

Institut de Physique du Globe de Paris
Ecole doctorale des Sciences de la Terre

Th de Doctorat

pour l'obtention du titre de

Docteur en Science

de l'Institut de Physique du Globe de Paris
Specialité Geophysique

Soutenue par
Clément THOREY

Magmatisme intrusif sur les plans telluriques

Équipe PLANÉTOLOGIE ET SCIENCES SPATIALES,
dans le 5 Dembre, 2013.

Jury :

| | | | |
|----------------------|----------------|---|--------------|
| <i>Directeur:</i> | Chloé MICHAUT | - | IPGP (Paris) |
| <i>Co-directeur:</i> | Mark WIECZOREK | - | IPGP (Paris) |
| <i>Rapporteur :</i> | | - | |
| <i>Rapporteur :</i> | | - | |
| <i>Examinateur :</i> | | - | |
| <i>Examinateur :</i> | | - | |

Remerciements

Je remercie marion rouault mae sans qui tout ceci n'aurait jamais vu le jour
;)

Contents

| | |
|--|-----------|
| 0 Rsum de la probltique et rltats principaux | 1 |
| | |
| I Dynamique des magmas magma à faible profondeur | 3 |
| | |
| 1 Magmatisme intrusif | 5 |
| 1.1 Formation, transport et stockage des magmas | 5 |
| 1.1.1 Formation | 5 |
| 1.1.2 Transport | 6 |
| 1.1.3 Stockage | 7 |
| 1.2 Caractérisation du magmatisme intrusif à faible profondeur: apport des observations | 8 |
| 1.2.1 Importance du magmatisme intrusif sur Terre | 8 |
| 1.2.2 Intrusion magmatique sur la Lune | 12 |
| 1.3 Caractérisation du magmatisme intrusif à faible profondeur: apport de la modélisation | 16 |
| 1.3.1 Model statique de déformation d'une couche élastique . | 16 |
| 1.3.2 Emplacement dynamics des sills et laccoliths: que peut on apprendre de leur géométrie ? | 17 |
| 1.4 Discussion | 19 |
| Bibliography | 19 |
| | |
| 2 Isoviscous elastic-plated gravity current model for shallow magmatic intrusion | 25 |
| | |
| 2.1 Model | 26 |
| 2.1.1 Governing equation | 26 |
| 2.1.2 Dimensionless equations | 29 |
| 2.1.3 Need for regularization | 30 |
| 2.2 Results | 31 |
| 2.2.1 Bending regime | 31 |
| 2.2.2 Gravity current regime | 32 |
| 2.2.3 Lateral propagation | 33 |
| 2.3 Application to the spreading of magmatic intrusions | 33 |
| 2.3.1 Earth : Observation Vs Prediction | 33 |
| 2.3.2 Origin of lunar low-slope domes | 38 |
| 2.3.3 Discussion | 39 |

| | |
|--------------------------------|----|
| 2.4 Thesis route map | 41 |
| Bibliography | 43 |

| | |
|--|-----------|
| II Evolution thermique des intrusions magmatiques à faible profondeur | 47 |
|--|-----------|

| | |
|---|-----------|
| III Cratères à sol fracturée: Témoins d'un magma- tisme intrusif lunaire | 49 |
|---|-----------|

Rsum de la probltique et rsltats principaux

Part I

Dynamique des magmas magma à faible profondeur

CHAPTER 1

Magmatisme intrusif

Contents

| | | |
|------------|--|-----------|
| 1.1 | Formation, transport et stockage des magmas | 5 |
| 1.1.1 | Formation | 5 |
| 1.1.2 | Transport | 6 |
| 1.1.3 | Stockage | 7 |
| 1.2 | Caractérisation du magmatisme intrusif à faible profondeur: apport des observations | 8 |
| 1.2.1 | Importance du magmatisme intrusif sur Terre | 8 |
| 1.2.2 | Intrusion magmatique sur la Lune | 12 |
| 1.3 | Caractérisation du magmatisme intrusif à faible profondeur: apport de la modélisation | 16 |
| 1.3.1 | Model statique de déformation d'une couche élastique | 16 |
| 1.3.2 | Emplacement dynamics des sills et laccoliths: que peut on apprendre de leur géométrie ? | 17 |
| 1.4 | Discussion | 19 |
| | Bibliography | 19 |

1.1 Formation, transport et stockage des magmas

1.1.1 Formation

La majorité des magmas sont formés par fusion partielle des roches du manteau supérieur. Dans les conditions normales de pression, la température du manteau supérieur n'est pourtant pas suffisante pour provoquer leur fusion partielle (Figure 1.1) et d'autres mécanismes sont nécessaires pour amener les roches du manteau à croiser leur liquidus. Au niveau des dorsales en contexte océanique ou des rifts en contexte continental par exemple ou au sein des

panaches mantelliques, celle ci est ainsi causée par décompression des roches mantelliques (Figure 1.1 b). Au niveau des zones de subduction, les mécanismes mises en jeux sont plus complexes et font intervenir la déshydratation par chauffage des roches, la migration des fluides abaissant le liquidus et ainsi provoquant la fusion des roches alentours (Figure 1.1 c).

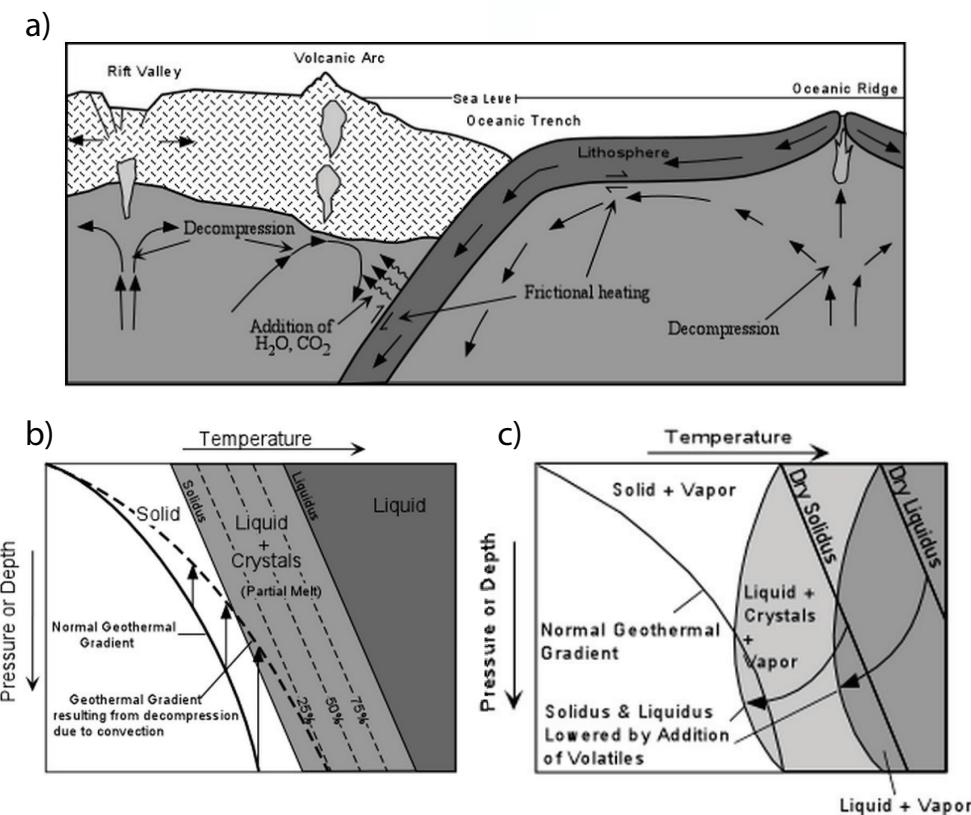


Figure 1.1: a) Lien entre le magmatisme et la tectonique des plaques: production de magma par fusion partielle par décompression au niveau des dorsales océaniques ou des rift en contexte continentale ou par addition de volatiles au niveau des zones de subduction. Schéma du diagramme de phase des roches du manteau supérieur dans deux contextes différents: a) dorsale océanique ou panache mantellique, b) zone de subduction.

1.1.2 Transport

Les liquides de fusions ainsi formés sont moins denses que les roches solides alentours et s'élèvent donc, par compaction et percolation au travers de la

matrice mantellique (*McKenzie*, 1984, 1985). Le magma, liquide de fusion + cristaux, s'accumule ensuite au sein de chenaux, i.e. de dykes ou le long de faille pré-existantes pour remonter rapidement vers les couches superficielles de la croûte (*Lister and Kerr*, 1991; *Clemens and Mawer*, 1992; *Petford et al.*, 1993; *Rubin*, 1995). En effet, bien que l'idée du magma remontant lentement au sein de gros volume diapirique est encore parfois invoquée au sein de la base ductile de la croûte (*Weinberg and Podladchikov*, 1994; *Weinberg*, 1996), le transport rapide du magma au sein des dykes permet de résoudre de nombreux problèmes, thermiques et mécaniques, associés à la remonté diapirique de gros volume de magma au sein des parties supérieures fragiles de la croûte invoquée historiquement (*Miller and Paterson*, 1999).

1.1.3 Stockage

Historiquement, les travaux de *Walker* (1989) ont montré que les magmas remontent jusqu'à rencontrer leur zone de flotabilité neutre, une région où la densité de la roche encaissante est proche de celle du magma lui-même. En effet, au dessus de cette couche, le magma est plus dense que la roche encaissante et sa flotabilité l'entraîne vers le bas. De nombreux travaux, tant théoriques (*Lister and Kerr*, 1991; *Petford et al.*, 1993; *Rubin*, 1995) que expérimentaux (*Taisne and Tait*, 2009; *Taisne et al.*, 2011) ont en effet depuis montré que l'ascension d'un dyke était contrôlé par la différence de densité entre la tête de celui ci et la roche encaissante. Lorsque le dyke entre dans une région de densité inférieure, la surpression induite peut, sous certaines conditions, conduire à l'étalement du magma au niveau de la base de la région de plus forte densité (*Taisne et al.*, 2011). Le magma s'étale ensuite par gravité à la base de cette couche permettant ainsi la formation de réservoir magmatique sous forme d'intrusion magmatique au sein de la croûte.

Plus récemment, d'autres études ont montré que les contrastes de rigidité entre les différentes couches crustales pourraient aussi jouer un rôle non négligeable sur l'arrêt de l'ascension des dykes (*Menand*, 2011). En effet, des expériences réalisées par *Kavanagh et al.* (2006) ont montré que la propagation d'un dyke peut être arrêté quand celui ci rencontre une interface qui sépare un milieu plus rigide surplombant un milieu moins rigide (Figure 1.2). Le dyke arrête ainsi son ascension verticale et s'étale horizontalement juste en dessous de la couche de rigidité plus élevée. Ce mécanisme serait d'autant plus efficace que le contraste de rigidité est important (*Kavanagh et al.*, 2006).

