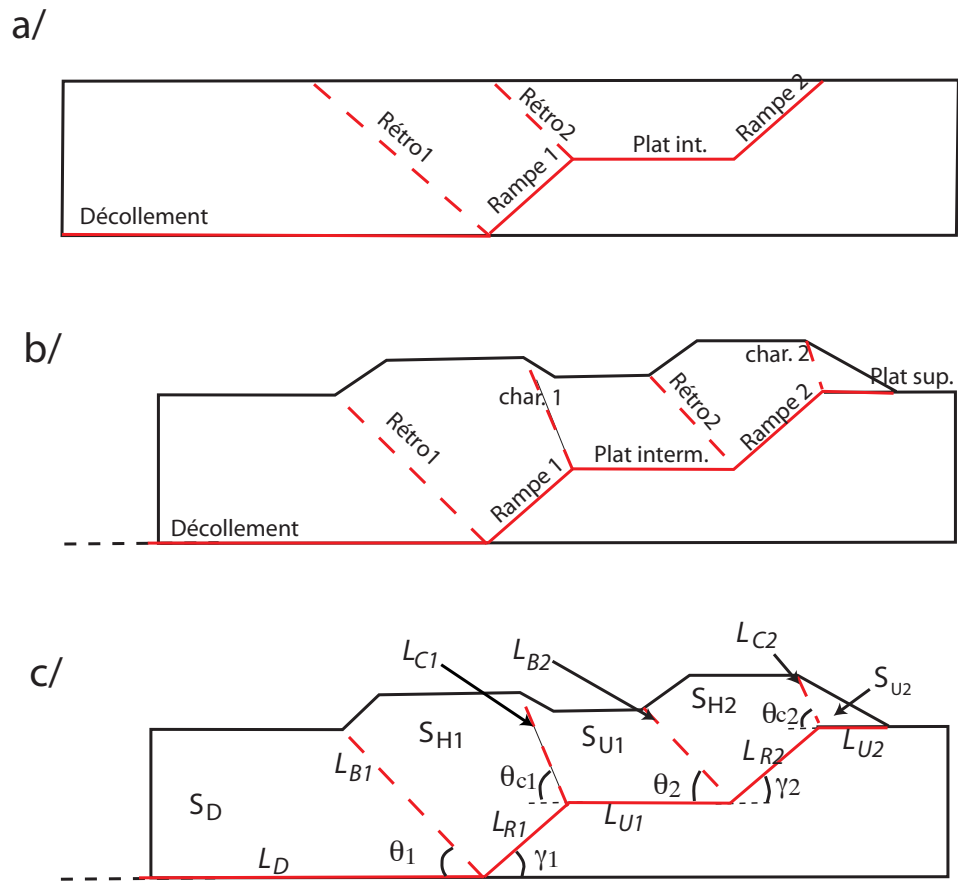


FIG. 4.30 – Géométrie du prototype 2 : deux niveaux de décollement, formation de 2 rampes et de 2 rétro-chevauchements. a/ Géométrie initiale, b/ géométrie après raccourcissement, c/ définition des longueurs, surfaces et angles considérés.

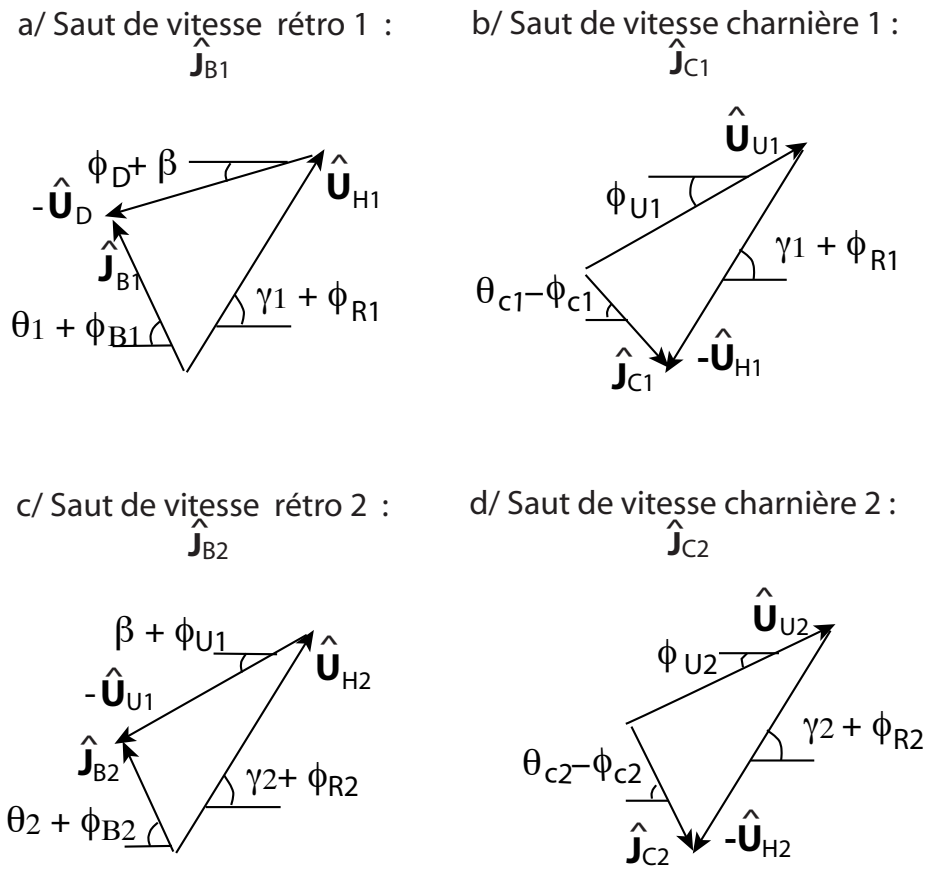


FIG. 4.31 – Hodogrammes des sauts de vitesse sur le 1er rétro-chevauchement  $\hat{J}_{B1}$ , la charnière intermédiaire  $\hat{J}_{C1}$ , le 2ème rétro-chevauchement  $\hat{J}_{B2}$  et la charnière supérieure  $\hat{J}_{C2}$  pour le prototype 2

déterminer les vecteurs saut de vitesse  $\hat{\mathbf{J}}$  de chaque discontinuité. Par application de la loi des sinus, dont les hodogrammes sont présentés dans la figure 4.29, on trouve pour le modèle 1 :

$$\begin{aligned} \hat{U}_H &= \hat{U}_D A_H, & \hat{J}_B &= \hat{U}_D A_{JB} \\ \hat{U}_U &= \hat{U}_D A_H A_U & \hat{J}_C &= \hat{U}_D A_H A_{JC}, \end{aligned} \quad (4.6.2)$$

avec

$$\begin{aligned} A_H &= \frac{\sin(\phi_D + \phi_B + \beta + \theta)}{\sin(\phi_B + \phi_R + \gamma + \theta)}, & A_{JB} &= \frac{\sin(\phi_R - \phi_D - \beta + \gamma)}{\sin(\phi_B + \phi_R + \gamma + \theta)}, \\ A_U &= \frac{\sin(\phi_R - \phi_C + \gamma + \theta_C)}{\sin(\phi_U - \phi_C + \beta + \theta_C)}, & A_{JC} &= \frac{\sin(\phi_R - \phi_U - \beta + \gamma)}{\sin(\phi_U - \phi_C + \beta + \theta_C)}, \end{aligned}$$

l'indice correspondant à la discontinuité : D pour décollement, H pour la rampe, B pour le rétro-chevauchement, U pour le plat supérieur et C pour la charnière supérieure. Les frictions sont notées  $\phi$  et l'indice correspond à la discontinuité.

Pour le modèle 2, les hodogrammes sont présentés dans la figure 4.31. Les sauts de vitesse s'expriment de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \hat{U}_{H1} &= \hat{U}_D A_{H1} & \hat{J}_{B1} &= \hat{U}_D A_{JB1} \\ \hat{U}_{U1} &= \hat{U}_D A_{H1} A_{U1} & \hat{J}_{C1} &= \hat{U}_D A_{H1} A_{JC1}, \\ \hat{U}_{H2} &= \hat{U}_D A_{H1} A_{U1} A_{H2} & \hat{J}_{B2} &= \hat{U}_D A_{H1} A_{U1} A_{JB2}, \\ \hat{U}_{U2} &= \hat{U}_D A_{H1} A_{U1} A_{H2} A_{U2} & \hat{J}_{C2} &= \hat{U}_D A_{H1} A_{U1} A_{H2} A_{JC2}, \end{aligned} \quad (4.6.3)$$

avec

$$\begin{aligned} A_{H1} &= \frac{\sin(\phi_D + \phi_{B1} + \beta + \theta_1)}{\sin(\phi_{B1} + \phi_{R1} + \gamma_1 + \theta_1)} & A_{JB1} &= \frac{\sin(\phi_{R1} - \phi_D - \beta + \gamma_1)}{\sin(\phi_{B1} + \phi_{R1} + \gamma_1 + \theta_1)} \\ A_{U1} &= \frac{\sin(\phi_{R1} - \phi_{C1} + \gamma_1 + \theta_{C1})}{\sin(\phi_{U1} - \phi_{C1} + \beta + \theta_{C1})} & A_{JC1} &= \frac{\sin(\phi_{R1} - \phi_{U1} - \beta + \gamma_1)}{\sin(\phi_{U1} - \phi_{C1} + \beta + \theta_{C1})}, \\ A_{H2} &= \frac{\sin(\phi_{U1} + \phi_{B2} + \beta + \theta_2)}{\sin(\phi_{B2} + \phi_{R2} + \gamma_2 + \theta_2)} & A_{JB2} &= \frac{\sin(\phi_{R2} - \phi_{U1} - \beta + \gamma_2)}{\sin(\phi_{B2} + \phi_{R2} + \gamma_2 + \theta_2)}, \\ A_{U2} &= \frac{\sin(\phi_{R2} - \phi_{C2} + \gamma_2 + \theta_{C2})}{\sin(\phi_{U2} - \phi_{C2} + \beta + \theta_{C2})} & A_{JC2} &= \frac{\sin(\phi_{R2} - \phi_{U2} - \beta + \gamma_2)}{\sin(\phi_{U2} - \phi_{C2} + \beta + \theta_{C2})}, \end{aligned} \quad (4.6.4)$$

l'indice correspondant à la discontinuité : D pour décollement, H1 pour la 1ère rampe, H2 pour la 2ème rampe, B1 pour le 1er rétro-chevauchement, B2 pour le 2ème rétro-chevauchement, U1 pour le plat intermédiaire, U2 pour le plat supérieur, C1 pour la charnière intermédiaire, C2 pour la charnière supérieure.

La force  $Q$  s'écrit donc pour le modèle 1 :

$$\begin{aligned} Q \cos(\phi_D + \beta) \hat{U}_D \leq & S_D \rho g \sin(\phi_D + \beta) \hat{U}_D + S_H \rho g \sin(\phi_R + \gamma) \hat{U}_H \quad (4.6.5) \\ & + S_U \rho g \sin(\phi_U + \beta) \hat{U}_U + c_D \cos \phi_D L_D \\ & + c_B \cos \phi_B L_B \hat{J}_B + c_R \cos \phi_R L_R \hat{U}_H \\ & + c_C \cos \phi_C L_C \hat{J}_C + c_U \cos \phi_U L_U \hat{U}_U . \end{aligned}$$

Pour le modèle 2, on trouve :

$$\begin{aligned} Q \cos(\phi_D + \beta) U_D \leq & S_D \rho g \sin(\phi_D + \beta) \hat{U}_D + S_{H1} \rho g \sin(\phi_{R1} + \gamma_1) \hat{U}_{H1} \\ & + S_{U1} \rho g \sin(\phi_{U1} + \beta) \hat{U}_{U1} + S_{H2} \rho g \sin(\phi_{R2} + \gamma_2) \hat{U}_{H2} \\ & + S_{U2} \rho g \sin(\phi_{R2} + \gamma_2) \hat{U}_{U2} + c_D \cos \phi_D L_D \hat{U}_D \\ & + c_{B1} \cos \phi_{B1} L_{B1} \hat{J}_{B1} + c_{R1} \cos \phi_{R1} L_{R1} \hat{J}_{R1} \\ & + c_{C1} \cos \phi_{C1} L_{C1} \hat{J}_{C1} + c_{U1} \cos \phi_{U1} L_{U1} \hat{J}_{U1} \\ & + c_{B2} \cos \phi_{B2} L_{B2} \hat{J}_{B2} + c_{R2} \cos \phi_{R2} L_{R2} \hat{J}_{R2} \\ & + c_{C2} \cos \phi_{C2} L_{C2} \hat{J}_{C2} + c_{U2} \cos \phi_{U2} L_{U2} \hat{J}_{U2} . \end{aligned}$$

## Annexe 2 : Compilation bibliographique de l'histoire du bassin Neuquén et de la chaîne plissée de l'Agrio

L'histoire du bassin de Neuquén débute donc au Trias Supérieur par une extension continentale avec mise en place d'une série de petits rifts, remplis par des dépôts volcanoclastiques et continentaux. Avec le développement de l'arc volcanique, le bassin se retrouve en position arrière-arc, la sédimentation s'étend. L'accélération de la convergence durant le Crétacé Supérieur provoque l'inversion partielle de ces structures extensives et le développement d'un système flexural d'arrière arc, associé au passage progressif d'une sédimentation marine à continentale (Howell et al., 2005).

### Trias Supérieur à Jurassique :

Avant la mise en place de la subduction, la marge ouest du Gondwana est dominée par un large système décrochant (Franzese et Spallati, 2001). Le morcellement du Gondwana produit une série de longs et étroits demi-grabens dans le futur bassin de Neuquén, parallèles à la marge et se remplissant de sédiments clastiques et volcanoclastiques associés au magmatisme d'extension (Franzese et Spallati, 2001 ; Franzese et al., 2006). Au Jurassique Inférieur, la subsidence thermique post-rift engendre une extension généralisée, et on n'observe plus qu'un seul grand dépôcentre pour l'ensemble du bassin.



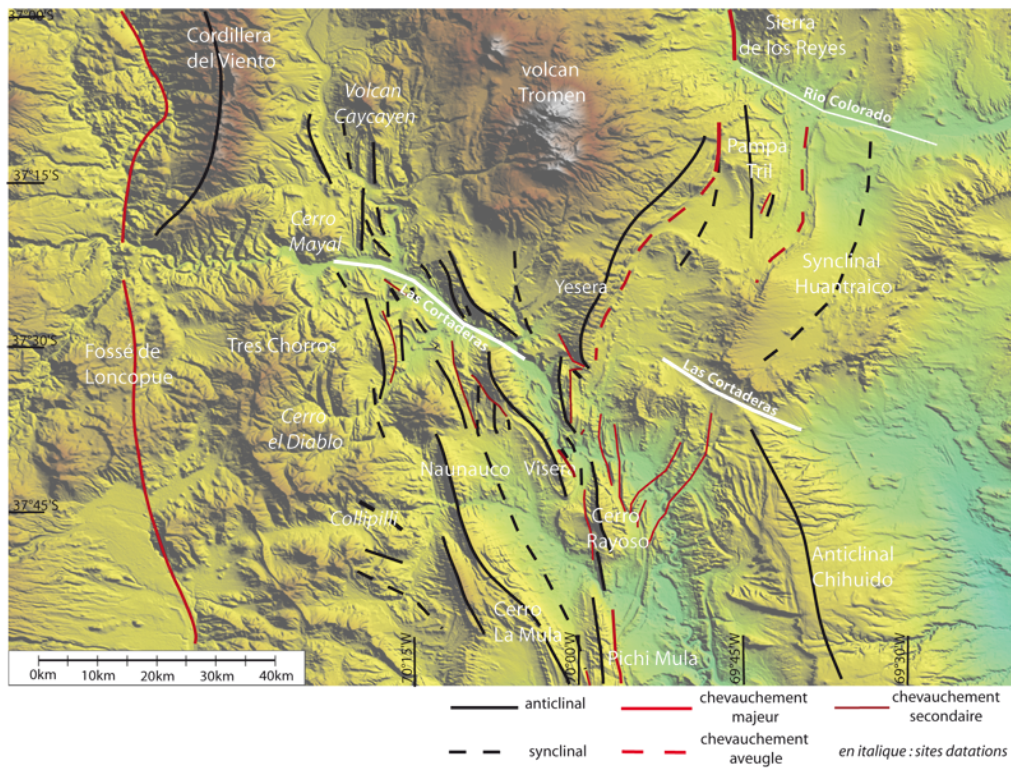


FIG. 4.32 – Localisation des structures et sites de datation

**Jurassique Inférieur à Crétacé Supérieur :**

La subduction andine et l'arc magmatique associé se mettent en place au Jurassique Inférieur (Mpodozis et Ramos, 1989 ; Parada, 1990 ; Franzese et al, 2003). Le bassin de Neuquén devient alors un bassin arrière-arc, peut-être engendré par le recul de la fosse (Mpodozis et Ramos, 1989). Il reste cependant connecté au proto-Pacifique par quelques détroits à travers l'arc (Spalletti 2000 ; McDonald 2003). Du Jurassique au Crétacé Supérieur, plus de 5000m de sédiments s'y accumulent.

**Crétacé Supérieur au Cénozoïque Inférieur :**

Du Crétacé Supérieur au début du Cénozoïque, le plan de la subduction s'horizontalise (Ramos et Folguera, 2005), la convergence devient plus frontale (Larson, 1991) entraînant de la déformation compressive et l'inversion des structures extensives préexistantes (Vergani et al., 1995). Le bassin de Neuquén devient un bassin d'avant-pays flexural en position de retro-arc, dans lequel se déposent les sédiments synorogéniques du groupe Neuquén (figure 4.5). Dans la zone Nord de la chaîne de l'Agrio, l'analyse de traces de fission sur du zircon extrait de roches ignées du Choiyoi (figure 4.5) et sur des unités sédimentaires de la Cordillera del Viento (figure 4.32) donne un premier épisode de soulèvement entre 80 et 70Ma (Burns et al., 2006). De plus, la datation Ar/Ar de biotite du Choiyoi donne un âge de refroidissement de  $69.09\text{Ma} \pm 0.13\text{Ma}$  (Kay, 2001b), que Ramos et Kay (2006) interprètent comme correspondant au soulèvement de la Cordillera del Viento. D'après Kay (2001b), à ce moment, la Cordillera se serait déjà soulevée de 3000m sur les 6000m au total. D'autres part, des datations K/Ar de roches volcaniques andésitiques de la formation du Pelan, située au sud du Cerro Domuyo (figure 4.32) et au Nord-Est de la Cordillera del Viento, recouvrant des dépôts crétacés déformés, donne un âge de  $71.5\text{Ma} \pm 5\text{Ma}$  (Llambias et al., 1978). La datation Ar/Ar de roches andésitiques reposant en discordance angulaire sur le Choiyoi affleurant dans le flanc ouest de la Cordillera del Viento donne 56Ma (Jordan et al., 2001). Dans la zone Sud, on retrouve les mêmes âges pour ce premier épisode compressif. Llambias et Rapela (1989) trouvent entre 76Ma à 63Ma pour des roches volcaniques intrusives de Collipilli (figure 4.32) recouvrant les roches de l'Agrio, du Huitrin et du Rayoso (figure 4.5) plissées en synclinal. De la même façon, Zamora Valcarce et al. (2006) date par Ar/Ar des brèches pyroclastiques et des roches andésitiques, dans la partie ouest de l'Agrio, recouvrant des roches déformées du Crétacé Inférieur à 77Ma et des dykes andésitiques de direction E/W suggérant un début de compression à 100Ma. Pour finir, l'analyse de traces de fission sur du zircon extrait du groupe Neuquén (Crétacé Supérieur)

indique un début de sédimentation dans le bassin d'avant-pays à 88Ma (Corbella et al., 2004).

Si toutes ces datations s'accordent donc sur un début de compression vers 80-70Ma, durant le Cénozoïque, le régime compressif ne semble pas continu, mais plutôt composé d'une succession de périodes compressives et de périodes de relaxation, affectant à chaque fois différentes zones de l'orogène (Zapata et Folguera, 2005). De plus, la convergence devient oblique au Paléocène (Pardo Casas et Molnar, 1987) pour redevenir plus frontale ensuite, ce qui joue certainement un rôle dans cette discontinuité. C'est aussi à ce moment que l'on observe des schémas d'évolution différents entre le Nord et le Sud. Du fait de ces différences et des complexités engendrées par le régime compressif discontinu, une description un peu plus détaillée de la période Cénozoïque s'impose.

### **Paléogène :**

Le début du Paléogène est marqué par une migration vers l'Est du front magmatique (Kay et al., 2006 ; Ramos et Kay, 2006 ; Ramos et Folguera, 2005 ; Franchini et al., 2003). Le front de l'arc passe alors du Cayanta à l'Ouest de la Cordillera del Viento au Caicayen à l'Est (figure 4.32). Comme preuves de la compression Paléogène, on trouve 2 synclinaux près de Collipilli (zone Sud, figure 4.32) recouvert de laves andésitiques et de tufs plissés, reposant en discordance angulaire sur les sédiments mésozoïques encore plus déformés. La datation K/Ar de ces roches donne un âge Eocène ( $39 \pm 9.1Ma$ , Llambias et Rapela, 1989). De plus, on trouve de nombreuses intrusions andésitiques d'âge Eocène sur l'ensemble de la chaîne (K/Ar : Cerro Caycayen :  $44.7 \pm 2.4Ma$ , Cerro El Diablo :  $48.4 \pm 2.4Ma$  (Llambias et Rapela, 1989) ; Ar/Ar : Cerro Mayal :  $39.7 \pm 0.2Ma$  (Cobbold et Rossello, 2003), (figure 4.32), amenant Cobbold et Rossello à considérer que l'Eocène est une phase d'activité magmatique. D'autre part, l'étude de dykes de bitume dans la chaîne de l'Agrio à l'Est de la Cordillera del Viento, verticaux, de direction N60 et formés par fracture hydraulique, amènent Cobbold et al. (1999) et Cobbold et Rossello (2003) à conclure que le Paléogène est également une période d'activité tectonique en ambiance de transpression. L'orientation des dykes, parallèle à la contrainte principale, semble compatible avec la convergence oblique entre la plaque Nazca et la plaque Amérique du Sud à l'Eocène. La déformation aurait donc commencé avec de la compression orthogonale au Crétacé Supérieur et fini par de la transpression généralisée au Paléogène Moyen associée à une convergence oblique (Cobbold et Rossello, 2003) .

### **Oligocène au Miocène Moyen (33-15Ma) :**

De l'Oligocène au Miocène Moyen, la convergence redevient frontale (Pardo

Casa et Molnar, 1987) et une extension généralisée est observée, aussi bien dans l'avant-arc (Cisternas et Frutos, 1994; Stern et al., 2000), l'arc (Vergara et al., 1997; Burns et al., 2006) ou le rétro-arc (Folguera et al., 2003a). Dans cette dernière zone, la déformation est restreinte à l'Ouest de la Cordillera del Viento, avec l'ouverture du bassin de Cura Mallin (Folguera et al., 2003a, figure 4.32) et le début de la formation de la dépression de Loncopué (Jordan et al., 2001, figure 4.32). Aucune figure extensive n'est notable dans la chaîne de l'Agrio. Cette période est également associée à un retrait vers la fosse de l'activité magmatique (Kay et al., 2006). L'extension et la migration du front magmatique sont interprétées comme la conséquence d'un retrait de la fosse (ou par une augmentation du pendage de la plaque plongeante) (Ramos et Barbieri, 1989; Kay, 2001b; Kay et Copeland, 2006.; Ramos et Folguera, (2005); Cisternas et Frutos, 1994).

#### **Miocène Moyen à Supérieur (15-5Ma) :**

A l'extension succède une phase compressive du Miocène Moyen à Supérieur, qui referme par inversion les bassins récemment formés, comme le Cura Mallin (Folguera et al, 2003b, 2004, 2006a). On assiste également au développement d'une nouvelle chaîne plissée : la chaîne de Guanacos situé à l'Ouest de la Cordillera del Viento. L'analyse des traces de fissions sur Zircon de Burns et al. (2006) donne une 2ème phase de soulèvement pour la Cordillera del Viento de 7 à 5Ma. Des dépôts synorogéniques des formations de Tralahue (Ramos, 1998) et de He Rincon Bayo (Zapata et al., 2002) situés sur les flancs d'anticlinaux de la chaîne de l'Agrio, montrent des croissances de strates marquant un épisode de déformation Miocène (Ramos, 1998; Repol et al., 2002; Zapata et al., 2002). Par recouplement de données de terrain et de données sismiques, Zapata et Folguera (2005) proposent une réactivation légère de quelques structures préexistantes dans la chaîne, incluant l'anticlinal du Chihuido (figure 4.32) et accompagnée de moins de 500m de soulèvement. On observe une nette différence de part et d'autre de las Cortaderas. Au Nord, le magmatisme est abondant et les dépôts synorogéniques largement répandus. Au Sud, l'activité magmatique est absente et les réactivations des structures de la chaîne de l'Agrio sont mineures (Ramos et Kay, 2006). D'après Kay et al. (2006), le passage à un régime compressif correspondrait à un aplatissement de la plaque plongeante sous l'arrière-arc, confirmé par l'étude géochimique de roches volcaniques du Miocène Supérieur de la Sierra de Chachahuen, avec une signature d'arc, (Kay, 2002) situées à plus de 500km de la fosse. Cet aplatissement serait notamment plus important au Nord de Las Cortaderas, expliquant la dissymétrie de l'activité magmatique et des réactivations (Kay et al., 2006). C'est à cette période que la chaîne de l'Agrio acquiert sa structure actuelle et que le raccourcissement atteint son maximum dans les Andes Neuquines. Ce

raccourcissement est évalué entre 45 à 57 km par Introcaso et al. (1992) et Ramos (1999). Dans la zone Nord, une nouvelle structure se développe : le soulèvement du Tromen est daté entre 12 et 4Ma (Kay et al., 2006).

### **Pliocène (5-2Ma) :**

Le régime de déformation du Plio-pléistocène est encore débattu. Pour certains auteurs, à partir du Pliocène, on entre de nouveau en phase extensive. Ils s'appuient sur la mise en place de fossés extensifs. On trouve par exemple le Loncopu et le Bio Bio Alumine (figure 4.32) respectivement à l'Ouest au Sud-Ouest de la chaîne de l'Agrio dans la zone Sud, et le Loica (figure 4.32) à l'Ouest de l'anticlinal du Tromen (Zapata et al., 2002 ; Folguera et al., 2006). Des datations Ar/Ar de rhyolites provenant du Cerro Bayo (figure 4.32) situé à l'Ouest du Tromen dans ce qui semble être une dépression, donne un âge de 4Ma que Zapata et al. (1999) interprètent comme le début de l'extension. Des laves mafiques dans cette dépression sont datées entre de 2 et 1Ma (Zapata et al., 2002). La zone Nord, dans laquelle l'extension serait tout de même assez restreinte comparée à celle de la zone Sud, est caractérisée par une activité magmatique basaltique d'arrière-arc abondante. Toujours d'après Kay et al. (2006), du Pliocène à l'Holocène, la plaque plongeante se redresserait, dans les 2 zones, hypothèse soutenue par un changement dans la composition des roches magmatiques, notamment au Tromen, où l'on passe de roches andésitiques à rhyolitiques et où l'influence d'une composante d'arrière-arc décroît en faveur d'une signature intraplaque.

### **Pléistocène-Quaternaire (2-0Ma) :**

Le Pléistocène-Quaternaire est caractérisé par le volcanisme abondant du Tromen. Par datations Ar/Ar, les plus vieilles roches volcaniques sont datées de  $2.27 \pm 0.10Ma$ . Il est probable que le volcan soit encore actif. On peut observer des dépôts sulfurés bien préservés dans son cratère Nord (Zollner et Amos, 1973) et certains récits historiques décrivent le volcan comme actif (Havestadt, 1752 ; Simkin et Siebert, 1994). Sur la couverture du Tromen, on observe des plis et des failles laissant supposer un régime compressif durant le Pléistocène-Quaternaire. En effet, la datation de dykes et de fissures formés par fracture hydraulique, donnent des âges compris entre 2 et 0.8Ma (Galland et al., 2007b). D'autre part, près de Chos Malal, on trouve une terrasse quaternaire plissée en synclinal qui conforte Cobbold et Rossello (2003) dans l'interprétation d'un régime compressif. Nivière et al. étudient actuellement les terrasses de l'Agrio. D'après ces auteurs, on trouverait des terrasses plissées sur l'anticlinal du Chihuido. L'âge proposé pour ces terrasses est Quaternaire voire Plio-Pleistocène. Cobbold et Rossello (2003) s'appuient également sur une campagne GPS mené par Klotz et al. (2001), qui

donne un régime compressif avec 100% de couplage. Cependant, une seule station GPS est situé sur la bordure Argentine des Andes. Ces auteurs s'appuient également sur les mesures de champs de contraintes dans les puits faite par Guzman et al. (2007), donnant pour contrainte principale  $N88.7^\circ$  avec un intervalle de confiance de 95% à  $13.3^\circ$ . Toutefois, ces mesures ont été réalisées dans le bassin et non dans la chaîne de l'Agrio.

### Annexe 3 : Le linéament de Las Cortaderas

La chaîne de l'Agrio semble être séparée en deux zones, Nord et Sud, par une structure transverse de direction NW/SE : le linéament de Las Cortaderas (figure 4.1, Groeber, 1938 ; Ramos 1981 ; Ramos et Barbieri 1989). On trouve également une autre structure transverse dans la région nord, parallèle au linéament de Las Cortaderas, au niveau de la rivière Colorado (figure 4.1). Afin de comprendre quelle pouvait être l'origine de ce linéament, j'ai réalisé une petite recherche bibliographique faisant l'objet de cet annexe.