Finalement, les contraintes, locales ou globales, peuvent aussi dévier la trajectoire d'un dyke et influencer les trajets des magmas au sein de la croûte. En effet, des études ont montré que les chenaux par lesquels se propage le magma tendent à s'orienter perpendiculairement aux contraintes de compressions (*An-*

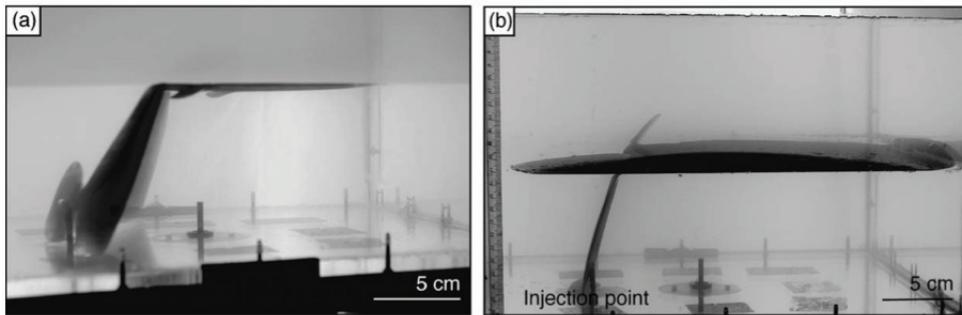


Figure 1.2: a) Photographie de deux des expériences réalisées par *Kavanagh et al.* (2006) sur le comportement d'un dyke à l'interface entre deux milieux de rigidités différentes. a) Le contraste de rigidité est très important et le dyke s'étale sous la couche de rigidité importante. b) Le contraste de rigidité est plus faible et, tout en s'étalant en dessous de la couche de rigidité supérieur, le dyke continue sa progression dans le milieu plus rigide.

derson, 1951). Les dykes ont donc tendance à exister dans des situations où les contraintes de compressions sont horizontales et donc à s'étaler quand le champ de contrainte évolue d'une contrainte de compression horizontal à vertical comme c'est le cas par exemple au niveau des édifices volcaniques (*Pinel and Jaupart, 2000, 2004; Roman and Jaupart, 2014*).

Cependant, si ces différents facteurs jouent sûrement tous un rôle sur le contrôle des trajets des magmas au sein de la croûte, la densité relative du magma et de la roche encaissant et donc l'existence d'une zone de flottabilité neutre est certainement le facteur déterminant dans la mise en place d'intrusions magmatiques. Le magmatisme intrusif, et donc la question du stockage des magmas, est donc de manière générale étroitement lié à la structure en densité de la croute elle même.

1.2 Caractérisation du magmatisme intrusif à faible profondeur: apport des observations

1.2.1 Importance du magmatisme intrusif sur Terre

Sur Terre, la composition de la croûte, et donc sa densité, est bimodale. Au niveau des océans, la croûte océanique présente une nature essentiellement basaltique avec une densité moyenne proche de 2900 kg m^{-3} . Elle est formée continuellement au niveau des dorsales océaniques et recyclée, environ 200 Ma d'année plus tard au niveau des zones de subduction. Elle est épaisse en

moyenne de 6 km et couvre à elle seul 70% de la surface du globe. Au contraire, la croûte continental, qui occupe les 30% restant, présente une composition plus évolué et globalement andésitique avec une densité moyenne plus proche de 2700 kg m^{-3} . Elle est beaucoup plus vieille que la croûte océanique et est âgée en moyenne de 2.5 Ga, avec certaines roches ayant été daté jusqu'à 4 Ga d'années. Elles est aussi beaucoup plus épaisse que la croûte continental; son épaisseur moyenne est de 35 km et peut excéder les 70 kilomètres sous certaine chaîne de montagne comme l'Himalayas.

De part sa densité relativement basse, en particulier au niveau des continents, la croûte constitue un filtre efficace à la remonté des magmas en surface qui sont donc préférentiellement stockés en profondeur sous formes d'intrusions magmatiques. *Crisp* (1984) et *White et al.* (2006) estiment en effet que les volumes de lave extrudé à la surface sont relativement faibles en comparaison aux volumes intrudés au sein de la croûte terrestre, i.e. 5 fois plus faible en contexte océanique et jusqu'à 10 fois plus faible en contexte continentale. Le magmatisme intrusif apparaît donc comme un processus essentielle dans la formation de la croûte. Sur Terre, les mouvements tectoniques en son sein ainsi que l'erosion ont permis d'exposé certaines de ces intrusions à la surface. En plus de leur taille, qui peut varié de quelque mètre à des centaines de kilomètre, la morphologie de ces intrusions est très variables d'un endroit à un autre.

Les batholiths sont de loin les plus imposants représentants de cette famille d'intrusion magmatique. Ils peuvent atteindre jusqu'à quelques kilomètres d'épaisseur et s'étendre sur des centaines de kilomètres. Par exemple, le batholith de Sierra Nevada est une intrusion granitique qui s'étend sur presque la totalité de la Sierra Nevada en Californie. Des données géochronologique sur certain de ces batholith ont montré que leur mise en place peut s'échelonner sur quelques millions d'années, un temps beaucoup plus grand que les temps raisonnable pour le refroidissement d'une chambre magmatique dans la partie fragile de la croûte (*Glazner et al.*, 2004). En effet, il est maintenant clair que la mise en place de ces gigantesques volumes de magmas se forme par incrément successifs de petits volume de magma se solidifiant lors de leur mise en place sur de longues échelle de temps 10^5 to 10^6 années (*Petford et al.*, 2000; *Glazner et al.*, 2004). Dans cette thèse, on va donc se focaliser sur les mécanismes de formations et de mise en places de volume intermédiaire de magma dans la partie fragile de la croûte continental, à des profondeurs inférieures à 10 km.

Des études géologiques de terrain ont montré la présence de quatre grandes familles d'intrusions magmatique de taille intermédiaire à faible profondeur. Deux de ces familles, les dykes et les bysmalith, sont discordants, c'est à dire qu'ils se mettent en place perpendiculairement à la stratification naturelle de

l'encaissant et deux autres, les sillls et les laccoliths sont concordants, i.e. ils se mettent en place parallèlement aux couches géologiques.

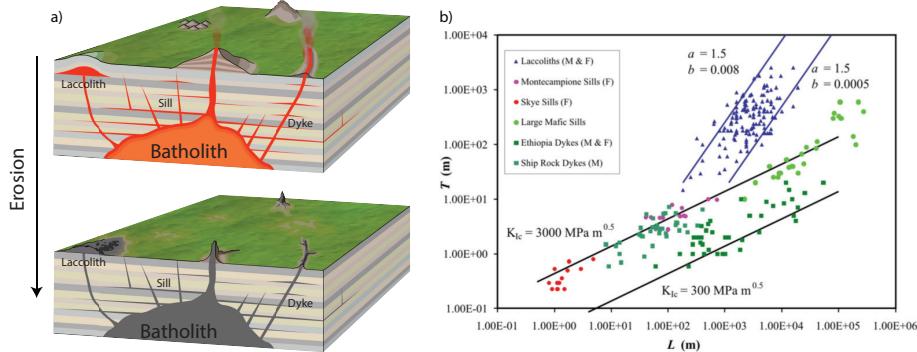


Figure 1.3: a) Différentes formes du magmatisme intrusif: batholith, dyke, sill et laccolith. Dimensions typiques pour des laccoliths, dyke et sill de composition et d'origines différentes repris de [Cruden et al. \(2012\)](#).

- Les dykes, par lesquels remontent le magma à travers la lithosphère sont discordants et caractérisé par de faibles rapports d'aspects (Figure 1.3, 1.4 a). Leur épaisseur peut varier de quelques mètres à quelques centaines de mètres d'épaisseur ([Walker, 1989](#); [Rubin, 1995](#)), cependant, l'épaisseur moyenne est de quelques dizaines de mètre. Les dykes de compositions felsiques sont généralement plus épais et moins long que leurs équivalents mafiques ([Rubin, 1995](#)).
- Les sillls, à la différence des dykes, sont concordants (Figure 1.3, 1.4 b,f). Ils se mettent en place le long de discontinuités ou de failles pré-existantes, à la jonction entre deux couches sédimentaires par exemple. Les sillls aux dimensions les plus importantes répertoriés sont mafiques et peuvent atteindre jusqu'à 100 km sur des épaisseurs de presque 1 km ([Cruden et al., 2012](#)). Leurs homologues felsiques, plus rares, sont souvent de dimension plus faible.
- Les laccoliths ont été décrit premièrement par [Gilbert \(1877\)](#) suite à son étude géologique des Henry Mountains, dans l'Utah aux Etats-Unis (Figure 1.4 c, d, e). Ils se mettent en place principalement par flexion des couches sédimentaires sus-jacentes, ce qui leur donnent une forme plus ou moins en cloche. [Corry \(1988\)](#) a répertorié à peu près 900 laccoliths, principalement dans le nord des Etats-Unis. Leurs épaisseurs varient de quelques dizaines à quelques centaines de mètres et leurs rayons peut atteindre quelques kilomètres pour les plus gros (Figure 1.3 b). Ces

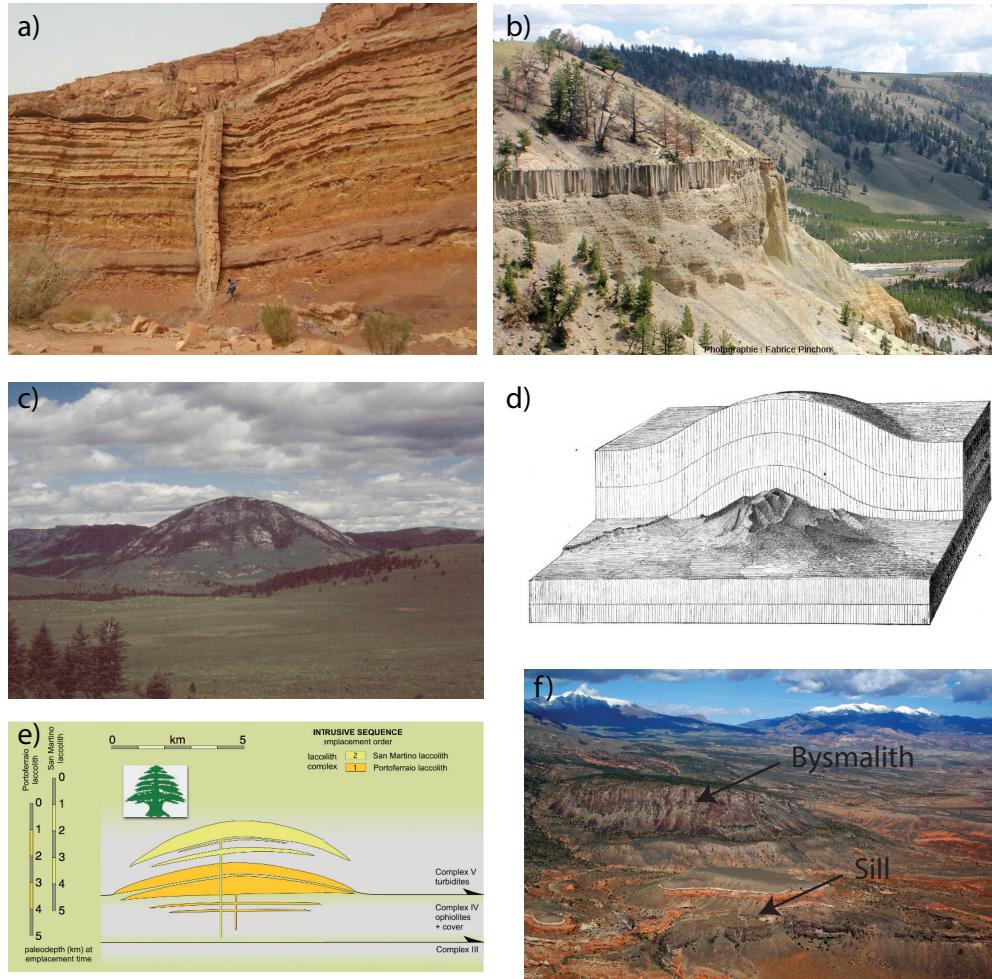


Figure 1.4: a) Dyke traversant des couches sédimentaires dans le Makhtesh Ramon, Israël; b) Sill basaltique au sein de sédiments, vallée de la Yellowstone River, Parc National du Yellowstone (USA). Photographie de Fabrice Pinchon. c) Laccolith à l'érosion dans le Montana d) Schéma de l'emplacement d'un laccolith réalisé par [Gilbert \(1877\)](#). e) Schéma simplifié de la structure en arbre de noel d'un complexe de laccolith sur l'île d'Elbe, en Italie, étudié par [Rocchi et al. \(2010\)](#). f) Intrusions à l'érosion au alentour de la montagne Hillers, dans les Henry Mountains. On peut distinguer le black Mesa bysmalith au centre et le Maiden Creek sill en dessous. Photographie de Jack Share

laccoliths se sont parfois mis en place les uns sur les autres formant une structure en forme d'arbre de noël (*Corry*, 1988). Cette géométrie est aussi observé sur l'île d'Elbe, en Italie, ou un complexe de neuf laccoliths, exceptionnellement bien conservé, a été étudié en détail par *Rocchi et al.* (2002). De nombreux laccoliths sont aussi marqué par un toit plat, la flexure de l'encaissant ne concernant que les flans du laccolith (*Koch et al.*, 1981).