#### **Le linéament de Las Cortaderas : une zone de suture ou de faiblesse crustale ?**

Dans les Sierras Pampeanas, au Nord des Andes Neuquines, il a été démontré que les sutures des blocs allochtones ou terranes, accrétés durant le Paléozoïque, ont joué un rôle essentiel dans la localisation de la déformation (Ramos et al., 2002). J'ai donc recherché dans un premier temps si ces linéaments pouvaient également traduire d'anciennes zones de sutures ou sinon de faiblesses crustales. En étudiant la région à plus grande échelle, on constate que les limites nord et sud du bassin correspondent à d'anciennes sutures de cratons. Le bassin de Neuquén repose sur le craton Chilenia (figure 4.33) entré en collision avec la marge du Gondwana entre le Dévonien et le Carbonifère Inférieur, cette marge étant elle même le résultat d'accumulation de terranes : le Cuyania, le Famatina et le Pam-pia (figure 4.33, Ramos et al., 1986 ; Kay et al., 1993 ; Bahlburg et Hervé, 1997). Le craton Patagonia entre ensuite en collision avec le Chilenia, au Paléozoïque Supérieur. C'est le long de ces anciennes sutures, zones de faiblesse lithosphérique, que vont se développer les failles normales liées au rifting du Gondwana. L'arche de Huincul (Huincul ridge, figure 4.33), faille normale tour à tour transpressive et transtensive, ayant délimité la zone extensive et reprise en inversion dès le Jurassique (Ploskiewicz et al., 1984 ; Uliana et al. 1995), marque en fait la suture avec le craton Patagonia (Ramos et al., 1986 ; Kay et al., 1993 ; Bahlburg et Hervé, 1997). L'étude des fabriques de socle ne montre aucune transition au niveau de ces linéaments (figure 4.34).

Si les structures transverses de Las Cortaderas et du Rio Colorado ne sont pas d'anciennes sutures paléozoïques, peut-on les expliquer par un autre phénomène ayant créé des zones de faiblesse dans la croûte? Pour cela, j'ai voulu vérifier la correspondance entre rift et linéament.

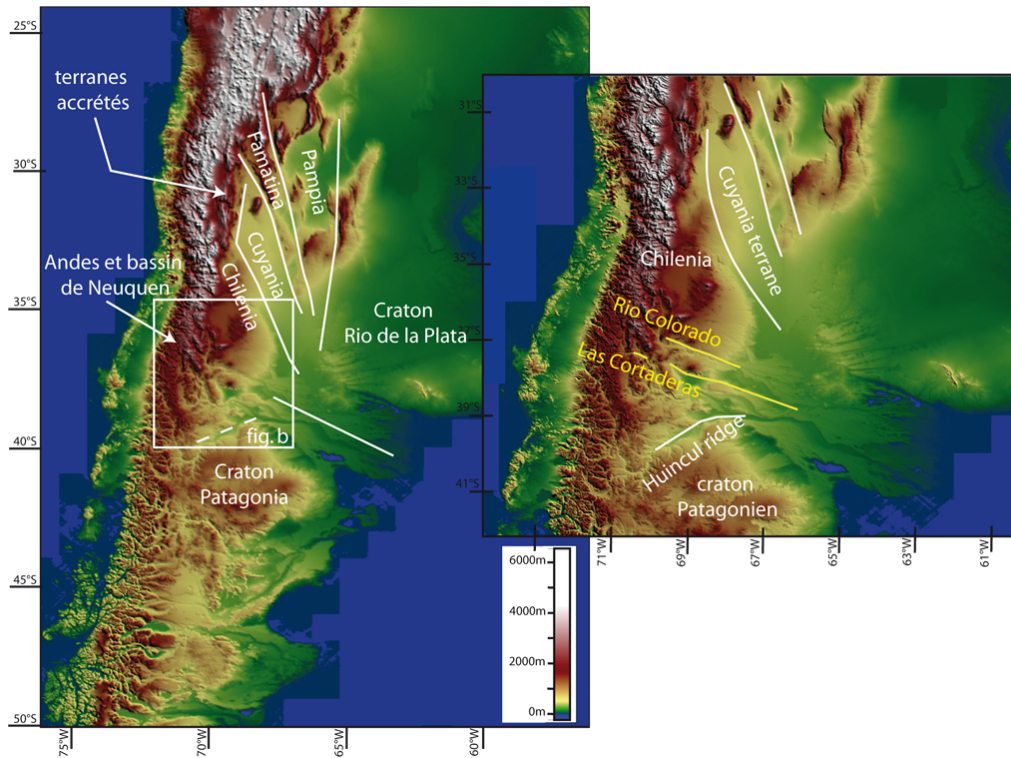


FIG. 4.33 – a/ Représentation des différents cratons composant l'Argentine. b/ Aggrandissement du bassin de Neuquén et des Andes neuquines reposant sur le craton du Chilenia, encadré au Sud par le Patagonia et au Nord par le Cuyania. Les linéaments de Las Cortaderas et du Rio Colorado ne marquent pas des sutures contrairement à la Huincul Ridge au Sud.

L'histoire du bassin de Neuquén a débuté au Trias Supérieur par une extension continentale liée au rifting du Gondwana, avec mise en place d'une série de petits rifts, étroits et longs, remplis par des dépôts volcano-clastiques et continentaux (Franzese et Spallati, 2001). On trouve 3 directions majeures dans ce réseau de rifts (figure 4.35, Mosquera et Ramos, 2006) :

- Nord-Sud : localisée principalement à l'Ouest du bassin, au niveau de la Cordillera del Viento, de la Sierra de los Reyes, de l'anticlinal de Chihuido. Ces failles normales contrôleront la vergence des chevauchements majeurs par la suite,
- Est-Ouest : le long de la suture du craton Patagonia,

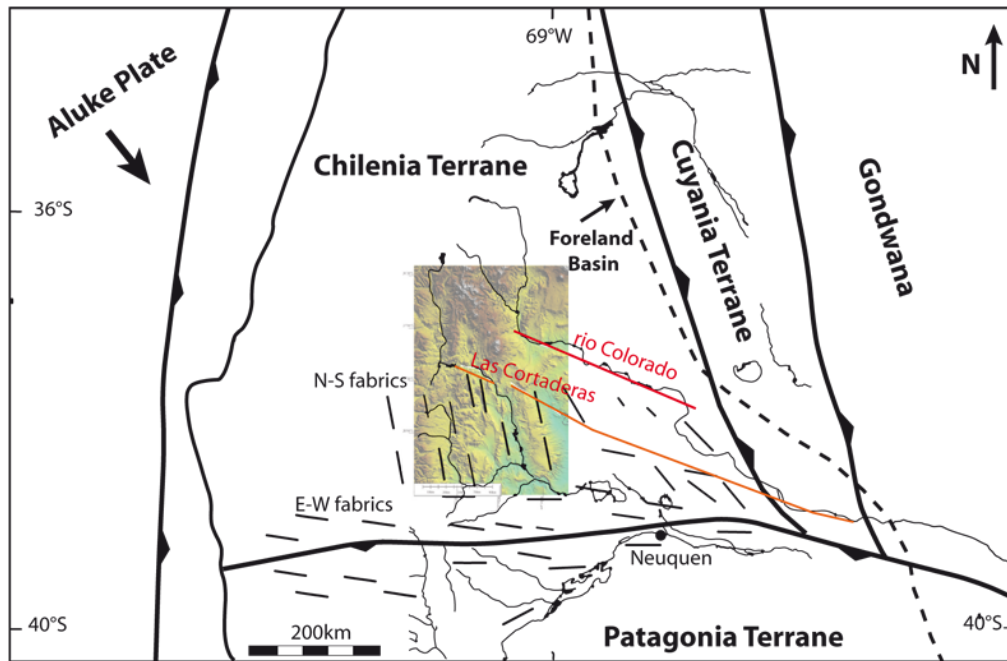


FIG. 4.34 – Représentation des directions de fabrique de socle dans le bassin de Neuquén, modifié à partir de Mosquera et Ramos, 2006.

- Nord Ouest-Sud Est : localisée dans la partie nord du bassin, contrôlée par les fabriques de socle développées lors de l'accrétion du terrane Chilenia au Cuyania (Mosquera et Ramos, 2006).

La structure transverse du Rio Colorado semble suivre les rifts développés parallèlement à la suture du Cuyania, ce qui ne semble pas être le cas pour le linéament de Las Cortaderas. Il reste cependant parallèle aux zones de faiblesse créées par la collision du Chilenia au Cuyana.

#### **ou reflet d'un changement de pendage dans le panneau plongeant sous-jacent ?**

Les différences de part et d'autre du linéament, structurale, la zone sud est peu réactivée au cours du Miocène et magmatique, l'activité magmatique cénozoïque est abondante dans le Nord mais quasiment absente dans la zone sud (Ramos et Barbieri, 1989) ont amené Kay (2001a, 2001b), Kay et Mancilla (2001) et Kay et al. (2006) à proposer Las Cortaderas comme limite sud d'un panneau plongeant peu incliné durant le Miocène. Cette hypothèse s'appuie entre autres sur l'absence de magmatisme arrière-arc au Sud de Las Cortaderas et les larges champs volcaniques de Auca Mahuida et Payenia au Nord. Doit-on alors considérer Las Cortaderas comme la marque d'une structure lithosphérique ancienne



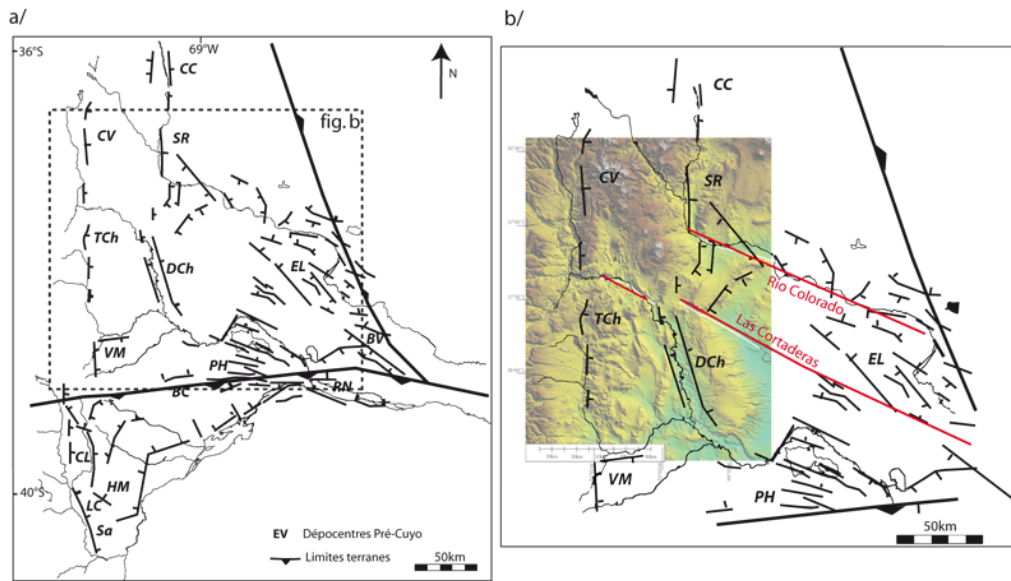


FIG. 4.35 – a/ Localisation des rifts triassiques dans le bassin de Neuquén et les Andes neuquines, modifié à partir de Mosquera et Ramos, 2006. b/ Zoom sur l'Agrio, le Rio Colorado suit un alignement de rifts de direction NW-SE.

ou comme l'expression d'une structure transverse dans le panneau plongeant ? Si l'on regarde à l'échelle des Andes, celles-ci sont découpées en une dizaine de segments, dont celui de Neuquén, morphologiquement et structuralement différents dont les limites sont souvent brusques (Kley et al., 1999). D'après Kley et al. (1999), cette segmentation serait principalement contrôlée par des structures héritées et par les variations stratigraphiques de la plaque Amérique du Sud et non par la segmentation de la plaque subductante, pour laquelle on n'observe qu'une faible corrélation. Cependant, le linéament de Las Cortaderas est beaucoup plus modeste et il n'existe pas de variations stratigraphiques de part et d'autre. Si l'on regarde à l'échelle des Andes centrales sud maintenant, on peut observer dans la région de l'avant-arc de nombreux accidents de direction NW-SE (figure 4.3). La géologie de surface et l'étude des anomalies gravimétriques révèlent une segmentation de l'avant-arc. On distingue trois blocs : le Arauco-Lonquimay ( $36.5^{\circ}\text{S}$ - $39^{\circ}\text{S}$ ), le Valdivia-Liquine ( $39^{\circ}\text{S}$ - $40^{\circ}\text{S}$ ) et le Bahia Mansa-Osorno ( $40^{\circ}\text{S}$ - $42^{\circ}\text{S}$ ) (Melnick and Echtler 2006, Hackney et al., 2006). La limite des segments coïncide avec certaines des failles NW-SE qui sont considérées comme des structures pré-existantes : les failles Bio-Bio dans sa partie ouest, Mocha-Villarca et Valdivia. Les anomalies de gravité peuvent être utilisées pour déterminer le degré de couplage des plaques dans les zones de subduction (Song et Simons, 2003, Hackney et al., 2006). D'après Hackney et al. (2006), ces segments seraient en fait le

résultat de la combinaison des effets de la profondeur ou flottabilité de la plaque plongeante, de l'épaisseur de l'avant-arc et de la rhéologie de l'avant-arc. D'après ces auteurs, cette combinaison induirait des variations de contrainte cisailante (shear stress) à l'interface des plaques et par conséquent influencerait sur le degré de couplage. Le degré de couplage pourrait ensuite induire des différences dans la déformation de la plaque supérieure. Le linéament de Las Cortaderas se trouve être dans la continuité de la limite nord du segment Arauco-Lonquimay. Mais, il est difficile de croire que cet effet ait pu se répercuter au-delà de l'avant-arc. Pour ce travail, nous retiendrons simplement, que les zones nord et sud délimitées par le linéament ont évolué de façon indépendante à partir du Miocène : très peu de réactivation dans la zone sud, beaucoup de magmatisme dans la zone nord, la Cordillera del Viento réactivée, l'anticlinal sous le Tromen qui se soulève, et le Tromen lui-même qui se met en place.