- Les bysmaliths sont d'imposants volumes cylindriques, préférentiellement composé de roche granitique, discordant (Figure 1.4 f). Ils sont notamment bordés par d'importantes failles quasiment verticales et peuvent atteindre quelques centaines de mètre d'épaisseur (*Johnson and Pollard*, 1973). Un exemple typique de ce type d'intrusion est le Black Mesa Bysmalith dans les Henry mountain, 200 m d'épaisseur et 1 km de large (*Morgan et al.*, 2008).

A l'instar des batholiths, de nombreuses observations de terrains proposent que ces intrusions de tailles moyennes se forment aussi par incrément successif de petits volumes de magma (*Habert and De Saint-Bланquat*, 2004; *Horsman et al.*, 2005; *Morgan et al.*, 2008) (Figure 1.5). Cependant, les mêmes études montrent aussi que ces intrusions se forment nécessairement sur de petites échelles de temps, des échelles assez faible pour pouvoir garder un corps chaud et liquide des premières étapes du processus d'intrusion à la solidification. Au niveau du bysmalith de Black Mesa par exemple (Figure 1.4 f), *Habert and De Saint-Bланquat* (2004) ont montré l'absence de discontinuités entre les différentes couches ainsi que l'absence de métamorphisme important dans l'encaissant indiquant un temps de mise en place de moins de 100 ans. L'absence de discontinuité au sein des différents laccoliths sur l'île d'Elbe supportent aussi leur formation rapide, i.e. suite à une seule injection ou plusieurs injections sur un temps assez court pour que les magmas des différentes injections coalescent (*Roni et al.*, 2014).

1.2.2 Intrusion magmatique sur la Lune

La lune s'est probablement formée suite à l'impact d'un corps de la taille de Mars sur la proto-Terre quelque centaines de millions d'année suite à la formation de la Terre. Le disque de débris résultant de l'impact s'est ensuite accrétée, sur une échelle de temps assez courte, i.e. quelques centaines d'années, pour former la Lune. Du au quantité importante d'énergie libéré durant le processus d'accrétion, on considère aujourd'hui que la Lune était partiellement fondu, sur une épaisseur encore débattu, suite à sa formation.

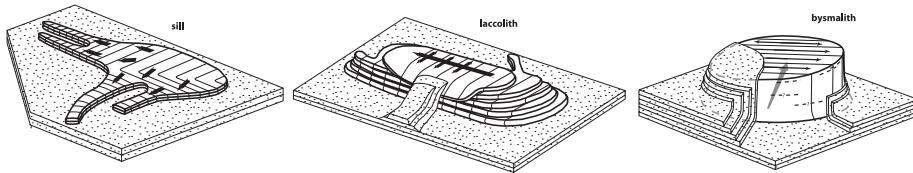


Figure 1.5: Ces diagrammes, réalisés par *Horsman et al.* (2009), montrent la structure verticale en couche de trois intrusions à l'érosion dans les Henry mountains. De gauche a droite: le Maiden Creek sill (Figure 1.4 f), le Trachyte Mesa laccolith et le black mesa bysmalith (Figure 1.4 f).

Le refroidissement et la lente cristallisation fractionné de l'océan de magma lunaire aurait ensuite conduit à la formation d'une croûte primaire par flottaison des minéraux léger de plagioclase (en particulier du pôle calcique, l'anorthite) à la surface de l'océan de magma tandis que les éléments les plus incompatibles, en particulier les éléments producteurs de chaleur, se seraient concentrés dans les derniers liquides magmatiques résiduels entre la croûte et le manteau, formé, lui, principalement de cumulats d'olivine et de pyroxène (Figure 1.6).

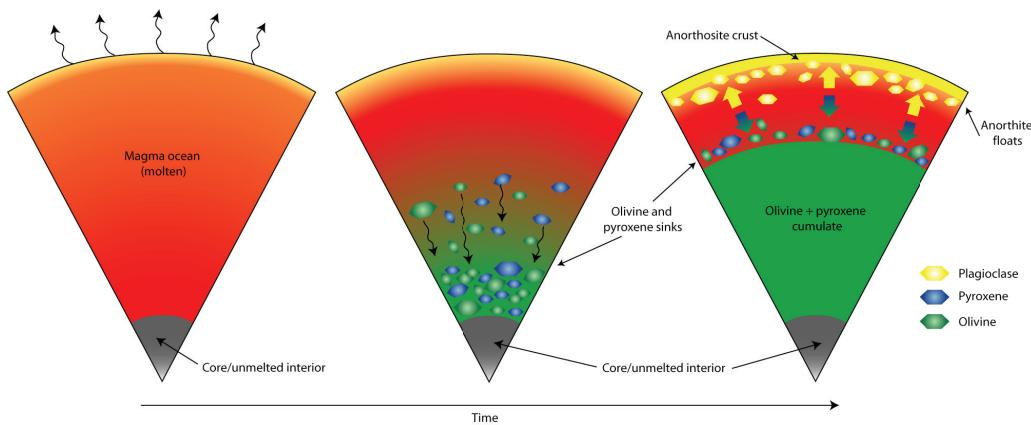


Figure 1.6: Cristallisation fractionnée de l'océan de magma et formation de la croûte primaire composé d'anorthosite. Source: LPI

La densité de la croûte lunaire est particulièrement faible, 2550 kg m^{-3} selon les dernières estimations faite à l'aide des donnés gravitaires de la mission GRAIL de la NASA (*Wieczorek et al.*, 2013). La porosité résultante de 4 milliard d'année de bombardement météoritique, qui pourrait être de l'ordre de 12%, ainsi que la faible densité des minéraux la composant, principalement

des plagioclases comme on l'a vu, tous les deux contribuent à sa faible densité. D'autre part, l'épaisseur de la croûte n'est pas négligeable, entre 34 et 43 km en moyenne avec une tendance à être plus épaisse sur la face cachée que sur la face visible.

La faible densité de sa croûte et son épaisseur non négligeable ont certainement joué un rôle important sur le volcanisme lunaire. En effet, les laves extrudés au sein des mers lunaires sont riches en éléments lourd, fer principalement FeO et titan TiO_2 , et sont caractérisés par des densités de l'ordre de 3000 kg m^{-3} . La faible densité de la croûte a donc sans doute jouait aussi sur le Lune le rôle d'un filtre efficace à l'extrusion des magmas, formés par fusion partielle de son manteau, en surface, leur flotabilité ne leur permettant pas généralement d'atteindre la surface. *Head and Wilson (1992)* ont estimé ainsi à 50 fois plus important aux volumes extrudé en surface le volume des magmas intrusif sur la lune. Cependant, bien que ce rapport puisse donner de précieuses indications sur l'évolution thermique de la lune elle même, il est de fait très peu contraints. La détection des déformations de surface induites par la mise en place d'intrusion magmatique au sein de la croûte permet une meilleure caractérisation du magmatisme intrusif lunaire.

Deux manifestations principales à la surface de la lune ont été proposé comme potentiellement résultant de la mise en place d'intrusions magmatiques au sein de la croûte lunaire: les domes à faible pente et les cratères au sol fracturé.

- Les domes à faible pente sont localisé en bordure ou dans les mers lunaires, principalement sur la face visible (Figure 1.7 a, b). 13 de ces domes ont été recemment décrit par *Wöhler et al. (2007)*. Bien que leur morphologie s'apparente à des laccoliths terrestres, ils sont de manière général beaucoup plus étalés que ceux sur Terre; pour une même épaisseur, l'équivalent lunaire peut ainsi être deux fois plus larges que son homologue Terrestre.
- Les cratères à sol fracturé sont des cratères d'impacts ayant subis des déformations suite à leur formation. A peu près 200 de ces cratères ont été répertorié par *Schultz (1976)*, principalement autour des mers lunaires (Figure 1.7 c, d, e, f). La principale caractéristique de ces cratères est leur faible profondeur par rapport à celles des cratères non déformés. En effet, certains cratères au sol fracturé peuvent être jusqu'à 2 km moins profond que leurs homologues non déformées. Leur sol, soit en forme de dôme, soit plat séparé des mures du cratère par un imposant fossé circulaire, est systématiquement caractérisé par d'important réseaux de fractures radiales, concentriques ou encore pentagonales (Figure 1.7 c, d, e, f). Basé sur leur profondeur, topographie et niveau de déformation,

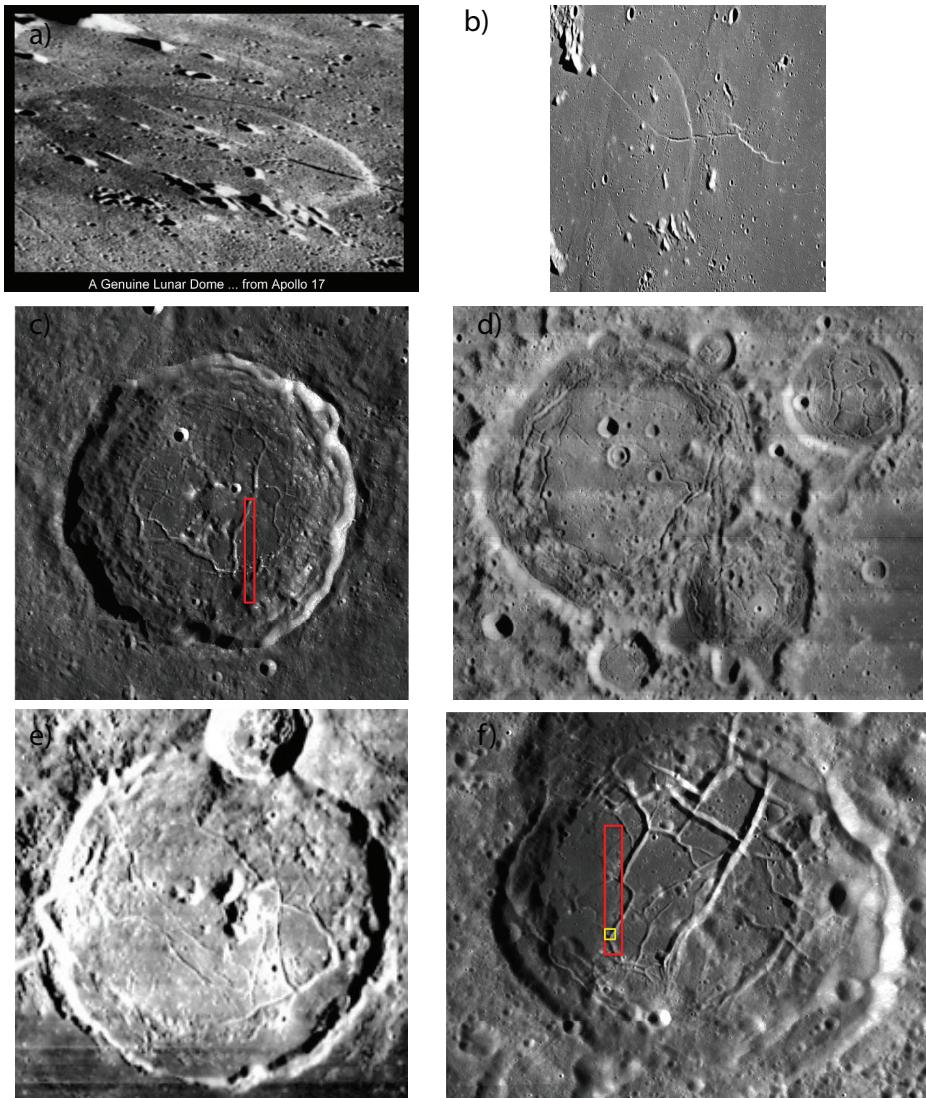


Figure 1.7: a) Dome lunaire, photo par Appolo 17 b) Apollo 15 orbital image AS15-91-12372, vue oblique du dôme Valentine. c) Cratère au sol fracturé Atlas (Classe 1). d) Cratère au sol fracturé Lavoisier (Classe 5). e) Cratère au sol fracturé Gassendi (Classe 3). f) Cratère au sol fracturé Komarov (Classe 5). Photo extraite de *Lunar Orbiter Photographic Atlas of the Moon*, NASA

Schultz (1976) a postuler l'existence de six grandes classes de déformation. La proximité des ces cratères avec les mers lunaires, ainsi que la présence de produits volcaniques au sein de certains cratères, suggèrent qu'ils ont été déformés suite à la mise en place de magma en profondeur sous leur sol.

1.3 Caractérisation du magmatisme intrusif à faible profondeur: apport de la modélisation

1.3.1 Modèle statique de déformation d'une couche élastique

Bien que la morphologie et les volumes de magma peuvent être récupérés, à partir d'observations directes ou de méthodes de prospection géophysique sur Terre ou via les déformations induites à la surface des autres corps telluriques du système solaire, ces informations seules ne donnent que peu d'indication sur les mécanismes de mise en place de ces intrusions magmatiques. De nombreux travaux ont ainsi été centrés sur la modélisation des processus donnant lieu à ces déformations, dans le but de mieux comprendre le mécanisme d'intrusion d'une part mais aussi, de déduire des observations des données sur le magma, les paramètres mécaniques de l'encaissant ou encore la profondeur de l'intrusion au moment de sa mise en place.

La propagation d'un dyke dans un milieu élastique a été beaucoup étudiée (*Lister and Kerr*, 1991; *Rubin*, 1995). En particulier, *Lister and Kerr* (1991) ont montré que, à l'exception de la tête du dyke où les contraintes élastiques induites par les roches encaissantes jouent un rôle important, la dynamique du magma au sein du dyke est contrôlée par un équilibre entre la flotabilité et les pertes de charges associées aux frottements visqueux sur les parois du conduit. On a vu qu'un dyke peut se transformer en sill si celui-ci rencontre sa zone de flotabilité neutre; bien que la dynamique des dykes et des sills soit comparable à forte profondeur (*Lister and Kerr*, 1991; *Cruden et al.*, 2012), à faible profondeur, la forme des laccoliths suppose que les intrusions magmatiques se mettent en place principalement par flexion des couches sus-jacentes (*Johnson and Pollard*, 1973). Un modèle, populaire en science planétaire, consiste à modéliser ces laccoliths par la déformation d'une plaque mince élastique, de longueur fixée et égale à la taille de l'intrusion, soumise à une pression donnée (*Pollard and Johnson*, 1973). Dans ces modèles statiques, cette pression, donnant lieu à la déformation, est soit considérée constante sur la taille de

l'intrusion et égale au poids du magma (*Pollard and Johnson*, 1973; *Wichman and Schultz*, 1996; *Jozwiak et al.*, 2012), soit imposé suivant un profil décrivant la perte de charge associée à un écoulement visqueux (*Kerr and Pollard*, 1998; *Wöhler et al.*, 2009). Cependant, dans aucun des cas, cette pression n'est reliée aux paramètre de l'écoulement lui même, i.e. volume ou taux d'injection. De plus, ces modèles ne fournissent pas un cadre théorique suffisant à la compréhension de la dynamique de l'intrusion et sont donc incapables d'expliquer la diversité des formes et des tailles observées. Enfin, ils considèrent la flexion de la couche sus-jacente comme unique pression motrice à l'écoulement, sans considérer le poids du magma lui même, qui doit pourtant nécessairement jouer un rôle sur la mise en place de l'intrusion.

1.3.2 Emplacement dynamics des sills et laccoliths: que peut on apprendre de leur géométrie ?

En l'absence d'un modèle dynamique, la géométrie des intrusions répertoriées a été utilisé pour en déduire des indications sur les processus de mise en place et de croissance de ces intrusions. Ainsi, en utilisant les données répertoriés sur les laccoliths par *Corry* (1988), *McCaffrey and Petford* (1997) propose une loi de puissance empirique pour l'épaisseur des intrusions h_0 en fonction de leur longueur R , $h_0 = bR^a$ où a est l'exposant de la loi de puissance et b une constante. Un exposant supérieur à l'unité indique que l'intrusion croît préférentiellement en s'épaississant tandis qu'un exposant inférieur à l'unité indique qu'elle croît plutôt par étalement.

Les laccoliths répertoriés par *Corry* (1988) montrent un exposant $a < 1$ (0.88 ± 0.1), interprété comme reflétant l'étalement de l'intrusion sur une certaine distance sous forme d'un sill avant son épaisseissement (Figure 1.8). Ce modèle est cohérent avec le modèle en deux étapes couramment accepté pour la mise en place des laccoliths (*Johnson and Pollard*, 1973; *McCaffrey and Petford*, 1997). Premièrement, le magma s'étale latéralement au niveau de sa zone de flotabilité neutre, i.e. $a < 1$ jusqu'à ce qu'un sill, caractérisé par un rapport d'aspect assez large, soit formé. Ensuite, lorsque le sill est assez large, il s'épaissit par flexion des couches sus-jacentes pour former un laccolith caractérisé par une valeur de $a > 1$ (*Johnson and Pollard*, 1973; *Koch et al.*, 1981). Si la roche sus-jacente est soumise à des contraintes trop importante, des failles se forment au niveaux des bords du sill et celui ci s'épaissit uniformément sur toute sa surface formant un bysmalith (*Corry*, 1988). Dans la continuité de l'étude de *McCaffrey and Petford* (1997), *Rocchi et al.* (2002) ont réalisé une étude détaillée du complexe intrusif de l'île d'Elbe en Italie et ont trouvé des exposants a supérieur à l'unité, jusqu'à 1.5, interprété comme étant le résultat d'une phase dominé par l'épaississement de l'intrusion dans

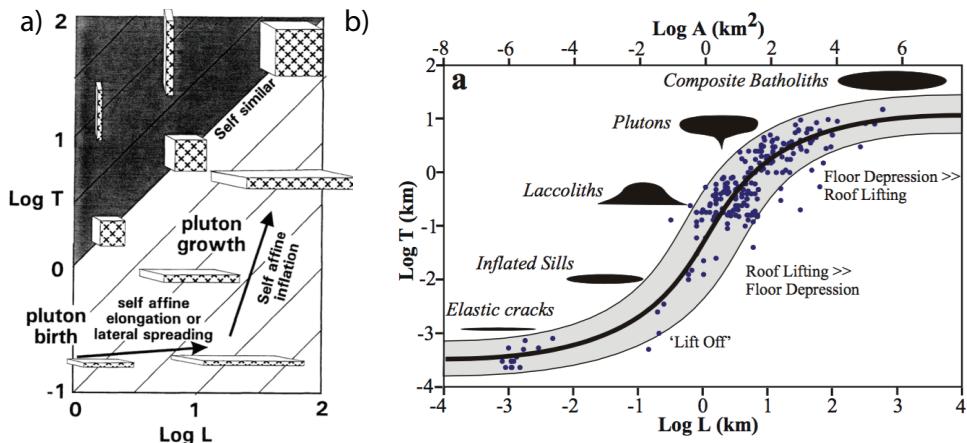


Figure 1.8: a) Schéma de la formation des laccoliths suivant deux étapes par *McCaffrey and Petford* (1997). Nouvelles données: épaisseurs en fonction de leur longueur de différent types d'intrusions magmatiques à différentes locations. Figure extraite de *Cruden et al.* (2012).

la croissance de ces laccoliths.

Des modèles plus récents conçoivent plutôt la formation des laccoliths par empilement successif de sills, de grand rapport d'aspect, plutôt que par l'injection d'un seul volume de magma fini à un temps donné (*Menand*, 2011). En effet, ces modèles sont supportés par les expériences de (*Kavanagh et al.*, 2006) (Section 1.1.3) où il est montré que les sills peuvent se mettre en place à l'interface entre deux couches de rigidité différentes, la rigidité de la couche sus-jacente étant plus importante que celle de la couche sous-jacente. Des lors, la mise en place d'un sill en refroidissant procure un environnement favorable à la mise en place d'un nouveaux sill, soit au dessus si la rigidité du sill solidifié est inférieure à celle de la roche sus-jacente ou en dessous dans le cas contraire. Ce modèle de croissance a aussi été suggéré par de récentes études structurales et stratigraphiques, notamment au niveau des intrusions de tailles intermédiaires dans les Henry Mountains (*Horsman et al.*, 2005; *Morgan et al.*, 2008; *Horsman et al.*, 2009; *Menand*, 2011). Ce modèle, à la différence des modèles statiques exposé plus haut, a aussi l'avantage de pouvoir expliquer la structure plate du toit de certains laccoliths (*Morgan et al.*, 2008). Cependant, ce modèle ne fournit pas de mécanisme ni ne permet d'expliquer l'origine de la loi de puissance caractéristique de la géométrie de ces intrusions.

Cruden and McCaffrey (2002) ont réuni des données sur une plus grande plage de longueurs, des petits cracks de quelques dizaines de mètres aux batholiths de quelques centaines de kilomètres (Figure 1.8). *Cruden and Mc-*

Caffrey (2002) proposent que l'épaisseur en fonction de la longueur des intrusions magmatiques forme une distribution en forme de sigmoïde (dans une échelle logarithmique) avec une pente maximum de 1.5 caractéristiques des laccoliths. Cependant, aucune théorie sous-jacente soutient cette observation. De plus, les données de *Cruden et al.* (2012) sur les larges sills mafiques contredise cette vision des choses (Figure 1.3).