## References

- Angermann D., Klotz J., Reigber C. (1999), Space geodetic estimation of the Nazca-South America Euler vector, *EPSL*, 171, 329-334.
- Asch G., Schurr B., Bohm M., Yuan X., Haberland C., Heit B., Kind R., Woelbern I., Bataille K., Comte D., Pardo M., Viramonte J., Rietbrock, A., Giese P. (2006), Seismological Studies of the Central and Southern Andes - In : Oncken, O. ; Chong, G. ; Franz, G. ; Giese, P. ; Götz, H.-J. ; Ramos, V. A. ; Strecker, M. R. ; Wigger, P. (Eds.), *The Andes - Active Subduction Orogeny*, Springer, 443-457.
- Bahlburg and Hervé (1997), Geodynamic evolution and tectonostratigraphic terranes of NW-Argentina and N-Chile, *Geological Society of America Bulletin*, 109, 869-884.
- Bohm M., Lüth S., Echtler H., Asch G., Bataille K., Bruhn C., Rietbrock A., Wigger P. (2002), The Southern Andes between 36° and 40° S latitude : seismicity and average seismic velocities, *Tectonophysics*, 356, 4, 275-289.
- Branquet, Y., Van Wyk de Vries B. (2001), Effets de la charge des édifices volcaniques sur la propagation de structures régionales compressives : Exemples naturels et modèles expérimentaux, *C. R. Acad. Sci., Ser. IIA : Terre Planetes*, 333, 455- 461.
- Burns W.M., Jordan T.E, Copeland P., Kelley S.A. (2006), The case for extensional tectonics in the Oligocene-Miocene Southern Andes as recorded in the Cura Mallin Basin (36°-38°S), in *Evolution of an Andean margin : A tectonic and magmatic view from the Andes to the Neuquén Basin (35°-39°S lat)*, edited by S.M. Kay and V. Ramos, *Geol. Soc. of Am. Spec. Paper 407*, 163-184.
- Cisternas M.E., et Frutos J. (1994), Evolución tectono-estratigráfica de la cuenca terciaria de los Andes del Sur de Chile (37°30'-40°30'Lat.S.) : 7th Congreso Geológico Chileno (Concepción) *Actas*, 1, 6-12.
- Cobbold, P.R., Diraison, M., Rossello, E.A. (1999), Bitumen veins and Eocene transpression, Neuquén Basin, Argentina, *Tectonophysics*, 314, 423-442.
- Cobbold, P.R. et Rossello E.A. (2003), Aptian to Recent compressional deformation of the Neuquén Basin, Argentina, *Marine and Petroleum Geology*, 20, 429-443.
- Corbella H., Novas F.E., apestegua S. et Leanza H.A. (2004), First fission track-age for the dinosaur bearing Neuquén Group (Upper Cretaceous) Neuquén Basin, Argentina, *Revista Museo Argentino de Ciencias Naturales*, 6, 1-6.
- Folguera A., Ramos V.A., González Díaz, Hermanns R. (2006a), Miocene to Quaternary deformation of the Guañacos fold-and-thrust belt in the Neuquén Andes between 37°S and 37°30'S, in *Evolution of an Andean margin : A tectonic and magmatic view from the Andes to the Neuquén Basin (35°-39°S lat)*, edited by S.M. Kay and V. Ramos, *Geol. Soc. of Am. Spec. Paper 407*, 247-266.
- Folguera A., Zapata T., Ramos V.A. (2006b), Late Cenozoic extension and the evolution of the Neuquén Andes, in *Evolution of an Andean margin : A tectonic and magmatic view from the Andes to the Neuquén Basin (35°-39°S lat)*, edited by S.M. Kay and V. Ramos, *Geol. Soc. of Am. Spec. Paper 407*, 247-285.
- Folguera A., Ramos V.A., Hermanns R., Naranjo J. (2004), Neotectonics in the foothills of the southernmost central Andes (37°-38°S) : evidence of strike-slip displacement along the Antinir-Copahue fault zone, *Tectonics*, 23, TC5008.
- Folguera A., Ramos V.A., Melnick, D. (2003b), Recurrencia en el desarrollo de cuencas de intraarco Cordillera Neuquina (37°30'), *Revista de la Asociación Geológica Argentina*, 58 (1), 3-19.
- Folguera A., Araujo M., Ramos V.A., Melnick D, Hermanns R., Garcia Morabito E., Bohm M. (2003a), Seismicity and variation of the crustal tensional state of the retro-arc in the southern central andes during the last 5Ma (37°30-39°S), X Congreso Geológico Chileno (Concepción), *actas*, electronic files.

- Franchini M.B., López Escobar L., Shalamuk I.B.A., Meinert L.D. (2003), Paleocene calc-alkaline subvolcanic rocks from Nevazón Hill area (NW Chos Malal Fold Belt), Neuquén, Argentina, and comparison with granitoids of the Neuquén-Mendoza volcanic province, *J. South Am. Earth Sci.*, 16, 399–422.
- Franzese J.R. et Spallati L.A. (2001), Late triassic-early Jurassic continental extension in southwestern Gondwana : tectonic segmentation and pre-break-up rifting, *Journ. South Am. Earth Sci.*, 14, 257-270.
- Franzese J., Spalletti L. A., Perez I. G., Macdonald D. (2003), Tectonic and paleoenvironmental evolution of Mesozoic sedimentary basins along the Andean foothills of Argentina (32–54 S), *J. S.Am. Earth Sci.*, 16, 81– 90- In : Oncken, O. ; Chong, G. ; Franz, G. ; Giese, P. ; Götze, H.-J. ; Ramos, V. A. ; Strecker, M. R. ; Wigger, P. (Eds.), The Andes - Active Subduction Orogeny, Springer, 443-457.
- Franzese J., Veiga G.D., Schwarz E., Gómez-Pérez I. (2006), Tectono-stratigraphic evolution of a Mesozoic rift border system : the Chachil depocentre, southern Neuquén Basin, Argentina, *Journ. of the Geol. Soc.*, London.
- Galland O., Cobbold P.R., de Bremond d’Ars J., Hallot E. (2007a), Rise and emplacement of magma during horizontal shortening of the brittle crust : Insights from experimental modeling, *Journ. Geophys. Res.*, 112, B06402.
- Galland O., Hallot E., Cobbold P.R., Ruffet G., de Bremond d’Ars J (2007b), Volcanism in a compressional Andean setting : A structural and geochronological study of Tromen volcano (Neuquén province, Argentina), *Tectonics*, 26,TC4010.
- Groeber P. (1938), Mapa geológico de la Gobernación del Neuquén, scale 1 : 1.000.000, Territorio Nacional del Neuquén. Aguas Minerales de la República Argentina, Ministerio del Interior., Comisión Nacional de Climatología y Agricultura 12, 17–31.
- Guzmán C., Cristallini E., Bottesi G. (2007), Contemporary stress orientations in the Andean retroarc between 34 S and 39 S from borehole breakout analysis, *Tectonics*, 26, TC3016.
- Hackney R.I., Echtler H.P., Franz G., Götze H.J., Lucassen F., Marchenko D., Melnick D., Meyer U., Schmidt S., Tasarova Z., Tassara A., Wienecke S. (2006), The segmented overriding plate and coupling at the South-Central Chilean margin (36-42°S)- In : Oncken, O. ; Chong, G. ; Franz, G. ; Giese, P. ; Götze, H.-J. ; Ramos, V. A. ; Strecker, M. R. ; Wigger, P. (Eds.), The Andes - Active Subduction Orogeny, Springer, 355-374.
- Havestadt, B. (1752), Mapa geográfico y diario del Padre Bernardo Havestadt (itinerario). En el cual se detallan las provincias, ciudades, sitios, días y leguas que en los últimos meses del año 1751 y primeros meses del año 1752 recorrió, viajando por los dominios de los indios chilenos, el padre Bernardo Havestadt, misionero de la Compañía de Jesús. (Available at [http://es.wikisource.org/wiki/Memorias\\_de\\_BernardoHavestadt](http://es.wikisource.org/wiki/Memorias_de_BernardoHavestadt)).
- Hervé F. (1994), The Southern Andes between 39° and 44° S latitude : the geological signature of a transpressive tectonic regime related to a magmatic arc. In : Reutter K-J, Scheuber E, Wigger P (eds) Tectonics of the Southern Central Andes. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 243–248.
- Hervé F. (1988), Late Paleozoic subduction and accretion in Southern Chile, *Episodes*, 11(3), 183–188.
- Howell J.A., Schwarz E., Spalletti L.A., Veiga G.D. (2005.), The Neuquén Basin : an overview, in : The Neuquén Basin : A Case Study in Sequence Stratigraphy and Basin Dynamics., edited by Spalletti, L., Veiga, G., Schwarz, E., Howell, J. , Geol. Soc. of London, Spec. Publ.,252, 15–35.
- Introcaso A., Pacino M.C., Fraga H. (1992), Gravity, isostasy and Andean crustal shortening between latitudes 30 and 35°S, *Tectonophysics*, 205, 31-48.
- Jordan T., Burns W., Veiga R., Pàngaro F., Copeland P., Kelley S., Mpodozis C.(2001), Extension and basin formation in the Southern

- Andes caused by increased convergence rate : a Mid-Cenozoic trigger for the Andes, *Tectonics*, 20, 308–324.
- Kay S.M., Burns W., Copeland P., Mancilla O. (2006), Upper Cretaceous to Holocene Magmatism and evidence for transient Miocene shallowing of the Andean subduction zone under the northern Neuquén basin, in Evolution of an Andean margin : A tectonic and magmatic view from the Andes to the Neuquén Basin (35°-39°S lat), edited by S.M. Kay and V. Ramos, Geol. Soc. of Am. Spec. Paper 407, 19–60.
- Kay S.M. et Copeland P. (2006), Early to middle Miocene backarc magmas of the Neuquén Basin : Geochemical consequences of slab shallowing and the westward drift of South America, in Evolution of an Andean margin : A tectonic and magmatic view from the Andes to the Neuquén Basin (35°-39°S lat), edited by S.M. Kay and V. Ramos, Geol. Soc. of Am. Spec. Paper 407, 185-213.
- Kay S.M. (2002), Tertiary to recent transient shallow subduction zones in the Central and Southern Andes. Congreso Geológico Argentino 15 (3), 282–283, Calafate.
- Kay S.M. (2001a), Geochemical evidence for a late Miocene shallow subduction zone in the Andean Southern Volcanic Zone near 37°S latitude, *EOS*, AGU 81, abstract V12C-099.
- Kay S.M. (2001b), Tertiary to Recent magmatism and tectonics of the Neuquén Basin between 36°05' and 38°S latitude : Buenos Aires, Internal report to Repsol YPF, 125p.
- Kay S.M. et Mancilla O. (2001), Neogene shallow subduction segments in the Chilean/Argentine Andes and Andean-type margin, *Geol. Soc. Am. Abstracts with program*, 33, 6, p.156, abs63-0.
- Kay S.M., Ardolino A.A., Gorrington M.L., Ramos V.A. (1993), Origen de la meseta de Somuncura : Distribucion y geoquímica de sus rocas volcánicas maficas, in XII Congreso Geológico Argentino (Buenos Aires), Actas, 4, 236-248.
- Kley J., Monaldi C.R., Salfity J.A. (1999), Along-strike segmentation of the Andean foreland : causes and consequences, *Tectonophysics*, 30, 75-94.
- Klotz J., Khazaradze G., Angermann D., Reigber C., Perdomo R., Cifuentes O. (2001), Earthquake cycle dominates contemporary crustal deformation in Central and Southern Andes, *Earth and Planetary Science Letters*, 193, 437-446.
- Kozłowski E.E., Cruz C.E., Sylwan C.A. (1996), Geología estructural de la zona de Chos Malal, cuenca Neuquina, Argentina. Congreso Geológico Argentino, 13 (1), Buenos Aires, 15–26.
- Krawczyk C. M., Mechie J., Lüth S., Tašárová Z., Wigger P., Stiller M., Brasse H., Echter H., Araneda M., Bataille K. (2006), Geophysical Signatures and Active Tectonics at the South-Central Chilean Margin - In : Oncken, O.; Chong, G.; Franz, G.; Giese, P.; Götze, H.-J.; Ramos, V. A.; Strecker, M. R.; Wigger, P. (Eds.), The Andes - Active Subduction Orogeny, Springer, 171-192.
- Larson (1991), Latest pulse of Earth : evidence for a mid-Cretaceous superplume, *Geology*, 19, 547-550.
- Llambías E.J., Danderfer J.C., Palacios M., Brogion, N., (1978), Las rocas ígneas Cenozoicas del Volcán Domuyo y áreas adyacentes Provincia del Neuquén. In : Proceedings. Congreso Geológico Argentino, 7 (2), Neuquén, 569–584.
- Llambías E.J., Rapela C.W. (1989), Las volcánicas de Collipilli, Neuquén (37°S) y su relación con otras unidades paleógenas de la cordillera, *Assoc. Geol. Arg. Rev.*, 44, 224–236.
- Maillot, B. and Y.M. Leroy (2006), Kink-fold onset and development based on the maximum strength theorem, *J. Mech. Phys. Solids*, 54, 2030-2059.
- Marquez F.O., Cobbold P.R. (2006), Effects of topography on the curvature of fold-and-thrust belts during shortening of a 2-layer model of continental lithosphere, *Tectonophysics*, 415, 65-80.
- Melnick D. et Echter H.P. (2006), Morphotectonic and geologic digital map compila-

- tions of the South-Central Andes (36°-42°S),- In : Oncken, O. ; Chong, G. ; Franz, G. ; Giese, P. ; Götze, H.-J. ; Ramos, V. A. ; Strecker, M. R. ; Wigger, P. (Eds.), *The Andes - Active Subduction Orogeny*, Springer, 565-568.
- Macdonald D., Gómez-Pérez I., Franzese J., Spalletti L., Lawver L., Gahagan L., Dalziel I., Thomas C., Trewin N., Hole M., Paton D. (2003), Mesozoic break-up of SW Gondwana : Implications for South Atlantic regional hydrocarbon potential, *Marine and Petroleum Geology*, 20, 287-308.
- Mosquera A., Ramos V.A. (2006), Intra-plate deformation in the Nequen Embayment, in *Evolution of an Andean margin : A tectonic and magmatic view from the Andes to the Neuquén Basin (35°-39°S lat)*, edited by S.M. Kay and V. Ramos, *Geol. Soc. of Am. Spec. Paper 407*, 97-123.
- Mpodozis C., Ramos V.A. (1989), The Andes of Chile and Argentina. In : Erickson, G.E., Cañas Pinochet, M.T., Reinemud, J.A. (Eds.), *Geology of the Andes and its relation to Hydrocarbon and Mineral Resources*, 11, Circumpacific Council for Energy and Mineral Resources, *Earth Sciences Series*, 59-90.
- Parada M.A. (1990), Granitoid plutonism in central Chile and its geodynamic implications : a review, In : *Plutonism from Antarctica to Alaska*, edited by Kay S.M. and Rapela C.W., *Geol. Soc. of Am., Spec. Paper*, 241, 51-66.
- Pardo-Casas, F., Molnar, P., 1987. Relative motion of the Nazca (Farallon) and South American plates since Late Cretaceous time. *Tectonics*, 6, 233-248.
- Ploskiewicz J. V., Orchueta I. A., Vaillard J. C., Viñes R. F. (1984), Compresión y desplazamiento lateral en la zona de Falla Huincul, estructuras asociadas, Provincia del Neuquén, IX Congreso Geológico Argentino, S.C. de Bariloche, Actas, 2, 163-169.
- Ramos V.A., Kay S. (2006), Overview of the tectonic evolution of the Southern Central Andes of Mendoza and Neuquén (35°-38°S), in *Evolution of an Andean margin : A tectonic and magmatic view from the Andes to the Neuquén Basin (35°-39°S lat)*, edited by S.M. Kay and V. Ramos, *Geol. Soc. of Am. Spec. Paper 407*, 1-17.
- Ramos V.A., Folguera A. (2005), Tectonic evolution of the Andes of Neuquén : constraints derived from the magmatic arc and foreland deformation. In : *The Neuquén Basin : A Case Study in Sequence Stratigraphy and Basin Dynamics*, edited by Spalletti, L., Veiga, G., Schwarz, E., Howell, J., *Geol. Soc. of London, Spec. Publ.*, 252, 15-35.
- Ramos V.A., Cristallini E., Pèrez D.J. (2002), The Pampean flat-slab of the Central Andes, *J. South Am. Earth Sci.*, 15, 59-78.
- Ramos, V.A. 1999a. Los depósitos sinorogénicos terciarios de la región andina. In : Caminos, R. (ed.) *Geología Argentina*, 29, Instituto de Geología y Recursos Minerales, Anales, 651-682.
- Ramos, V.A. 1999b. Evolución Tectónica de la Argentina. In : Caminos, R. (ed.) *Geología Argentina*, 29, Instituto de Geología y Recursos Minerales, Anales, 715-759
- Ramos V.A. (1998), Estructura del sector occidental de la faja plegada y corrida del Agrio, cuenca Neuquina, Argentina. Congreso Latinoamericano de Geología, 10 (2), Buenos Aires, 105-110.
- Ramos V.A., Barbieri M. (1989), El volcanismo Cenozoico de huantraico : edad y relaciones isotópicas iniciales, provincia del Neuquén, *Assoc. Geol. Arg. Rev.*, 43, 210-223.
- Ramos V.A., Jordan T.E., Allmendinger R.W., Mpodozis C., Kay S.M., Cotés J.M., Palma M. (1986), Paleozoic terranes of the central Argentine-Chilean Andes, *Tectonics*, 5, 855-880.
- Ramos V.A. (1981), Descripción geológica de la Hoja 33c Los Chihuidos Norte, Provincia del Neuquén, scale 1 :200,000, 1 sheet and inform. Servicio Geológico Nacional, Boletín, 182, Buenos Aires, p.103.
- Ramos V.A. (1977), Estructura de la Provincia de Neuquén. In : Roller, E.O. (Ed.), *Geología y Recursos Naturales de la Provincia del Neuquén*, Congreso Geológico Argentino (Neuquén), 7, Relatorio, 9-24.