1.4 Discussion

En conclusion, aucun des modèles présentés plus haut n'est cohérent à la fois avec la morphologie des sills et des laccoliths et leurs rapport d'aspect. Dans le but de comprendre plus en détails la dynamique de l'intrusion, *Michaut* (2011) a développé un modèle théorique d'étalement d'un magma visqueux sous une couche élastique d'épaisseur constante continuellement nourrit par un conduit vertical en son centre. Ce modèle diffère de ces prédecesseurs par sa capacité à traiter la dynamique même de l'intrusion ainsi que le poids du magma comme un moteur de l'écoulement. Ce modèle a été développé en 2D par (*Thorey and Michaut*, 2014). Dans la suite, je présente le modèle et les résultats que nous avons obtenus dans une géométrie axisymétrique.

x

Bibliography

- Anderson, E. M. (1951), The dynamics of faulting and dyke formation with applications to Britain. (Not cited.)
- Clemens, J. D., and C. K. Mawer (1992), Granitic magma transport by fracture propagation, *Tectonophysics*, 204(3-4), 339–360. (Not cited.)
- Corry, C. E. (1988), Laccoliths: mechanics of emplacement and growth. (Not cited.)
- Crisp, J. A. (1984), Rates of magma emplacement and volcanic output, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 20(3-4), 177–211. (Not cited.)
- Cruden, A., and K. McCaffrey (2002), First international workshop on the Physical Geology of Subvolcanic Systems – Laccoliths, Sills, and Dykes, in *LASI 1*, pp. 8–11. (Not cited.)
- Cruden, A., A. Bunger, and S. Morgan (2012), Emplacement dynamics of laccoliths, sills and dykes from dimensional scaling and mechanical models, in *LASI 1*. (Not cited.)

- Gilbert, G. K. (1877), Report on the Geology of the Henry Mountains , Government Printing Office, Washington, DC. (Not cited.)
- Glazner, A. F., J. M. Bartley, D. S. Coleman, W. Gray, and R. Z. Taylor (2004), Are plutons assembled over millions of years by amalgamation from small magma chambers?, *GSA Today*, 14(4), 4–8. (Not cited.)
- Habert, G., and M. De Saint-Blanquat (2004), Rate of construction of the Black Mesa bysmalith, Henry Mountains, Utah, *Geological Society*. (Not cited.)
- Head, J. W., and L. Wilson (1992), Lunar mare volcanism: Stratigraphy, eruption conditions, and the evolution of secondary crusts, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 56(6), 2155–2175. (Not cited.)
- Horsman, E., B. Tikoff, and S. Morgan (2005), Emplacement-related fabric and multiple sheets in the Maiden Creek sill, Henry Mountains, Utah, USA, *Journal of Structural Geology*, 27(8), 1426–1444. (Not cited.)
- Horsman, E., S. Morgan, M. de Saint-Blanquat, G. Habert, A. Nugent, R. A. Hunter, and B. Tikoff (2009), Emplacement and assembly of shallow intrusions from multiple magma pulses, Henry Mountains, Utah, 100(1-2), 117–132. (Not cited.)
- Johnson, A. M., and D. D. Pollard (1973), Mechanics of growth of some laccolithic intrusions in the Henry mountains, Utah, I: field observations, Gilbert's model, physical properties and flow of the magma, *Tectonophysics*. (Not cited.)
- Jozwiak, L. M., J. W. Head, M. T. Zuber, D. E. Smith, and G. A. Neumann (2012), Lunar floor-fractured craters: Classification, distribution, origin and implications for magmatism and shallow crustal structure, *J. Geophys. Res.*, 117(E11), E11,005. (Not cited.)
- Kavanagh, J. L., T. Menand, and R. S. J. Sparks (2006), An experimental investigation of sill formation and propagation in layered elastic media, *Earth and Planetary Science Letters*, 245(3-4), 799–813. (Not cited.)
- Kerr, A. D., and D. D. Pollard (1998), Toward more realistic formulations for the analysis of laccoliths, *Journal of Structural Geology*, 20(12), 1783–1793. (Not cited.)
- Koch, F. G., A. M. Johnson, and D. D. Pollard (1981), Monoclinal bending of strata over laccolithic intrusions, *Tectonophysics*, 74(3-4), T21–T31. (Not cited.)

- Lister, J. R., and R. C. Kerr (1991), Fluid-mechanical models of crack propagation and their application to magma transport in dykes, *Journal of Geophysical Research: Solid ...*, 96(B6), 10,049–10,077. (Not cited.)
- McCaffrey, K., and N. Petford (1997), Are granitic intrusions scale invariant?, *Journal of the Geological Society*, 154(1), 1–4. (Not cited.)
- McKenzie, D. (1984), The Generation and Compaction of Partially Molten Rock, *Journal of Petrology*, 25(3), 713–765. (Not cited.)
- McKenzie, D. (1985), The extraction of magma from the crust and mantle, *Earth and Planetary Science Letters*, 74(1), 81–91. (Not cited.)
- Menand, T. (2011), Physical controls and depth of emplacement of igneous bodies: A review, *Tectonophysics*, 500(1-4), 11–19. (Not cited.)
- Michaut, C. (2011), Dynamics of magmatic intrusions in the upper crust: Theory and applications to laccoliths on Earth and the Moon, *J. Geophys. Res.*, 116(B5), B05,205. (Not cited.)
- Miller, R. B., and S. R. Paterson (1999), In defense of magmatic diapirs, *Journal of Structural Geology*, 21(8-9), 1161–1173. (Not cited.)
- Morgan, S., A. Stanik, E. Horsman, B. Tikoff, M. de Saint-Blanquat, and G. Habert (2008), Emplacement of multiple magma sheets and wall rock deformation: Trachyte Mesa intrusion, Henry Mountains, Utah, *Journal of Structural Geology*, 30(4), 491–512. (Not cited.)
- Petford, N., R. C. Kerr, and J. R. Lister (1993), Dike transport of granitoid magmas, *Geology*, 21(9), 845–848. (Not cited.)
- Petford, N., A. R. Cruden, K. McCaffrey, and J. L. Vigneresse (2000), Granite magma formation, transport and emplacement in the Earth's crust, *Nature*, 408(6813), 669–673. (Not cited.)
- Pinel, V., and C. Jaupart (2000), The effect of edifice load on magma ascent beneath a volcano, ... *Transactions of the Royal ...*. (Not cited.)
- Pinel, V., and C. Jaupart (2004), Magma storage and horizontal dyke injection beneath a volcanic edifice, *Earth and Planetary Science Letters*, 221(1-4), 245–262. (Not cited.)
- Pollard, D. D., and A. M. Johnson (1973), Mechanics of growth of some laccolithic intrusions in the Henry Mountains, Utah, II: bending and failure of overburden layers and sill formation, *Tectonophysics*, 18(3-4), 311–354. (Not cited.)

- Rocchi, S., D. S. Westerman, A. Dini, F. Innocenti, and S. Tonarini (2002), Two-stage growth of laccoliths at Elba Island, Italy, *Geology*, 30(11), 983–986. (Not cited.)
- Rocchi, S., D. S. Westerman, A. Dini, and F. Farina (2010), Intrusive sheets and sheeted intrusions at Elba Island, Italy, *Geosphere*. (Not cited.)
- Roman, A., and C. Jaupart (2014), The impact of a volcanic edifice on intrusive and eruptive activity, *Earth and Planetary Science Letters*, 408(C), 1–8. (Not cited.)
- Roni, E., D. S. Westerman, A. Dini, C. Stevenson, and S. Rocchi (2014), Feeding and growth of a dyke-laccolith system (Elba Island, Italy) from AMS and mineral fabric data, 171(3), 413–424. (Not cited.)
- Rubin, A. M. (1995), Propagation of magma-filled cracks, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*. (Not cited.)
- Schultz, P. H. (1976), Floor-fractured lunar craters, *The Moon*, 15(3-4), 241–273. (Not cited.)
- Taisne, B., and S. Tait (2009), Eruption versus intrusion? Arrest of propagation of constant volume, buoyant, liquid-filled cracks in an elastic, brittle host, *J. Geophys. Res.*, 114(B6), B06,202. (Not cited.)
- Taisne, B., S. Tait, and C. Jaupart (2011), Conditions for the arrest of a vertical propagating dyke, *Bull Volcanol*, 73(2), 191–204. (Not cited.)
- Thorey, C., and C. Michaut (2014), A model for the dynamics of crater-centered intrusion: Application to lunar floor-fractured craters, *J. Geophys. Res. Planets*, 119(1), 286–312. (Not cited.)
- Walker, G. P. L. (1989), Gravitational (density) controls on volcanism, magma chambers and intrusions, *Australian Journal of Earth Science*, 36(2), 149–165. (Not cited.)
- Weinberg, R. F. (1996), Ascent mechanism of felsic magmas: news and views, *Geological Society of America Special* (Not cited.)
- Weinberg, R. F., and Y. Podladchikov (1994), Diapiric ascent of magmas through power law crust and mantle, *J. Geophys. Res.*, 99(B5), 9543–9559. (Not cited.)
- White, S. M., J. A. Crisp, and F. J. Spera (2006), Long-term volumetric eruption rates and magma budgets, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 7(3), Q03,010–21. (Not cited.)

Wichman, R. W., and P. H. Schultz (1996), Crater-centered laccoliths on the Moon: Modeling intrusion depth and magmatic pressure at the crater Taruntius, *Icarus*, 122(1), 193–199. (Not cited.)

Wieczorek, M. A., G. A. Neumann, F. Nimmo, W. S. Kiefer, G. J. Taylor, H. J. Melosh, R. J. Phillips, S. C. Solomon, J. C. Andrews-Hanna, S. W. Asmar, A. S. Konopliv, F. G. Lemoine, D. E. Smith, M. M. Watkins, J. G. Williams, and M. T. Zuber (2013), The crust of the Moon as seen by GRAIL, *Science*, 339(6120), 671–675. (Not cited.)

Wöhler, C., R. Lena, and J. Phillips (2007), Formation of lunar mare domes along crustal fractures: Rheologic conditions, dimensions of feeder dikes, and the role of magma evolution, *Icarus*, 189(2), 279–307. (Not cited.)

Wöhler, C., R. Lena, and Geologic Lunar Research Group (2009), Lunar intrusive domes: Morphometric analysis and laccolith modelling, *Icarus*, 204(2), 381–398. (Not cited.)

CHAPTER 2

Isoviscous elastic-plated gravity current model for shallow magmatic intrusion

Contents

| | |
|--|-----------|
| 2.1 Model | 26 |
| 2.1.1 Governing equation | 26 |
| 2.1.2 Dimensionless equations | 29 |
| 2.1.3 Need for regularization | 30 |
| 2.2 Results | 31 |
| 2.2.1 Bending regime | 31 |
| 2.2.2 Gravity current regime | 32 |
| 2.2.3 Lateral propagation | 33 |
| 2.3 Application to the spreading of magmatic intrusions | 33 |
| 2.3.1 Earth : Observation Vs Prediction | 33 |
| 2.3.2 Origin of lunar low-slope domes | 38 |
| 2.3.3 Discussion | 39 |
| 2.4 Thesis route map | 41 |
| Bibliography | 43 |

Michaut (2011) proposed a new model for the spreading of a shallow depth intermediate-size intrusions, where magma is continuously injected at the center and is accommodated by the bending of the overlying strata. In particular, the model differs from previous ones by considering the dynamics of the emplacement itself, in a sense that the radius is self-consistently determined, and the driving force associated with the magma weight which were both neglected in older models. In the original paper from *Michaut (2011)*, the model was derived in both cartesian and axisymmetric geometry and the results were presented in 2D. A similar model in 2D with an additional fracture criterion

at the tip of the intrusion has been derived by *Bunger and Cruden* (2011) and *Hewitt et al.* (2014) discussed precisely the dynamics at the contact line and the case of an elastic-plated gravity current spreading over an inclined plane. In this chapter, we present a summary of the model and the results for the spreading of an isoviscous elastic-plated gravity current over a rigid horizontal surface in an axisymmetrical geometry. Results in this geometry have been thoroughly studied by *Lister et al.* (2013) and this model will constitute the reference for more elaborate models in the manuscript.

2.1 Model

The model considers an isoviscous elastic-plated gravity current, i.e. an isoviscous fluid of viscosity η_h and density ρ_m spreading beneath a thin elastic sheet of thickness d_c and above a semi infinite rigid layer (*Michaut*, 2011; *Bunger and Cruden*, 2011) (Figure 2.1). The fluid is injected continuously at the base and center of the current at a rate Q_0 through a cylindrical conduit of diameter a .

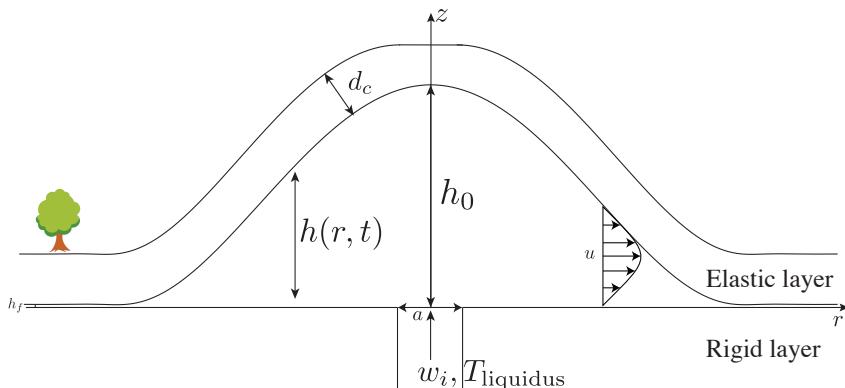


Figure 2.1: Model geometry and parameters.

2.1.1 Governing equation

Driving pressure

The intrusion develops over a length scale Λ that is much larger than its thickness H ($\varepsilon = H/\Lambda \ll 1$). In the laminar regime and in axisymmetrical coordinates (r, z) , the Navier-Stokes equations within the lubrication assumption

tion are

$$-\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial u}{\partial z} \right) = 0 \quad (2.1)$$

$$-\frac{\partial P}{\partial z} - \rho_m g = 0 \quad (2.2)$$

where $u(r, z, t)$ is the radial velocity, g is the standard acceleration due to gravity and $P(r, z, t)$ is the pressure within the fluid. Integration of (2.2) thus gives the total pressure $P(r, z, t)$ within the flow. When the vertical deflection deflection $h(r, t)$ of the upper elastic layer is small compared to its thickness d_c , i.e $h \ll d_c$, we can neglect stretching of the upper layer and only consider bending stresses. Therefore, the total pressure $P(r, z, t)$ at a level z in the intrusion is the sum of four contributions: the weight of the magma and of the upper layer, the bending pressure P_b and the atmospheric pressure P_0

$$P = \rho_m g(h - z) + \rho_r g d_c + P_b + P_0 \quad (2.3)$$

where $h(r, t)$ is the intrusion thickness and ρ_r the density of the surrounding rocks. The bending pressure is given by the force per unit area that is necessary for a vertical displacement h of the thin elastic plate (*Turcotte and Schubert, 1982*)

$$P_d = D \nabla^4 h \quad (2.4)$$

where D is the flexural rigidity of the thin elastic layer, that depends on the Young's modulus E , Poisson's ratio ν^* and on the elastic layer thickness d_c as $D = E d_c^3 / (12(1 - \nu^*))$.

Velocity field

At the contact with the elastic sheet $z = h(r, t)$, the no-slip boundary condition is present and so, the tangential velocity is zero and the normal velocity is the change in height ($\partial h / \partial t$). With \vec{n} the normal to the surface and \vec{t} the tangent, we have

$$\vec{n} \cdot (u, w) = \frac{\partial h}{\partial t} \quad (2.5)$$

$$\vec{t} \cdot (u, w) = 0. \quad (2.6)$$

The tangent vector is $\vec{t} = (1, \partial h / \partial r)$. However, within the lubrication assumption, the vertical component of the tangent vector scales as ε and thus, is negligible compared to the radial component. Therefore, the boundary condition (2.6) reduces to $u(r, z = h, t) = 0$. At the base of the flow, the same boundary condition hold and $u(r, z = 0, t) = 0$.

Equation (2.1) is integrated twice as a function of z using these boundary conditions and the horizontal velocity is

$$u(r, z, t) = \frac{1}{2\eta} \frac{\partial P}{\partial r} (z^2 - hz) \quad (2.7)$$

Injection rate

The effective overpressure ΔP^* driving the flow in the feeder conduit decreases as the intrusion thickens and is given by

$$\Delta P^* = \Delta P - \rho_m g h_0 \quad (2.8)$$

where $h_0(t)$ is the maximum intrusion thickness at the center $r = 0$ and ΔP is the initial driving pressure or the overpressure at the base of the dyke ($z = -Z_c$).

In (2.8), the bending pressure at the center, which scale as $Dh_0(t)/R(t)^4$ where $R(t)$ is the blister radius, has been neglected. Although it tends to infinity at the initiation of the flow, it rapidly vanishes as the blister spreads and the hydrostatic pressure $\rho_m g h_0$ becomes the main contribution to the pressure at the center. In addition, the model assumes a large aspect ratio for the blister and does not consider the initiation of the flow.

Finally, assuming a Poiseuille flow within the cylindrical feeding conduit, the vertical injection velocity $w_i(r, t)$ and injection rate $Q(t)$ are given by

$$w_i = \begin{cases} \frac{\Delta P^*}{4\mu Z_c} \left(\frac{a^2}{4} - r^2 \right) & r \leq \frac{a}{2} \\ 0 & r > \frac{a}{2} \end{cases} \quad (2.9)$$

$$Q = Q_0 \left(1 - \frac{\rho_m g h_0}{\Delta P} \right) \quad (2.10)$$

where $Q_0 = (\pi \Delta P^* a^4) / (128\eta Z_c)$.

Mass conservation

The fluid is assumed incompressible and a global statement of mass conservation gives

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \int_0^h u dz \right) = w_i \quad (2.11)$$

and using (2.7), we find that the equation for the evolution of the thickness in time and space reads

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\rho_m g}{12\eta r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r h^3 \frac{\partial h}{\partial r} \right) + \frac{D}{12\eta r} \left(r h^3 \frac{\partial}{\partial r} \nabla^4 h \right) + w_i. \quad (2.12)$$

It is composed of three different terms on the right hand side. The first term represents gravitational spreading, i.e. spreading of the blister under its own weight. The second term represents the squeezing of the flow by the upper elastic layer. Both term are negative and induces spreading. The last term represents fluid injection and is positive.

2.1.2 Dimensionless equations

Equations (2.9) and (2.12) are nondimensionalized using a horizontal scale Λ , a vertical scale H and a time scale τ given by

$$\Lambda = \left(\frac{D}{\rho_m g} \right)^{1/4} \quad (2.13)$$

$$H = \left(\frac{12\eta Q_0}{\rho_m g \pi} \right)^{1/4} \quad (2.14)$$

$$\tau = \frac{\pi \Lambda^2 H}{Q_0} \quad (2.15)$$

where scales are chosen such that $Q_0 = \pi \Lambda^2 H / \tau$. The length scale represents the flexural wavelength of the upper elastic layer, i.e. the length scale at which bending stresses and gravity contributes equally to flow. The height scale H is the thickness of a typical gravity current and the time scale τ is the characteristic time to fill up a cylindrical flow of radius Λ and thickness H at constant rate Q_0 . In addition, we can define a horizontal velocity scale $U = \Lambda / \tau = (\rho_m g H^3) / (12\eta_h \Lambda)$.

The dimensionless equation is

$$\begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial t} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r h^3 \frac{\partial h}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \left(r h^3 \frac{\partial}{\partial r} \nabla^4 h \right) \\ &+ \frac{32}{\gamma^2} \left(\frac{1}{4} - \frac{r^2}{\gamma^2} \right) \left(1 - \frac{h_0}{\sigma} \right) \end{aligned} \quad (2.16)$$

where the last term is replaced by zero for $r > \gamma/2$. γ and σ are two dimensionless numbers that control the dynamics of the flow

$$\gamma = \frac{a}{\Lambda} \quad (2.17)$$

$$\sigma = \frac{\Delta P}{\rho_m g h}. \quad (2.18)$$

γ is the dimensionless radius of the conduit, it does not significantly influence the flow and is set to 0.02 in the following (*Michaut and Bercovici, 2009; Michaut, 2011*). σ is the normalized pressure head, i.e., the ratio between the initial overpressure driving the flow and the weight of the magma at the center.

2.1.3 Need for regularization

One of the main mathematical difficulty in solving equation (2.16) arises at the contact line. Indeed, the assumption that the thickness of the fluid tends to zero at the contact line leads to divergent viscous stresses, i.e. $\eta \partial u / \partial z \rightarrow \infty$ and hence, the theoretical immobility of the blister (*Flitton and King, 2004; Lister et al., 2013; Hewitt et al., 2014*). This problem, known a the contact-line paradox, is a well know problem for surface-tension driven flow such as the spreading of a water droplet (*Bertozzi, 1998; Snoeijer and Andreotti, 2013*).

The formal proof have been derived by *Flitton and King* (2004) and can be derived as follow. Suppose that (2.16) has a solution and the solution has the form $h \sim A(t)(R(t) - r)^\alpha$ near the contact line. As $r \rightarrow R(r)$, the bending term dominates the gravitational term and (2.16) reduces to

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(rh^3 \frac{\partial}{\partial r} \nabla^4 h \right). \quad (2.19)$$

Injecting the solution into (2.19) and keeping only the leading powers of $R - r$ gives

$$\begin{aligned} \frac{\partial R}{\partial t} A \alpha (R - r)^{\alpha-1} + \frac{\partial A}{\partial t} (R - r)^\alpha &= A^4 \alpha (\alpha - 1) (\alpha - 2) \\ &\quad (\alpha - 3) (\alpha - 4) (\alpha - 5) (R - r)^{4\alpha-6} \end{aligned}$$

The time derivative is locally dominated by its convective part at the tip, the second term on the left is small compared to the first and therefore, by equating the exponent of $R - r$, we obtain $\alpha = 5/3$, and by equating the coefficients, we deduce

$$\frac{\partial R}{\partial r} = -\frac{280}{243} A^3. \quad (2.20)$$

It shows that (2.16) can only have retreating contact line ($dR/dt < 0$) but not with advancing contact line ($dR/dt > 0$) (*Lister et al., 2013; Flitton and King, 2004*).