- Repol D., Leanza H., Sruoga P., Hugo C. (2002), Evolución tectónica del Cenozoico de la comarca de Chorriaca, Provincia del Neuquén, Argentina, XV Congreso Geológico argentino, 3, Buenos Aires, electronic files, 200-2005.
- Salençon, J. (1974), *Théorie de la plasticité pour les applications à la mécanique des sols*, edited by Eyrolles, Paris, (English translation : *Applications of the theory of plasticity in soil mechanics*, John Wiley & Sons Ltd, Chichester, 1977).
- Simkin T., Siebert L. (1994), Volcanoes of the world : A Regional Directory, Gazetteer, and Chronology of Volcanism During the last 10,000 Years, 2nd ed., 368 p., Geosci. Press, Tucson, Ariz.
- Somoza R. (1998), Updated Nazca (Farallon) - South America relative motions during the last 49My; implications for mountain building in the central Andean region, *Journ. of South Am. Earth Sci.*, 11, 211-215
- Song T.A. et Simons M. (2003), Large trench-parallel gravity variations predict seismogenic behavior in subduction zones, *Science*, 301, 630-633.
- Spalletti L., Franzese J., Matheos S., Schwarz E. (2000), Sequence stratigraphy of a tidally-dominated carbonate-siliciclastic ramp; the Tithonian of the southern Neuquén Basin, Argentina, *Journ. of the Geolog. Soc.*, London, 157, 433-446.
- Stern C.R., Muñoz, J., Troncoso, R., Duhart, P., Crigola, P., Farmer, G.L. (2000), Tectonic setting of the mid-terciary coastal magmatic belt in south central Chile : An extensional event related to late oligocene changes in plate convergence rate and subduction geometry, IX Congreso Geológico Chileno (Puerto Varas), 2, 693-696
- Uliana M.A., Arteaga M.E., Legarreta L., Cerdán J.J., Peroni G.O. (1995), Inversion structures and hydrocarbon occurrences in Argentina. In : Basin inversion, edited by Buchanan J.G., Buchanan P.G., Geol. Soc. of London, Spec. Publ., 88, 211-233.
- Vergani G., Tankard A.J., Belotti H.J., Welsnik H.J. (1995), Tectonic Evolution and Paleogeography of the Neuquén basin. In : Tankard, A.J., Suárez, A.J., Welsnik, H.J. (Eds.), Petroleum Basins of South America. AAPG Memoir 62, 383-402.
- Vergara M., Moraga J., Zentilli M. (1997), Evolucion termotectonica de la cuenca terciaria entre Parral y Chillan : analisis por trazas de fisión, Actas, 8th Chilean Geological Congress, Antofagasta, October 13-17, 1997, 2, 1574-1578.
- Zamora Valcarc, G., Zapata T., del Pino D., Ansa A. (2006), Structural evolution of the Agrio fold and thrust belt. in *Evolution of an Andean margin : A tectonic and magmatic view from the Andes to the Neuquén Basin (35°-39° S lat)*, edited by S.M. Kay and V. Ramos, Geol. Soc. of Am. Spec. Paper 407, 125-145.
- Zapata T., Folguera A. (2005), Tectonic evolution of the Andean Fold and Thrust Belt of the Southern Neuquén Basin, Argentina. In : *The Neuquén Basin : A Case Study in Sequence Stratigraphy and Basin Dynamics.*, edited by Spalletti, L., Veiga, G., Schwarz, E., Howell, J., Geol. Soc. of London, Spec. Publ., 252, 37-56.
- Zapata T., Brissón I., Dzelalija F. (1999), The role of basement in the Andean fold and thrust belt of the Neuquén Basin. *Thrust Tectonics*, London, 122-124.
- Zapata T., Brissón I., Dzelalija F. (1999), La estructura de la faja plegada y corrida andina en relación con el control del basamento de la Cuenca Neuquina. *Boletín de Informaciones Petroleras*, 60, 112-121.
- Zapata T., Còsico S., Dzelajica F., Zamora G. (2002), La faja plegada y corrida del Agrio : Anàlisis estructural y su relación con los estratos terciarios de la Cuenca Neuquina Argentina, in *Proceedings, Congreso de Exploración y Desarrollo de Hidrocarburos*, 5th : Mar del Plata, Electronic Files.
- Zollner W., Amos A. (1973), Descripción Geológica de la Hoja 32b, Chos Malal : Carta Geológica Económica de la República Argentina, Buenos Aires, Bol. 143, 91p.





## Chapitre 5

# Conclusion générale et perspectives

L'objectif de cette thèse consistait donc en l'application de l'approche externe de l'analyse limite aux prismes d'accrétion et aux chaînes plissées. Cette théorie, issue de l'ingénierie civile, permet de borner la force qu'une structure puisse supporter avant la rupture. Dans ce travail, nous nous sommes proposés de l'utiliser pour prédire non seulement la localisation des chevauchements mais également leur évolution.

Cette application s'est faite en trois étapes. Nous avons d'abord étudié la mise en place d'un chevauchement. Ces premières prédictions ont été validées pour le cas d'un prisme critique, par comparaison avec la solution de Dahlen (1984), seule solution analytique connue. L'influence d'un petit relief ajouté à la topographie initiale d'un prisme critique a ensuite été étudiée. Il s'avère que ce relief induit la localisation de la déformation, à l'avant ou à l'arrière de cette aspérité. On peut ainsi comprendre comment des mécanismes tels que l'érosion ou la sédimentation peuvent provoquer des sauts d'activité. C'est ensuite la vie d'un premier chevauchement que nous avons étudié. L'introduction d'un adoucissement sur la rampe s'est avérée indispensable pour obtenir une durée de vie finie. Cet adoucissement s'est fait sous la forme d'une décroissance linéaire du coefficient de friction sur la rampe. Il aurait pu être réalisé sous forme d'une chute de cohésion. Dans les développements futurs, il serait intéressant de comparer les résultats obtenus suivant ces deux types d'adoucissements. Finalement, toute une séquence de chevauchement a pu être prédite. Ces résultats constituent les premières prédictions mécaniques obtenues sans avoir besoin de prédéterminer l'emplacement des failles (contrairement aux méthodes de dissipation, Hardy et al., 1997). Trois points sont remarquables sur ces séquences. Premièrement, une

faille en séquence se forme toujours sous la rupture de pente, entre le prisme et la couche de sédiments non-déformée au front. Deuxièmement, le pendage du rétro-chevauchement étant optimisé, il n'est pas imposé comme bissecteur de l'angle décollement-faille (contrairement aux modèles cinématiques classiques). On observe donc de l'épaississement au niveau des couches passant sur la rampe. Troisièmement, si une dépression se développe sur la pente topographique par le jeu des failles, un hors-séquence se forme pour ramener le prisme à l'état critique. Toutes nos simulations se sont arrêtées, pour des raisons techniques, à la formation du chevauchement hors-séquence. Il va s'en dire que le développement du code au-delà du hors-séquence doit faire partie des perspectives à très court terme. On pourra également y ajouter la possibilité de réactiver d'anciennes failles. Pour finir, nous avons étudié l'influence des paramètres rhéologiques sur ces séquences. Il en est ressorti que la friction basale contrôle le nombre de rampe et que l'adoucissement joue sur la durée de vie des failles.

Pour valider la théorie, des expériences en boîte à sable ont été réalisées. Nous avons choisi de réaliser un travail d'inversion pour comparer résultats expérimentaux et prédictions. Cette comparaison requérait la détermination des incertitudes sur les mesures intrinsèques aux expériences. Dans ce but, une même expérience répétée 10 fois a été soumise à une analyse statistique. Auparavant, tout un protocole expérimental a été développé pour optimiser la reproductibilité de cette expérience et contrôler les effets de bords sur la déformation. Le protocole incluait également la mesure de la force appliquée dans le but de la comparer à la borne supérieure prédite. Le second article du manuscrit décrit la marche à suivre pour réaliser cette analyse statistique. Les données doivent d'abord être soumises à une analyse fine, avec vérification de l'indépendance de chaque observable, de l'absence de biais sur les mesures et de l'hypothèse d'ergodicité, avant de pouvoir être modélisées. Cette analyse statistique a mis en évidence une extension des effets des murs latéraux sur une distance de huit fois l'épaisseur de la couche de sable (pour des murs en verre traités au rainX). D'autre part, on aura pu constater, que si les angles sont essentiellement contrôlés par la friction du sable, les positions des failles sont, elles, extrêmement sensibles à la géométrie initiale de l'expérience. Le problème inverse que nous nous sommes proposés de résoudre consistait à rechercher les paramètres rhéologiques reproduisant les observables. Les résultats présentés dans ce manuscrit ne sont que préliminaires et nécessitent une investigation plus poussée. Cependant, les résultats obtenus pour la friction interne et la friction basale sont plutôt encourageants. Il nous reste à mieux comprendre les valeurs obtenues pour la friction après adoucissement. Pour cela, il apparaît indispensable de développer des dispositifs de mesure de coefficients de friction adaptés à nos expériences. Ces premiers résultats sont tou-

tefois très prometteurs quant à la richesse des informations qui peuvent en être tirées.

Deux cas d'études ont été choisis comme premières applications de la théorie. Dans un premier exercice, nous avons tenté de déterminer les paramètres de friction du prisme de Nankai à partir de sa géométrie. Les premiers résultats ainsi obtenus sont similaires à ceux produits par des études antérieures. Cependant, comme la théorie ne prend pas en compte la déformation diffuse, une autre stratégie a été adoptée. Puisque dans ce prisme on peut actuellement observer une rampe active et une rampe en train de se former, nous avons considéré que les forces appliquées sur ces deux failles devaient être équivalentes. On trouve ainsi que la friction sur la faille active doit être inférieure à celle de la faille naissante, validant l'hypothèse d'adoucissement. Ce travail aura mis en évidence la nécessité de prendre en compte la déformation diffuse, nous offrant ainsi un axe de recherche dans le cas d'études plus poussées sur les prismes d'accrétion. Il serait également intéressant d'introduire de l'adoucissement sur le décollement basal.

Une approche différente a été appliquée pour l'étude des plis du Tromen et du Pampa Tril dans la chaîne de l'Agrio en Argentine. Nous avons souhaité comparer les efforts requis par deux modèles cinématiques actuellement en compétition. Le but était d'estimer dans quelles conditions l'un ou l'autre pouvait être favorisé. On montre ainsi que l'hypothèse en faveur de faille de socle ne peut être soutenue que dans le cas où le Pampa Tril serait une ancienne faille réactivée. L'hypothèse d'un décollement dans le Choiyoi est quant à elle particulièrement favorisée dans le cas d'une intrusion de magma le long des failles. Cette seconde hypothèse est confortée par la géométrie particulière des plis de la Yesera et du Pampa Tril ainsi que celle du chevauchement arqué.

Ce travail aura eu le mérite de démontrer que l'approche externe de l'analyse limite peut être assez facilement développée pour l'étude d'un cas particulier et apporter des informations mécaniques relativement contraignantes aux géologues structuralistes.

Ce travail de thèse ne constitue qu'une première étape dans l'application de l'approche externe de l'analyse limite aux chaînes plissées et aux prismes d'accrétion. De nombreuses perspectives sont maintenant ouvertes pour enrichir ce travail. Les développements futurs pourraient être classés en deux catégories. Les premiers sont d'ordre cinématique. Comme il a été dit, le développement du code au-delà de l'apparition d'un hors-séquence et la possibilité de faire rejouer d'anciennes failles font parties des perspectives à court terme. Il apparaît également indispensable d'introduire plusieurs niveaux de décollement possibles de manière systématique. Nous pourrions ensuite enrichir le modèle de différentes cinématiques possibles, en introduisant par exemple des plis de propagation de rampe

ou encore en permettant un jeu de faille dirigé vers les zones internes des prismes (landward). Ce dernier point pourrait nous aider à comprendre les mécanismes responsable de ce jeu "landward". Le prisme des Cascades semble être le sujet d'étude idéal. Un développement 3D a été initié par Pauline Souloumiac (Souloumiac et al., 2009b) introduisant ainsi la possibilité de prendre en compte les effets de bord. Les auteurs ont pu mettre en évidence les effets de variation de la friction basale ou de la géométrie sur la localisation d'un premier chevauchement. Les autres perspectives sont d'ordre physique. La prise en compte de la déformation diffuse s'avère indispensable pour l'étude de prismes d'accrétion en particulier. L'introduction d'une couche basale à rhéologie visqueuse, nous permettrait d'inclure la croûte inférieure. C'est ensuite d'autres lois physiques qui pourrait y être ajoutées. On pourra notamment introduire des lois d'érosion et étudier l'influence de ces lois sur les sauts d'activité. Le prisme de Taïwan serait le sujet idéal pour ce genre de problématique. On pourra également s'intéresser à l'applicabilité de la théorie à d'autres contextes géodynamiques, comme en domaine extensif. Pour conclure, la théorie ici développée nous a permis de comprendre les mécanismes de base contrôlant les séquences de chevauchement. Si les questions formulées dans l'introduction ont pu trouver des réponses, c'est maintenant à des problèmes plus complexes que nous allons pouvoir nous atteler.

# Bibliographie

- Adam J., Urai J.L., Wieneke B., Oncken O., Pfeiffer K., Kukowski N., Lohrmann J., Hoth S., van der Zee W., Schmatz J. (2005), Shear localisation and strain distribution during tectonic faulting - new insights from granular-flow experiments and high-resolution optical image correlation techniques, *Jour. Struct. Geol.*, 27, 2, 283-301.
- Angermann D., Klotz J., Reigber C. (1999), Space geodetic estimation of the Nazca-South America Euler vector, *EPSL*, 171, 329-334.
- Argand, E. (1916), Sur l'arc des Alpes occidentales, *Eclogae geologicae Helveticae*, 14.
- Asch G., Schurr B., Bohm M., Yuan X., Haberland C., Heit B., Kind R., Woelbern I., Bataille K., Comte D., Pardo M., Viramonte J., Rietbrock, A., Giese P. (2006), Seismological Studies of the Central and Southern Andes - In : Oncken, O. ; Chong, G. ; Franz, G. ; Giese, P. ; Götze, H.-J. ; Ramos, V. A. ; Strecker, M. R. ; Wigger, P. (Eds.), The Andes - Active Subduction Orogeny, Springer, 443-457.
- Bahlburg and Hervé (1997), Geodynamic evolution and tectonostratigraphic terranes of NW-Argentina and N-Chile, *Geological Society of America Bulletin*, 109, 869-884.
- Bally A., Gordy P., Stewart G. (1966), Structure, seismic data and orogenic evolution of southern Canadian Rocky Mountains, *Bull. of Can. Petroleum Geol.*, 14, 337-381.
- Birch, F. (1961), Role of fluid Pressure in Mechanics of Overthrust Faulting : Discussion, *Geol. Soc. of Am. Bull.*, 72, p.1441-1444.
- Bernard S., Avouac J.-P. Dominguez S., Simoes M. (2007), Kinematics of fault-related folding derived from a sandbox experiment, *Jour. Geophys. Res.*, 112, B3, DOI : 10.1029/2005JB004149.
- Bertrand, M. (1884), Rapport de structures des Alpes de Glaris et du bassin houiller du Nord, *Bull. Soc. Geol. Fr.*, 12, p.318-330.
- Biot M.A. (1961), Theory of folding of stratified viscoelastic media and its implications in tectonics and orogenesis, *Geol. Soc. Am. Bul.*, 72, 1595-1620.
- Biot M.A., Odí., Roever W.L. (1961), Experimental verification of the theory of folding of stratified viscoelastic media, *Geol. Soc. Am. Bul.*, 72, 1621-1632.
- Bohm M., Lüth S., Echtler H., Asch G., Bataille K., Bruhn C., Rietbrock A., Wigger P. (2002), The Southern Andes between 36° and 40° S latitude : seismicity and average seismic velocities, *Tectonophysics*, 356, 4, 275-289.
- Bonnet C., Malavieille J., Mosar J. (2007), Interactions between tectonics, erosion, and sedimentation during the recent evolution of the Alpine orogen : Analogue modeling insights, *Tectonics*, 26, 6.
- Branquet, Y., Van Wyk de Vries B. (2001), Effets de la charge des édifices volcaniques sur la propagation de structures régionales compressives : Exemples naturels et modèles expérimentaux, *C. R. Acad. Sci.*, Ser. IIA : Terre Planetes, 333, 455- 461.
- Burbridge, D. R., Braun, J. (2002), Numerical models of the evolution of accretionary wedges and fold-and-thrust belts using the distinct element method, *Geophysical Journ. Int.*, 148, 542-561.
- Buil, D. (2002), Approche cinématique du plissement naturel : intéres et limites. développements autour de la notion de Trishear, *Thèse de l'Université de Cergy-Pontoise*, 138p.
- Buiter, S.J.H., A.Y. Babeyko, S. Ellis, T.V. Gerya, B.J.P. Kaus, A. Kellner, G. Schreurs and Y. Yamada (2006), The numerical sandbox : comparison of model results for a shortening and an extension experiment, in *Analogue and numerical modelling of crustal-scale processes*, edited by S.J.H. Buiter and G. Schreurs, 29-64, London Geol. Soc. Spec. Publ.
- Burns W.M., Jordan T.E, Copeland P., Kelley S.A. (2006), The case for extensional tectonics in the Oligocene-Miocene Southern Andes as recorded in the Cura Mallin Basin (36°-38°S), in *Evolution of an Andean margin : A tectonic and magmatic view from the Andes to the Neuquén Basin (35°-39°S lat)*, edited by

- S.M. Kay and V. Ramos, *Geol. Soc. of Am. Spec. Paper* 407, 163-184.
- Cadell H. M. (1888), Experimental researches in mountain building, *Royal Soc. Edinburgh Transactions*, 35, 337-360.
- Callaway, C. (1883), The age of newer gneissic rocks of the northern highlands, *Quat. Journ. Geol. Soc.*, 39, p.355-414.
- Chapple, W.M. (1978), Mechanics of thin-skinned fold-and-thrust belts. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 89, p.1189-1198.
- Cisternas M.E., et Frutos J. (1994), Evolución tectono-estratigráfica de la cuenca terciaria de los Andes del Sur de Chile (37°30'-40°30'Lat.S.) : 7th Congreso Geológico Chileno (Concepción) *Actas*, 1, 6-12.
- Cobbold, P.R., Diraison, M., Rossello, E.A. (1999), Bitumen veins and Eocene transpression, Neuquén Basin, Argentina, *Tectonophysics*, 314, 423-442.
- Cobbold, P.R. et Rossello E.A. (2003), Aptian to Recent compressional deformation of the Neuquén Basin, Argentina, *Marine and Petroleum Geology*, 20, 429-443.
- Colletta, B., Bale P., Ballard, J. F., Letouzey, J. et Pinedao, R. 1991. Computerized X-ray tomography analysis of sandbox models : Examples of thin-skinned thrust systems. *Geology*, 19, p1063-1067.
- Combescure A., Gravouil A., Grégoire D., Rethore J. (2008), X-FEM a good candidate for energy conservation in simulation of brittle dynamic crack propagation, *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 197, 309-318.
- Corbella H., Novas F.E., apestegua S. et Leanza H.A. (2004), First fission track-age for the dinosaur bearing Neuquén Group (Upper Cretaceous) Neuquén Basin, Argentina, *Revista Museo Argentino de Ciencias Naturales*, 6, 1-6.
- Costa, E., and B.C. Vendeville (2004), Experimental insights on the geometry and kinematics of fold-and-thrust belts above weak, viscous evaporitic décollement : Reply to comments by H. Koyi and James Cotton. *J. Struct. Geol.*, 26, 2139-2143. doi : 10.1016/j.jsg.2004.04.002.
- Coulomb de C. (1773), Mémoire de Mathématiques et de Physique Présentés à l'Académie Royale des Sciences par Divers savants et Lus dans les Assemblées, L'imprimerie Royale, p.373.
- Crook A.J.L., Willson S.M., Yu J.G., Owen D.R.J. (2006), Predictive modelling of structure evolution in sandbox experiments, *Journal of Structural Geology*, 28, 729-744.
- Cubas, N. (2009), Mechanics of folding in thrust-and-fold belts and in accretionary wedges, *Doctoral thesis*, Université de Paris 11, in prep.
- Cubas, N., Y.M. Leroy and B. Maillot (2008), Electronic supplement to "Prediction of thrusting sequences in accretionary wedges", submitted for publication.
- Cubas N., Leroy Y.M., Maillot B. (in press), Prediction of thrusting sequences in accretionary wedges, *Journal of Geophysical Research*.
- Dahlen, F.A. (1984), Noncohesive critical Coulomb wedges : an exact solution, *J. Geophys. Res.*, 89, B12, 10125-10133.
- Dahlen, F.A. and T.D. Barr (1989), Brittle frictional mountain building 1. Deformation and mechanical energy budget, *J. Geophys. Res.*, 94, B4, 3906-3922.
- Dahlstrom C.D.A. (1969), Balanced cross-sections, *Canadian Journ. of Earth Sci.*, 6, 743-757. Davis, D. and R. von Huene, Inferences on sediment strength and fault friction from structures at the Aleutian Trench (1987), *Geology*, 15, 517-522.
- Davis, D., J. Suppe and F.A. Dahlen (1983), Mechanics of Fold-and-Thrust Belts and Accretionary Wedges, *J. Geophys. Res.*, 88, B2, 1153-1172.
- De Beaumont E. (1828), Notice sur les Systèmes de Montagnes, tome III : P. Bertrand, Paris, p. 1069-1543+4 foldout plates.

- Del Castello, M. and M.L. Cooke, Underthrusting-accretion cycle : work budget as revealed by the boundary element method, *J. Geophys. Res.*, *112*, B12404, doi :10.1029/2007/JB004997.
- Dennis JG (1982), Orthodoxy and creativity in theories of mountain building before 1922, *International Journal of Earth Sciences*, *71*, doi 10.1007/BF01822373, p.421-426.
- Egholm D.L. (2007), A new strategy for discrete element numerical models : 1. Theory, *Journal of Geophysical Research*, *112*, B05203.
- Egholm D.L., Sandiford M., Clausen O.R., Nielsen S.B. (2007), A new strategy for discrete element numerical models : 2. Sandbox applications, *Journal of Geophysical Research*, *112*, B05204.
- Elliot, D. (1976). The motion of thrust sheets, *J. Geophys. Res.*, *81*, p.949-963.
- Ellis S., Schreurs G., Panien M. (2004), Comparisons between analogue and numerical models of thrust wedge development. *Journal of Structural Geology*, *26*, 9,1659-1675.
- Erickson, S.G., and W.R. Jamison (1995), Viscous-plastic finite-element models of fault-bend folds, *J. Struct. Geol.*, *17*, 561-573.
- Erickson, S.G., L.M. Strayer and J. Suppe (2001), Initiation and reactivation of faults during movement over thrust-fault ramp : numerical mechanical models, *J. Struct. Geol.*, *23*, 11-23.
- Erslev E.A. (1991), Trishear fault-propagation folding, *Geology*, *19*, 617-620.
- Folguera A., Ramos V.A., González Díaz, Hermanns R. (2006a), Miocene to Quaternary deformation of the Guañacos fold-and-thrust belt in the Neuquén Andes between 37°S and 37°30'S, in Evolution of an Andean margin : A tectonic and magmatic view from the Andes to the Neuquén Basin (35°-39°S lat), edited by S.M. Kay and V. Ramos, Geol. Soc. of Am. Spec. Paper 407, 247-266.
- Folguera A., Zapata T., Ramos V.A. (2006b), Late Cenozoic extension and the evolution of the Neuquén Andes, in Evolution of an Andean margin : A tectonic and magmatic view from the Andes to the Neuquén Basin (35°-39°S lat), edited by S.M. Kay and V. Ramos, Geol. Soc. of Am. Spec. Paper 407, 247-285.
- Folguera A., Ramos V.A., Hermanns R., Naranjo J. (2004), Neotectonics in the foothills of the southernmost central Andes (37°-38°S) : evidence of strike-slip displacement along the Antifaz-Copahue fault zone, *Tectonics*, *23*, TC5008.
- Folguera A., Ramos V.A., Melnick, D. (2003b), Recurrencia en el desarrollo de cuencas de intraarco Cordillera Neuquina (37°30'), *Revista de la Asociación Geológica Argentina*, *58* (1), 3-19.
- Folguera A., Araujo M., Ramos V.A., Melnick D, Hermanns R., Garcia Morabito E., Bohm M. (2003a), Seismicity and variation of the crustal tensional state of the retro-arc in the southern central andes during the last 5Ma (37°30'-39°S), X Congreso Geológico Chileno (Concepción), actas, electronic files.
- Forristall, G.Z. (1972), Stress distribution and overthrust faulting, *Geol. Soc. Am. Bull.*, *83*, p.3073-3081.
- Franchini M.B., López Escobar L., Shalamuk I.B.A., Meinert L.D. (2003), Paleocene calc-alkaline subvolcanic rocks from Nevazón Hill area (NW Chos Malal Fold Belt), Neuquén, Argentina, and comparison with granitoids of the Neuquén-Mendoza volcanic province, *J. South Am. Earth Sci.*, *16*, 399-422.
- Franzese J.R. et Spallati L.A. (2001), Late triassic-early Jurassic continental extension in southwestern Gondwana : tectonic segmentation and pre-break-up rifting, *Journ. South Am. Earth Sci.*, *14*, 257-270.
- Franzese J., Spalletti L. A., Perez I. G., Macdonald D. (2003), Tectonic and paleoenvironmental evolution of Mesozoic sedimentary basins along the Andean foothills of Argentina (32°-54°S), *J. S. Am. Earth Sci.*, *16*, 81- 90- In : Oncken, O. ; Chong, G. ; Franz, G. ; Giese, P. ; Götze, H.-J. ; Ramos, V. A. ; Strecker, M. R. ; Wigger, P. (Eds.), The Andes - Active Subduction Orogeny, Springer, 443-457.

- Franzese J., Veiga G.D., Schwarz E., Gómez-Pérez I. (2006), Tectono-stratigraphic evolution of a Mesozoic rift border system : the Chachil depocentre, southern Neuquén Basin, Argentina, *Journ. of the Geol. Soc.*, London.
- Galland O., Cobbold P.R., de Bremond d'Ars J., Hallot E. (2007a), Rise and emplacement of magma during horizontal shortening of the brittle crust : Insights from experimental modeling, *Journ. Geophys. Res.*, 112, B06402.
- Galland O., Hallot E., Cobbold P.R., Rufet G., de Bremond d'Ars J. (2007b), Volcanism in a compressional Andean setting : A structural and geochronological study of Tromen volcano (Neuquén province, Argentina), *Tectonics*, 26, TC4010.
- Goguel, J., (1948), Introduction à l'étude mécanique des déformations de l'écorce terrestre, *Mem. Expl. Carte. Geol. Fr.*, 530p.
- Gohau G. (1987), Histoire de la géologie, Ed. La découverte, Paris, 259p.
- Groeber P. (1938), Mapa geológico de la Gobernación del Neuquén, scale 1 : 1.000.000, Territorio Nacional del Neuquén. Aguas Minerales de la República Argentina, Ministerio del Interior., Comisión Nacional de Climatología y Agricultura 12, 17–31.
- Gutscher, M. A., N. Kukowski, J. Malavieille and S. Lallemand (1998), Episodic imbricated thrusting and underthrusting : Analog experiments and mechanical analysis applied to the Alaskan Accretionary Wedge, *J. Geophys. Res.*, B5, 10, 161-10, 176.
- Gutscher, M. A., N. Kukowski, J. Malavieille and S. Lallemand (1996), Cyclical behavior of thrust wedges : Insights from high basal friction sandbox experiments, *Geology*, 24, 135-138.
- Guzmán C., Cristallini E., Bottesi G. (2007), Contemporary stress orientations in the Andean retroarc between 34° S and 39° S from borehole breakout analysis, *Tectonics*, 26, TC3016.
- Hackney R.I., Echtler H.P., Franz G., Götze H.J., Lucassen F., Marchenko D., Melnick D., Meyer U., Schmidt S., Tassarova Z., Tassara A., Wienecke S. (2006), The segmented overriding plate and coupling at the South-Central Chilean margin (36-42°S)- In : Oncken, O.; Chong, G.; Franz, G.; Giese, P.; Götze, H.-J.; Ramos, V. A.; Strecker, M. R.; Wigger, P. (Eds.), *The Andes - Active Subduction Orogeny*, Springer, 355-374.
- Hafner, W., (1951), Stress distributions and faulting, *Bulletin of the Geological Society of America*, 62, 373-398.
- Hall J. (1815), On the vertical position and convolution of certain strata, and their relation with granite, *Transactions of the Royal Society*, London, 7, p. 79-108.
- Hall J. (1976), Mechanics of thrust faults and decollement, dans B. Voight, editor, *Benchmark Papers in Geology*, Dowden Hutchinson and Ross, Stroudsburg, Pennsylvania, 32. (Dowden Hutchinson and Ross, Stroudsburg, Pennsylvania, 1976).
- Hardy, S., C. Duncan, J. Masek and D. Brown (1998), Minimum work, fault activity and the growth of critical wedges in fold and thrust belts, *Basin Research*, 10, 365-373.
- Hardy S., Ford M. (1997), Numerical modeling of trishear fault propagation folding, *Tectonics*, 16, 841-854.
- Havestadt, B. (1752), Mapa geográfico y diario del Padre Bernardo Havestadt (itinerario). En el cual se detallan las provincias, ciudades, sitios, días y leguas que en los últimos meses del año 1751 y primeros meses del año 1752 recorrió, viajando por los dominios de los indios chilenos, el padre Bernardo Havestadt, misionero de la Compañía de Jesús. (Available at [http://es.wikisource.org/wiki/Memorias\\_de\\_BernardoHavestadt](http://es.wikisource.org/wiki/Memorias_de_BernardoHavestadt)).
- Hervé F. (1994), The Southern Andes between 39° and 44° S latitude : the geological signature of a transpressive tectonic regime related to a magmatic arc. In : Reutter K-J, Scheuber E, Wigger P (eds) *Tectonics of the Southern Central Andes*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 243–248.