To mitigate this problem, one common approach is to add a thin prewetting film, with thickness h_f such that $h \rightarrow h_f$ as $r \rightarrow \infty$. While the solution will depend upon the prewetting film thickness h_f and will not show any convergence properties when $h_f \rightarrow 0$, we will see that the dependence in h_f is weak and the difference between different values for h_f will be relatively small (*Lister et al., 2013; Hewitt et al., 2014*). Unless otherwise specified, we will consider $h_f = 5 \cdot 10^{-3}$ in the manuscript.

2.2 Results

For a small prewetting film thickness, i.e. $h_f/H \ll 1$, the numerical resolution of the equation (??) shows three spreading regimes: a bending regime where gravity is negligible, a viscous gravity current regime where bending is negligible and a regime of lateral propagation (*Michaut, 2011; Bunger and Cruden, 2011; Lister et al., 2013*).

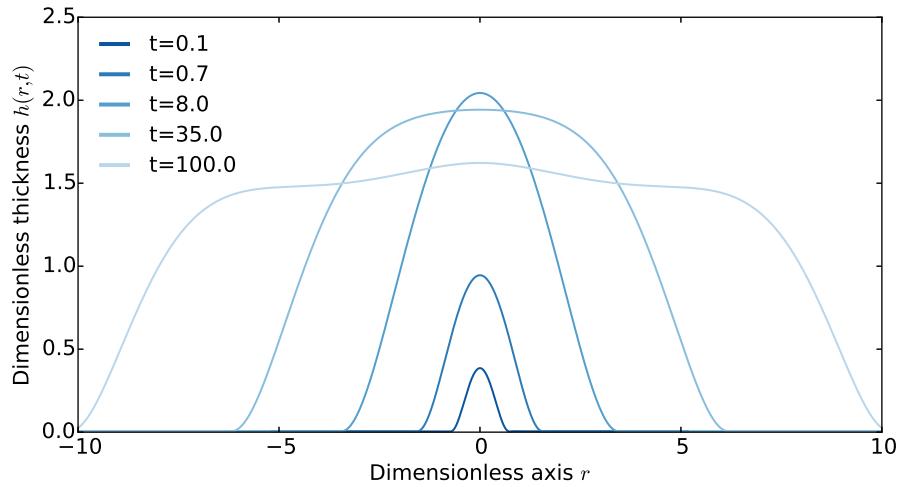


Figure 2.2: Shape of the flow, i.e. thickness $h(r, t)$ as a function of the radial axis r at five different times indicated on the plot. Variables are dimensionless and one needs to multiply by the characteristic scales (thickness, length or time given by (2.14), (2.13) or (2.15)) to obtain dimensional values. For $t < 10$, the intrusion is in the bending regime whereas for $t > 10$ the intrusion is in the gravity current regime.

2.2.1 Bending regime

At early times, when $R \ll \Lambda$, gravity is negligible and the dynamics of the spreading is governed by the bending of the upper layer. In addition, if $h_0 \ll \sigma$, the overpressure ΔP driving the flow is much larger than the weight of the blister at the center and the injection rate can be considered constant.

In that case, the spreading is very slow and the interior has uniform pressure $P = \nabla^4 h$. The flow is bell-shaped and its thickness is given by

$$h(r, t) = h_0(t) \left(1 - \frac{r^2}{R^2(t)}\right)^2 \quad (2.21)$$

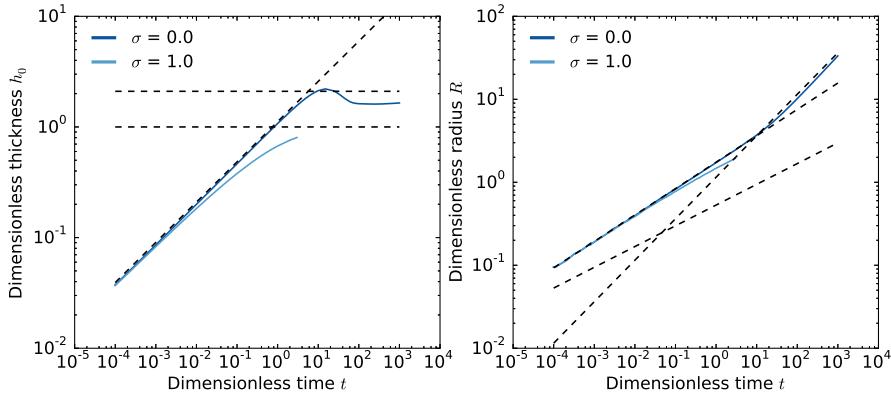


Figure 2.3: Left: Dimensionless thickness at the center h_0 versus dimensionless time t for different dimensionless number σ indicated on the plot. Dashed-lines represent the scaling laws in the different regimes. Right: Dimensionless radius R versus dimensionless time t for the same dimensionless number σ . Dashed-lines represent the scaling laws in the different regimes.

with $h_0(t)$ the thickness of the intrusion at the center (*Michaut, 2011; Lister et al., 2013*). In this regime, *Lister et al.* (2013) have shown that the spreading is controlled by the propagation of a peeling by bending wave at the intrusion front with dimensionless velocity c

$$c = \frac{\partial R}{\partial t} = h_f^{1/2} \left(\frac{\kappa}{1.35} \right)^{5/2} \quad (2.22)$$

where $\kappa = \partial^2 h / \partial r^2$ is the dimensionless curvature of the interior solution. Using the propagation law (2.22) and the form of the interior solution (2.21), they find that the radius and the height of the intrusion are given by similarity solutions

$$R(t) = 2.2 h_f^{1/22} t^{7/22} \quad (2.23)$$

$$h_0(t) = 0.7 h_f^{-1/11} t^{8/22}. \quad (2.24)$$

where the numerical pre-factor have been matched to our simulations.

2.2.2 Gravity current regime

In contrast, when the radius R becomes much larger than Λ ($R \gg \Lambda$), the weight of the intrusion becomes dominant over the bending terms. The pressure is given by the hydrostatic pressure $P = h$ and the intrusion enters a classical viscous gravity current regime where bending terms only affect the

solution near the intrusion edge (*Huppert*, 1982; *Michaut*, 2011; *Lister et al.*, 2013). In this second regime, the radius evolves as $t^{1/2}$ and the thickness tends to a constant

$$R(t) = 0.715t^{1/2} \quad (2.25)$$

$$h_0 = 1.86 \quad (2.26)$$

2.2.3 Lateral propagation

Once $h_0 \rightarrow \sigma$, the flow is thick enough to compensate for the initial overpressure. The thickness at the center remains constant and the flow enters a regime of lateral propagation, where only its radius $R(t)$ is to increase (*Michaut*, 2011). In this regime, except at the center when it redistributes the pressure over a length scale Λ , the bending term is negligible compared to the gravitational term. *Michaut* (2011) has shown that in this regime, the thickness is constant and the radius evolves as $t^{1/4}$

$$R(t) = \left(\frac{\sigma^3 t}{4\pi} \right)^{1/4} \quad (2.27)$$

$$h_0 = \sigma \quad (2.28)$$

2.3 Application to the spreading of magmatic intrusions

2.3.1 Earth : Observation Vs Prediction

Dataset

Corry (1988) has made an extensive catalog of 900 laccoliths across the world. In particular, *Corry* (1988) provides for the thickness and the radius of 168 laccoliths among which, 40 are also given with an estimation of the intrusion depth. These laccoliths, who are felsic in composition, show thicknesses that range mainly from 100 meters to 10 km with radii in between 1 and 10 km. While most of the data are located in the United State ($\sim 90\%$), the different laccoliths are widely spread among the territory and variation in the parameters between different laccoliths is most likely to be important.

Therefore, in addition to the data from *Corry* (1988), we also consider in this study the data provided by *Rocchi et al.* (2002) on 9 laccoliths nested in a christmas tree structure at Elba Island, Italy (Figure 2.4). The detailed mapping and reconstruction of tectonic history made by *Rocchi et al.* (2002)

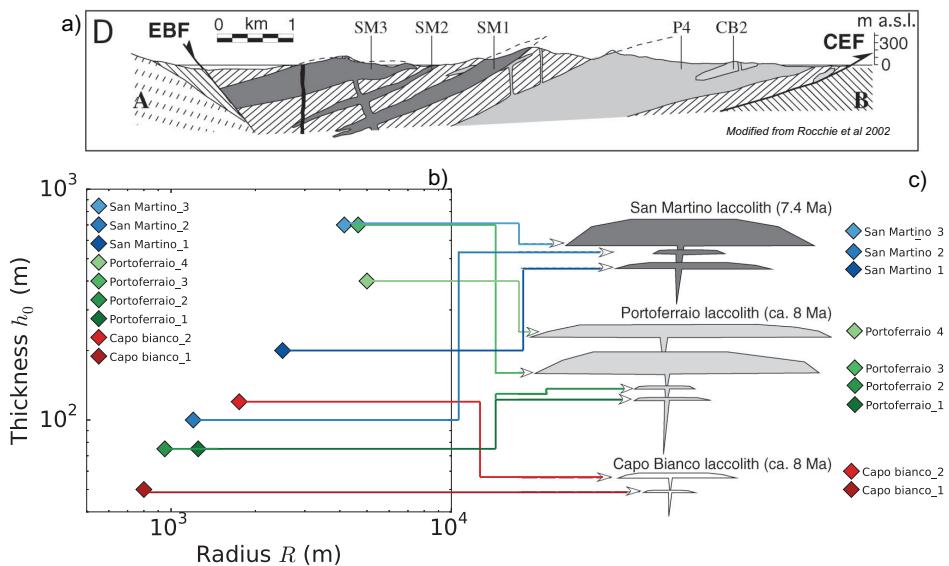


Figure 2.4: a): Cross section of western and central Elba Island where we can see the christmas tree structure of the laccolith complex and the main laccolith units visible at the surface. b) Thickness versus radius of the different laccolith units. c) Sketch of the corresponding location of these laccoliths within the christmas tree structure shortly after their formations. Figure modified from *Rocchi et al. (2002)*.

provides for the parameters of each intrusive layer in the laccolith complex. In addition, for this dataset, each laccolith is part of a larger intrusive system, and hence variability of the model parameters should be limited, except for the overlying elastic layer thickness, taken to be the intrusion depth, whose variation between laccoliths is given by *Rocchi et al. (2002)*. The dispersion is much smaller for this dataset; the radius ranges from 1 to 10 km and the thickness from 40m to 1 km.

Finally, we also account for 25 large mafic sills whose thickness and radius are given by *Cruden et al. (2012)*. In order to account for the intrinsic scale of different settings for each intrusion and compare them to the model, the data have first to be nondimensionalized using characteristic values for each intrusion parameters and also their depth, when absent from the catalog.