- Hervé F. (1988), Late Paleozoic subduction and accretion in Southern Chile, *Episodes*, 11(3), 183–188.
- Homberg C., Bergerat F., Philippe Y., Lacombe O., Angelier J. (2002), Structural inheritance and Cenozoic stress fields in the Jura fold and thrust belt, *Tectonophysics*, 357, 137–158.
- Horsfield W.T. (1977), An experimental approach to basement-controlled faulting. *Geol. en Mijnbouw*, 56, 4, 363–370.
- Howell J.A., Schwarz E., Spalletti L.A., Veiga G.D. (2005.), The Neuquén Basin : an overview, in : The Neuquén Basin : A Case Study in Sequence Stratigraphy and Basin Dynamics., edited by Spalletti, L., Veiga, G., Schwarz, E., Howell, J. , Geol. Soc. of London, Spec. Publ., 252, 15–35.
- Hubert M. (1951), Mechanical basis for certain familiar geologic structures. *Bulletin of the Geological Society of America*, 62, 355–372.
- Introcaso A., Pacino M.C., Fraga H. (1992), Gravity, isostasy and Andean crustal shortening between latitudes 30 and 35°S, *Tectonophysics*, 205, 31–48.
- Jordan T., Burns W., Veiga R., Pàngaro F., Copeland P., Kelley S., Mpodozis C. (2001), Extension and basin formation in the Southern Andes caused by increased convergence rate : a Mid-Cenozoic trigger for the Andes, *Tectonics*, 20, 308–324.
- Kay S.M., Burns W., Copeland P., Mancilla O. (2006), Upper Cretaceous to Holocene Magmatism and evidence for transient Miocene shallowing of the Andean subduction zone under the northern Neuquén basin, in Evolution of an Andean margin : A tectonic and magmatic view from the Andes to the Neuquén Basin (35°–39°S lat), edited by S.M. Kay and V. Ramos, Geol. Soc. of Am. Spec. Paper 407, 19–60.
- Kay S.M. et Copeland P. (2006), Early to middle Miocene backarc magmas of the Neuquén Basin : Geochemical consequences of slab shallowing and the westward drift of South America, in Evolution of an Andean margin : A tectonic and magmatic view from the Andes to the Neuquén Basin (35°–39°S lat), edited by S.M. Kay and V. Ramos, Geol. Soc. of Am. Spec. Paper 407, 185–213.
- Kay S.M. (2002), Tertiary to recent transient shallow subduction zones in the Central and Southern Andes. Congreso Geológico Argentino 15 (3), 282–283, Calafate.
- Kay S.M. (2001a), Geochemical evidence for a late Miocene shallow subduction zone in the Andean Southern Volcanic Zone near 37°S latitude, *EOS*, AGU 81, abstract V12C-099.
- Kay S.M. (2001b), Tertiary to Recent magmatism and tectonics of the Neuquén Basin between 36°05' and 38°S latitude : Buenos Aires, Internal report to repsol YPF, 125p.
- Kay S.M. et Mancilla O. (2001), Neogene shallow subduction segments in the Chilean/Argentine Andes and Andean-type margin, *Geol. Soc. Am.* Abstracts with program, 33, 6, p.156, abs63-0.
- Kay S.M., Ardolino A.A., Gorrington M.L., Ramos V.A. (1993), Origen de la meseta de Somuncura : Distribucion y geoquímica de sus rocas volcánicas maficas, in XII Congreso Geológico Argentino (Buenos Aires), Actas, 4, 236–248.
- Kelhe, R.O. (1970), Analysis of gravity sliding and orogenic translation, *Bull. Geol. Soc. Am.*, 81, p. 1641–1664.
- Kley J., Monaldi C.R., Salfity J.A. (1999), Along-strike segmentation of the Andean foreland : causes and consequences, *Tectonophysics*, 30, 75–94.
- Klinkmüller M., Rosenau M., Boutelier D., Kemnitz H., Schreurs G. (2008), Properties benchmark of granular and viscous analogue materials, extended abstract, *Bollettino di Geofisica*, 49, No. 2 supplement. GeoMod2008 extended abstracts, Firenze, 21–24 September 2008.
- Klotz J., Khazaradze G., Angermann D., Reigber C., Perdomo R., Cifuentes O. (2001), Earthquake cycle dominates contemporary crustal deformation in Central and Southern Andes, *Earth and Planetary Science Letters*, 193, 437–446.

- Koyi, H.A. and B. Maillot (2007), Tectonic thickening of hanging wall units over a ramp, *J. Struct. Geol.*, *29*, 924-932.
- Koyi, H.A., Cotton, J. (2004), Experimental insights on the geometry and kinematics of fold-and-thrust belts above weak, viscous evaporitic décollement; a discussion, *Journal of Structural Geology*, *26*, 2139-2143.
- Koyi, H.A. and B. Schott (2001), Stress estimations from fault geometries applied to sand-box accretionary wedges, *Geophys. Res. Lett.*, *28*, 6, 1087-1090.
- Koyi, H. (1997), Analogue modelling; From a qualitative to a quantitative technique, a historical outline, *Journal of Petroleum Geology*, *20* (2), 223-238.
- Kozłowski E.E., Cruz C.E., Sylwan C.A. (1996), Geología estructural de la zona de Chos Malal, cuenca Neuquina, Argentina. Congreso Geológico Argentino, *13* (1), Buenos Aires, 15-26.
- Krabbenhøft, K., A.V. Lyamin and S.W. Sloan (2007), Formulation and solution of some plasticity problems as conic programs, *Int. J. Solids and Structures*, *44*, 1533-1549.
- Krantz, R.W. (1991), Measurements of friction coefficients and cohesion for faulting and fault reactivation in laboratory models using sand and sand mixtures, *Tectonophysics*, *188*, 203-207.
- Krawczyk C. M., Mechie J., Lüth S., Tašárová Z., Wigger P., Stiller M., Brasse H., Echtler H., Araneda M., Bataille K. (2006), Geophysical Signatures and Active Tectonics at the South-Central Chilean Margin - In : Oncken, O.; Chong, G.; Franz, G.; Giese, P.; Götze, H.-J.; Ramos, V. A.; Strecker, M. R.; Wigger, P. (Eds.), *The Andes - Active Subduction Orogeny*, Springer, 171-192.
- Lallemand, S.E., P. Schnürle and J. Malavieille (1994), Coulomb theory applied to accretionary and nonaccretionary wedges : Possible causes for tectonic erosion and/or frontal accretion, *J. Geophys. Res.*, *99*, B6, 12,033-12,055.
- Larson (1991), Latest pulse of Earth : evidence for a mid-Cretaceous superplume, *Geology*, *19*, 547-550.
- Lehner, F.K. (1986), Comments on "Non-cohesive Critical Coulomb Wedges : An Exact Solution", *J. Geophys. Res.*, *91*, B1, 793-796.
- Le Pichon, X., P. Henry and S. Lallemand (1993), Accretion and erosion in subduction zones : the role of fluids, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, *21*, 307-331.
- Leturmy P., Mugnier J.L., Baby P., Colletta B., Vinour P. (2000), Interactions between thin skinned thrust tectonics and sedimentation : a view from numeric and analogue models, *Tectonophysics*, *320*, 45-67.
- Llambías E.J., Danderfer J.C., Palacios M., Brogion, N., (1978), Las rocas ígneas Cenozoicas del Volcán Domuyo y áreas adyacentes Provincia del Neuquén. In : Proceedings. Congreso Geológico Argentino, *7* (2), Neuquén, 569-584.
- Llambías E.J., Rapela C.W. (1989), Las volcanitas de Collipilli, Neuquén (37°S) y su relación con otras unidades paleogenas de la cordillera, *Assoc. Geol. Arg. Rev.*, *44*, 224-236.
- Lohrmann, J., N. Kukowski, J. Adam and O. Oncken (2003), The impact of analogue material properties on the geometry, kinematics, and dynamics of convergent sand wedges, *J. Struct. Geology*, *25*, 1691-1711.
- Lugeon, M. (1902), Les grandes nappes de recouvrement des Alpes du Chablais et de la Suisse, *Bull. Soc. Geol. Fr.*, *1*, p.723-825.
- Melnick D. et Echtler H.P. (2006), Morphotectonic and geologic digital map compilations of the South-Central Andes (36°-42°S), - In : Oncken, O.; Chong, G.; Franz, G.; Giese, P.; Götze, H.-J.; Ramos, V. A.; Strecker, M. R.; Wigger, P. (Eds.), *The Andes - Active Subduction Orogeny*, Springer, 565-568.
- Macdonald D., Gómez-Pérez I., Franzese J., Spalletti L., Lawver L., Gahagan L., Dalziel I., Thomas C., Trewin N., Hole M., Paton D. (2003), Mesozoic break-up of SW Gondwana : Implications for South Atlantic regional

- hydrocarbon potential, *Marine and Petroleum Geology*, 20, 287–308.
- Maillot, B. (2009), Sand distributor, in prep.
- Maillot, B., C. Barnes, J.-M. Mengus and J.-M. Daniel (2007), Constraints on friction coefficients by an inverse analysis of sand box thrust dips, *J. Struct. Geology*, 29, 117–128.
- Maillot, B. and H. Koyi (2006), Thrust dip and thrust refraction in fault-bend folds : analogue models and theoretical predictions, *J. Struct. Geology*, 28, 36–49.
- Maillot, B. and Y.M. Leroy (2006), Kink-fold onset and development based on the maximum strength theorem, *J. Mech. Phys. Solids*, 54, 2030–2059.
- Maillot, B. and Y.M. Leroy (2003), Optimal dip based on dissipation of back thrusts and hinges in fold-and-thrust belts, *J. Geophys. Res.*, 108, B6, 2320–2336.
- Malavieille J (1984), Modélisation expérimentale des chevauchements imbriqués ; application aux chaînes de montagnes, *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 26, 129–138.
- Mandl, G., de Jong, L.N., Maltha, A. (1977), Shear zones in granular material, *Rock Mechanics*, 9, 95–144.
- Mandal, N., A. Chattopadhyay and S. Bose (1997), Imbricate thrust spacing : experimental and theoretical analyses, in *Evolution of geological structures in micro- to macro-scales*, edited by S. Sengupta, 143–165, Chapman & Hall, London.
- Marquez F.O., Cobbold P.R. (2006), Effects of topography on the curvature of fold-and-thrust belts during shortening of a 2-layer model of continental lithosphere, *Tectonophysics*, 415, 65–80.
- Masek, J.G. and C.C. Duncan (1998), Minimum-work mountain building, *J. Geophys. Res.*, 103, B1, 907–917.
- Masson, H. (1983), La géologie en Suisse de 1888 à 1932, *Eclog. geol. Helv.*, 69, p.47–64.
- Masson, H. (1976), Un siècle de la géologie des préalpes : de la découverte des nappes à la recherche de leur dynamique, *Eclog. geol. Helv.*, 69, p.527–575.
- McTigue, D.F. and C.C. Mei (1981), Gravity-induced stresses near topography of small slope, *J. Geophys. Res.*, 86, B10, 9268–9278.
- Merle, O., and N. Abidi (1995), Approche expérimentale du fonctionnement des rampes émergentes. Bulletin de la Socit géologique de France 166, 5, 439–450.
- Moore, G.F., D.E. Karig, T.H. Shipley, A. Taira, P.L. Stoffa and W.T. Wood (1991), Structural framework of the ODP leg 131 area, Nankai through, (1991), *Proceedings of the Ocean Drilling Program, Initial reports*, 131, 15–20.
- Morgan, J.K., and D.E. Karig (1994), Kinematics and a balanced and restored cross-subsection across the toe of the eastern Nankai accretionary prism, *J. Struct. Geology*, 17, 31–45.
- Morley, C. (1988), Out-of-sequence thrusts, *Tectonics*, 7, 539–561.
- Mosquera A., Ramos V.A. (2006), Intra-plate deformation in the Nequen Embayment, in *Evolution of an Andean margin : A tectonic and magmatic view from the Andes to the Neuquén Basin (35°–39°S lat)*, edited by S.M. Kay and V. Ramos, Geol. Soc. of Am. Spec. Paper 407, 97–123.
- Mourgues, R., and P.R. Cobbold (2003), Some tectonic consequences of fluid overpressures and seepage forces as demonstrated by sandbox modelling, *Tectonophysics*, 376, 75–97.
- Mpodozis C., Ramos V.A. (1989), The Andes of Chile and Argentina. In : Ericksen, G.E., Cañas Pinochet, M.T., Reinemud, J.A. (Eds.), *Geology of the Andes and its relation to Hydrocarbon and Mineral Resources*, 11, Circumpacific Council for Energy and Mineral Resources, Earth Sciences Series, 59–90.
- Mulugeta, G. (1988), Modelling the geometry of Coulomb thrust wedges, *J. Struct. Geology*, 10, 847–859.
- Mulugeta, G. and H. Koyi (1992), Episodic accretion and strain partitioning in a model sand wedge, *Tectonophysics*, 202, 319–333.

- Nivière B., Messenger C., Lacan P. et Xavier J. (2007), Interference between thick- and thin-skinned tectonics along mountain fronts. Example of the Andean foothill (Neuquén basin, Argentina), AGU Fall Meeting Abstracts.
- Outtani, F. (1996), Cinématique, modélisation, et bilan énergétique des plis de rampe. Approche théorique et application à deux régions du Front Sud Atlasique, Doctoral Thesis, Université de Cergy-Pontoise.
- Panian, J. and W. Pilant (1990), A Possible Explanation for Foreland Thrust Propagation, *J. Geophys. Res.*, 95, B6, 8607-8615.
- Panien, M., Schreurs G., Pfiffner Adrian (2006), Mechanical behaviour of granular materials used in analogue modelling : insights from grain characterisation, ring-shear tests and analogue experiments, *Journal of Structural Geology*, 28, Issue 9, p.1710-1724.
- Parada M.A. (1990), Granitoid plutonism in central Chile and its geodynamic implications : a review, In : *Plutonism from Antarctica to Alaska*, edited by Kay S.M. and Rapela C.W., *Geol. Soc. of Am., Spec. Paper*, 241, 51-66.
- Pardo-Casas, F., Molnar, P., 1987. Relative motion of the Nazca (Farallon) and South American plates since Late Cretaceous time. *Tectonics*, 6, 233-248.
- Peach, B. N. et Horne, J. (1884), Report on the geology of the north-west of Scotland. *Nature*, London 31, p.31-35.
- Platt, J. (1988), The mechanics of frontal imbrication : a first order analysis, *Geol. Rdsch.*, 77, 577-589.
- Platt, J. (1990), Thrust Mechanics in Highly Overpressured Accretionary Wedges, *J. Geophys. Res.*, 95, 9025-9034.
- Ploskiewicz J. V., Orchueta I. A., Vaillard J. C., Viñes R. F. (1984), Compresión y desplazamiento lateral en la zona de Falla Huincul, estructuras asociadas, Provincia del Neuquén, IX Congreso Geológico Argentino, S.C. de Bariloche, Actas, 2, 163-169.
- Press, W.H., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T., Flannery, B.P. (1992), *Numerical Recipes in Fortran, The art of scientific computing*, Second Edition. Cambridge University Press, Cambridge, England.
- Price, R.A. et Mountjoy, E.W. (1970), The geological structure of the Southern Canadian Rockies between Bow and Athabasca Rivers, A progress report, in *A structural cross-section of the Southern Canadian Cordillera*, J.O. Wheeler, editor, *Geol. Ass. of Can., Spec. Pap.* N. 6, p.7-25.
- Ramos V.A., Kay S. (2006), Overview of the tectonic evolution of the Southern Central Andes of Mendoza and Neuquén (35°-38°S), in *Evolution of an Andean margin : A tectonic and magmatic view from the Andes to the Neuquén Basin (35°-39°S lat)*, edited by S.M. Kay and V. Ramos, *Geol. Soc. of Am. Spec. Paper* 407, 1-17.
- Ramos V.A., Folguera A. (2005), Tectonic evolution of the Andes of Neuquén : constraints derived from the magmatic arc and foreland deformation. In : *The Neuquén Basin : A Case Study in Sequence Stratigraphy and Basin Dynamics*, edited by Spalletti, L., Veiga, G., Schwarz, E., Howell, J., *Geol. Soc. of London, Spec. Publ.*, 252, 15-35.
- Ramos V.A., Cristallini E., Pèrez D.J. (2002), The Pampean flat-slab of the Central Andes, *J. South Am. Earth Sci.*, 15, 59-78.
- Ramos, V.A. 1999a. Los depósitos sinorogénicos terciarios de la región andina. In : *Caminos, R. (ed.) Geología Argentina*, 29, Instituto de Geología y Recursos Minerales, Anales, 651-682.
- Ramos, V.A. 1999b. Evolución Tectónica de la Argentina. In : *Caminos, R. (ed.) Geología Argentina*, 29, Instituto de Geología y Recursos Minerales, Anales, 715-759
- Ramos V.A. (1998), Estructura del sector occidental de la faja plegada y corrida del Agrio, cuenca Neuquina, Argentina. *Congreso Latinoamericano de Geología*, 10 (2), Buenos Aires, 105-110.
- Ramos V.A., Barbieri M. (1989), El volcanismo Cenozoico de huantraico : edad y re-

- laciones isotópicas iniciales, provincia del Neuquén, *Assoc. Geol. Arg. Rev.*, 43, 210-223.
- Ramos V.A., Jordan T.E., Allmendinger R.W., Mpodozis C., Kay S.M., Cotés J.M., Palma M. (1986), Paleozoic terranes of the central Argentine-Chilean Andes, *Tectonics*, 5, 855-880.
- Ramos V.A. (1981), Descripción geológica de la Hoja 33c Los Chihuidos Norte, Provincia del Neuquén, scale 1 :200,000, 1 sheet and inform. Servicio Geológico Nacional, Boletín, 182, Buenos Aires, p.103.
- Ramos V.A. (1977), Estructura de la Provincia de Neuquén. In : Rolleri, E.O. (Ed.), Geología y Recursos Naturales de la Provincia del Neuquén, Congreso Geológico Argentino (Neuquén), 7, Relatorio, 9-24.
- Repol D., Leanza H., Sruoga P., Hugo C. (2002), Evolución tectónica del Cenozoico de la comarca de Chorriaca, Provincia del Neuquén, Argentina, XV Congreso Geológico argentino, 3, Buenos Aires, electronic files, 200-2005.
- Salençon, J. (1974), *Théorie de la plasticité pour les applications à la mécanique des sols*, edited by Eyrolles, Paris, (English translation : *Applications of the theory of plasticity in soil mechanics*, John Wiley & Sons Ltd, Chichester, 1977).
- Salençon, J. (2002), *De l'élasto-plasticité au calcul à la rupture*, Editions École Polytechnique, Palaiseau, and Ellipses, Paris.
- Saltzer S.D. (1992), Boundary-conditions in sandbox models of crustal extension - an analysis using distinct elements. *Tectonophysics*, 215, 3-4, 349-362.
- Schardt H. (1893), Sur l'origine des Préalpes romande, *Arch. Sci. Phy. Nat.*, 30, p.570-583.
- Schardt H. (1884), Geological studies in the Pays d'Enhaut Vaudois, *Bull. Soc.vaudoise des sc. nat.*, XX, p.143-146.
- Schott, B. and H. Koyi (2001), Estimating basal friction in accretionary wedges from the geometry and spacing of frontal faults, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 194, 221-227.
- Sciamanna, S., W. Sassi, R. Gambini, J.L. Rudkiewicz, F. Mosca and C. Nicolai (2004), Predicting hydrocarbon generation and expulsion in the Southern Apennines Thrust Belt by 2D Integrated Structural and Geochemical Modeling : Part I - Structural and thermal evolution, in *Deformation, fluid flow, and reservoir appraisal in foreland fold and thrust belts*, edited by R. Swennen, F. Roure, J.W. Granath, 51-67, A.A.P.G. Heldberg series, 1.
- Schellart W. P. (2000), Shear test results for cohesion and friction coefficients for different granular materials : scaling implications for their usage in analogue modelling, *Tectonophysics*, vol. 324, Issues 1-2, p.1-16
- Schreurs, G., S.J.H. Buiter, D. Boutelier, G. Corti, E. Costa, A.R. Cruden, J.-M. Daniel, S. Hoth, H.A. Koyi, N. Kukowski, J. Lohrmann, A. Ravaglia, R.W. Schlische, M. Oliver Withjack, Y. Yamada, C. Cavozi, C. Delventisette, J.A. Elder Brady, A. Hoffmann-Rothe, J.M. Mengus, D. Montanari, F. Nilforoushan (2006), Analogue benchmarks of shortening and extension experiments, in *Analogue and numerical modelling of crustal-scale processes*, edited by S.J.H. Buiter and G. Schreurs, 1-27, London Geol. Soc. Spec. Publ.
- Seyferth M., Henk A., (2006), A numerical sandbox : high-resolution distinct element models of halfgraben formation. *International Journal of Earth Sciences* 95, 2, 189-203.
- Simkin T., Siebert L. (1994), Volcanoes of the world : A Regional Directory, Gazetteer, and Chronology of Volcanism During the last 10,000 Years, 2nd ed., 368 p., Geosci. Press, Tucson, Ariz.
- Smit J.H.W., Brun J.P., Sokoutis D. (2003), Deformation of brittle-ductile thrust wedge in experiments and nature, *Journ. Geophys. Res.*, 108, B10, B002190.
- Smolukowsky, M. S. (1909), Some remarks on the mechanics of overthrusts, *Geological Magazine*, 6, p.203-205.
- Somoza R. (1998), Updated Nazca (Farallon) - South America relative motions during

- the last 49My; implications for mountain building in the central Andean region, *Journ. of South Am. Earth Sci.*, 11, 211-215
- Song T.A. et Simons M. (2003), Large trench-parallel gravity variations predict seismogenic behavior in subduction zones, *Science*, 301, 630-633.
- Souloumiac, P., Y.M. Leroy, K. Krabbenhøft K. et B. Maillot (2009), Predicting stress in fold-and-thrust belt and in accretionary wedges by optimization, soumis.
- Souloumiac, P. (2009a), Evolution of failure mechanisms in geological structures, *Doctoral thesis*, Ecole Centrale de Paris, en prep.
- Souloumiac P, K. Krabbenhøft K., Y.M. Leroy et B. Maillot (2009b), 3D failure modes in accretionary wedges by application of the maximum strength theorem, soumis.
- Spalletti L., Franzese J., Matheos S., Schwarz E. (2000), Sequence stratigraphy of a tidally-dominated carbonate-siliciclastic ramp; the Tithonian of the southern Neuquén Basin, Argentina, *Journ. of the Geol. Soc.*, London, 157, 433-446.
- Stern C.R., Muñoz, J., Troncoso, R., Duhart, P., Crigola, P., Farmer, G.L. (2000), Tectonic setting of the mid-terciary coastal magmatic belt in south central chile : An extensional event related to late oligocene changes in plate convergence rate and subduction geometry, IX Congreso Geológico Chileno (Puerto Varas), 2, 693-696
- Storti, F. et McClay, K. (1995), Influence of syntectonic sedimentation on thrust wedges in analogue models, *Geology*, 23, p.999-1002.
- Storti, F., Salvini, F. et McClay, K. (2000), Synchronous and velocity-partitioned thrusting and thrust polarity reversal in experimentally produced doubly-vergent thrust wedges : Implications for natural orogens, *Tectonics*, 19(2), p.378-396.
- Strayer L.M., Hudleston P.J. (1997), Numerical modelling of fold initiation at thrust ramp, *Journ. Struct. Geol.*, 19, 551-566.
- Suess, E. (1875), Die Entstehung der Alpen, Vienna.
- Suppe (1980), Imbricated structure of western foothills belt, south-central Taiwan, *Pet. Geol. Taiwan*, 17, 1-16.
- Suppe J., Medwedeff D.A. (1990), Geometry and kinematics of fault propagation folding, *Eclogae Geologicae Helvetiae*, 83, 409-454.
- Suppe J., Medwedeff D.A. (1984), Fault propagation folding, *Geol. Soc. of Am., Abstracts with programs*, 16, 670.
- Suppe, J. (1983), Geometry and kinematics of fault-bend folding, *Am. J. Sci.*, 283, 7, 684-721.
- Tarantola A. (2005), Inverse problem theory and methods for model parameter estimation, edited by Society for Industrial and Applied Mathematics, Philadelphia, 358p.
- Uliana M.A., Arteaga M.E., Legarreta L., Cerdán J.J., Peroni G.O. (1995), Inversion structures and hydrocarbon occurrences in Argentina. In : Basin inversion, edited by Buchanan J.G., Buchanan P.G., Geol. Soc. of London, Spec. Publ., 88, 211-233.
- Vendeville, B.C. (2007), The 3-D Nature of Stress Fields in Physical Experiments and its Impact on Models Overall Evolution. Solicited oral contribution, EGU General Assembly, Vienna, 15-20 April, 2007.
- Vergani G., Tankard A.J., Belotti H.J., Welsnik H.J. (1995), Tectonic Evolution and Paleogeography of the Neuquén basin. In : Tankard, A.J., Suárez, A.J., Welsnik, H.J. (Eds.), Petroleum Basins of South America. AAPG Memoir 62, 383-402.
- Vergara M., Moraga J., Zentilli M. (1997), Evolucion termotectonica de la cuenca terciaria entre Parral y Chillan : analisis por trazas de fisión, Actas, 8th Chilean Geological Congress, Antofagasta, October 13-17, 1997, 2, 1574-1578.
- Voight B. (1976), Mechanics of thrust faults and décollement, Benchmark Papers in Geology, eds : Voight, Dowden Hutchinson and Ross, Stroudsburg, Pennsylvania, 32.

- Warren Carey S. (1988), Theories of the Earth and Universe, *Stanford University Press.*, 206 p.
- Wygol, R.J., (1963), Construction of models that simulate oil reservoirs, *Society of Petroleum Engineers Journal*, 281-286.
- Yin, A. (1993), Mechanics of Wedge-Shaped Fault blocks 1. An Elastic Solution for Compressional Wedges, *J. Geophys. Res.*, 98, B8, 14,245-14,256.
- Zamora Valcarc, G., Zapata T., del Pino D., Ansa A. (2006), Structural evolution of the Agrio fold and thrust belt. in *Evolution of an Andean margin : A tectonic and magmatic view from the Andes to the Neuquén Basin (35°-39° S lat)*, edited by S.M. Kay and V. Ramos, Geol. Soc. of Am. Spec. Paper 407, 125-145.
- Zapata T., Folguera A. (2005), Tectonic evolution of the Andean Fold and Thrust Belt of the Southern Neuquén Basin, Argentina. In : *The Neuquén Basin : A Case Study in Sequence Stratigraphy and Basin Dynamics.*, edited by Spalletti, L., Veiga, G., Schwarz, E., Howell, J. , Geol. Soc. of London, Spec. Publ., 252, 37-56.
- Zapata T., Brissón I., Dzelalija F. (1999), The role of basement in the Andean fold and thrust belt of the Neuquén Basin. *Thrust Tectonics*, London, 122-124.
- Zapata T., Brissón I., Dzelalija F. (1999), La estructura de la faja plegada y corrida andina en relación con el control del basamento de la Cuenca Neuquina. *Boletín de Informaciones Petroleras*, 60, 112-121.
- Zapata T., Còrsico S., Dzelajica F., Zamora G. (2002), La faja plegada y corrida del Agrio : Anàlisis estructural y su relación con los estratos terciarios de la Cuenca Neuquina Argentina, in *Proceedings, Congreso de Exploración y Desarrollo de Hidrocarburos*, 5th : Mar del Plata, Electronic Files.
- Zehnder A.T., Allmendinger R.W. (2000), Velocity field for the trishear model, *Journ. Struct. Geol.*, 22, 1009-1014.
- Zoetemeijer, R. and W. Sassi (1992), 2D reconstruction of thrust evolution using the fault-bend fold method, in *Thrust tectonics*, edited by K. McClay, pp.133-140, London Geol. Soc. Spec. Publ.
- Zollner W., Amos A. (1973), Descripción Geológica de la Hoja 32b, Chos Malal : Carta Geológico Económica de la República Argentina, Buenos Aires, Bol. 143, 91p.