Range of value for the parameters

In terrestrial settings, magma density ρ_m depends mainly on its composition and varies between 2500 kg m^{-3} for felsic lavas to 3000 kg m^{-3} for a more mafic lavbas. Reported intrusion depth, which is set to 1.5 km other-

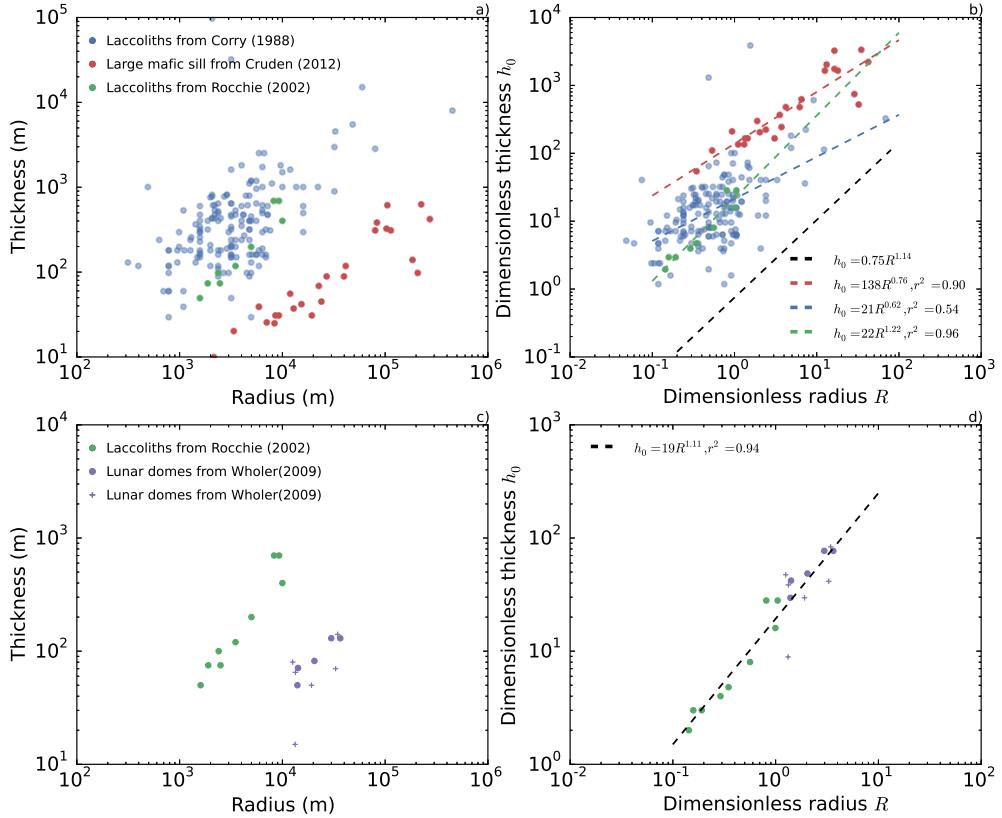


Figure 2.5: a) Thickness h_0 (m) versus the radius R (m) for magmatic intrusions from different datasets indicated on the plot. b) Dimensionless thickness as a function of dimensionless radius, characteristic thickness, and length are calculated from (2.14) and (2.13). Dashed lines: predicted scaling law from the simulations (black) and best fit for the power law $h_0 = aR^b$ for each dataset obtained from a linear least-square regression in log-log space. r^2 is the squared of the correlation coefficient, i.e. Pearson product-moment correlation coefficient which gives an indication on the goodness of the fit; 1 is total positive correlation and 0 is no correlation. We use $\rho_m = 2500 \text{ kg m}^{-3}$, $Q_0 = 2.5 \cdot 10^3 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ and $\eta_h = 10^6 \text{ Pa s}$ for felsic laccoliths and $\rho_m = 2900 \text{ kg m}^{-3}$, $Q_0 = .1 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ and $\eta_h = 10^2 \text{ Pa s}$ for their mafic counterparts. Unless the intrusion depth is given by the dataset, we use $d_c = 1500 \text{ m}$ and $g = 9.81 \text{ m s}^{-2}$. c) and d), same plots but where we compared the laccoliths from (Rocchi et al., 2002) to a set of low-slope domes given by Wöhler et al. (2009). Lunar domes are nondimensionalized using $g = 1.62 \text{ m s}^{-2}$, $\rho_m = 3000 \text{ kg m}^{-3}$, $Q_0 = 1 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, $\eta_h = 1 \text{ Pa s}$ and d_c , which is not given in the dataset is set to 1500 m. Purple dots correspond to morphometry reevaluated with the LOLA instrument topography and crosses to the original data. In all cases, the Poisson's ratio is $\nu^* = 0.25$.

wise, varies from 180 to 2200 m for the laccoliths in *Corry* (1988) and from 1.9 to 3.7 km for the laccoliths at Elba Island. Hence, for a Young's modulus value of 10 GPa, the characteristic length scale Λ varies between ~ 1 km and ~ 7 km for laccoliths. The density does not affect much the value of Λ and the characteristic length scale for large mafic sills, whose depths are not reported in *Cruden et al.* (2012) and set to 1.5 km, is equal to ~ 3 km.

On Earth, laccoliths are generally formed by relatively evolved lavas that may have differentiated from primitive magma in deep crustal magma chambers, located some 5 to 15 km below the surface. The overpressures driving magma ascent are typically 20 to 50 MPa (*Stasiuk et al.*, 1993; *Barmin et al.*, 2002), which gives overpressure gradients of $\sim 10^3$ Pa m⁻¹. Lava viscosity at eruption temperature η_h depends mainly on its composition and water content; close to its liquidus temperature, it can vary from 10^2 Pa s for mafic lavas to 10^5 Pa s for felsic lavas (*Shaw*, 1972; *Giordano et al.*, 2008; *Whittington et al.*, 2009; *Chevrel et al.*, 2013). *Wada* (2007) show that the dyke width tends to increase with viscosity to the power 1/4 (*Kerr and Lister*, 1995); mafic lavas with viscosity 10^2 Pa s at eruption temperature tend to form dyke 1 m wide, while felsic magmas, with viscosities of 10^6 - 10^7 Pa s at eruption temperature, tend to form dykes 100 m wide. For the same overpressure gradient, plugin in these parameters in Q_0 (2.10) gives an injection rate close to $0.1 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ for mafic lavas and $2.5 \cdot 10^3 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ for felsic lavas. The height scale H is thus ~ 25 for felsic laccolith and ~ 0.1 m for large mafic sills.

The model also considers a thin pre-wetted film of thickness h_f whose meaning in the application to the spreading of laccolith is unclear. In particular, the model shows no convergence when h_f tends to zero (*Lister et al.*, 2013) and therefore, the thickness h_f might be linked to some structural length scale at the front of the laccolith or to the natural imperfection of the flow geometry. For the purpose of the application, we choose a film thickness of 1 mm, i.e. the minimum length scale with physical signification for the spreading of laccoliths which give a dimensionless h_f that varies between 10^{-2} and 10^{-4} . In the following, we set h_f to 10^{-3} .

Dimensionless data and comparison with the model

Each magmatic intrusion unit is made dimensionless using its characteristic length scale Λ , which depends upon the intrusion depth, and its characteristic height scale, which is either $H = 25$ m for felsic laccolith or $H = 0.1$ m for large mafic sills (Figure 2.5). First, the dimensionless radius of laccoliths at Elba Island and 95% of those from *Corry* (1988) are smaller than 4 consistent with their arrest in the bending regime. The prediction of the model for the evolution of the thickness h_0 of the current as a function of its radius R can

Table 2.1: Range of values for the model parameters

| Parameters | Symbol | Earth | Moon | Unit |
|--------------------------|------------|----------------|---------------|----------------------------|
| Depth of intrusion | d_c | 0.2 – 2.7 | 1.5 | km |
| Young’s Modulus | E | 10 | 10 | GPa |
| Poisson’s ratio | ν^* | 0.25 | 0.25 | |
| Gravity | g | 9.81 | 1.62 | m s^{-2} |
| Magma density | ρ_m | 2500 – 2900 | 2900 | kg m^{-3} |
| Magma viscosity | η_h | $10^2 – 10^6$ | 1 | Pa s |
| Feeder dyke width | a | 1 – 100 | 10 | m |
| Depth of the melt source | Z_c | 1 – 10 | 500 | km |
| Initial overpressure | ΔP | 20 – 50 | 50 | MPa |
| Injection rate | Q_0 | $0.1 – 10^3$ | 10^4 | $\text{m}^3 \text{s}^{-1}$ |
| Characteristic scales | Symbol | Earth | Moon | Unit |
| Height scale | H | 0.1 – 25 | 2 | m |
| Length scale | Λ | 1 – 7 | 3.3 | km |
| Time scale | τ | $10^{-1} – 10$ | $10^{-2} – 1$ | years |

be easily derived from the scaling laws (2.24) and (2.23) and should follow

$$h_0 \sim 0.3 h_f^{-1/7} R^{8/7} \quad (2.29)$$

in agreement with the power law relationship $h_0 = bR^a$ proposed initially by *McCaffrey and Petford* (1997) (Section 1.3.2). To characterize the mean trend in each population, we make use of a linear least-square regression in log-log space to obtain a value for the coefficient a and b that best fit the observation. We found $h_0 = 21R^{1.22}$ for the laccoliths at Elba island which is very close to $R^{1.14}$ predicted by the model (Figure 2.5). Actually, the geometry of these laccoliths is not well known and probably not perfectly axisymmetric. *Hewitt et al.* (2014) found that for a two dimensional flow, $h_0 \propto \delta^{1/7} L^{1.42}$ where L is the half-length of the flow. The best fit value for the coefficient a then nicely inserts between the expected values for the two geometries as noted by *Michaut* (2011). In contrast, the prediction for the coefficient b is much smaller than the predicted value. Even for $h_f = 10^{-2}$, which would be an upper bound for this parameter, the model predict $b = 0.15$, which is three orders of magnitudes smaller than the observation (Figure 2.5). Matching the data to the model will require using a viscosity η_h for the magma abnormally high, i.e. $\eta_h \sim 10^{12}$ Pa s or unreasonable injection rate, i.e. $Q_0 \sim 1 \text{ km}^3 \text{s}^{-1}$.

The best fit power law relationship for the laccoliths from *Corry* (1988) is $h_0 = 21R^{0.62}$ (Figure 2.5, $r^2 = 0.54$). In that case, the exponent a is smaller than one and does not agree with the model. This value for a , slightly smaller than the value calculated directly on the data by (*McCaffrey and Petford*, 1997), was interpreted as reflecting the two stage growth process historically invoked for the formation of laccolith (Section 1.3.2). However, the dispersion in the data is much important than in the observation from *Rocchi et al.* (2010) and not taken into account in the nondimensionalization which assumes the same parameters for all the different laccoliths.

Half of the large mafic sills show dimensionless radius smaller than $R = 4$, not consistent with their arrest in the gravity current regime (Figure 2.5). It might suggest that these mafic sills have intruded shallower into the crust; for instance, for $d_c = 250$ m, the characteristic length scale for the mafic sill is smaller $\Lambda = 800$ m and 95% of the population show dimensionless radius larger than 4. Nevertheless, their dimensionless thickness, which should tend to a constant of order $O(1)$ according to the model, is much larger than the expected value and increases with the radius R . For a gravity current in a two dimensional geometry, the thickness is indeed expected to increase with the length of the sill, but as $L^{1/4}$ *Michaut* (2011) which is much weaker than the found value for the coefficient a of 0.76 for large mafic sill (Figure 2.5). Therefore, the model prediction toughly reconcile with the observation for large mafic sills.

2.3.2 Origin of lunar low-slope domes

Dataset

On the Moon, 13 elongated low-slope domes have been identified as potentially intrusive domes instead of effusive (*Wöhler et al.*, 2007, 2009). *Wöhler et al.* (2009) used an image-based 3D reconstruction approach which relies on a combination of photocalinometry and shape from shading techniques to determine the morphometric properties of each of these lunar domes. This method results in a 10% error estimation on the intrusion thickness.

Range of value for the parameters

Given the basalt composition of most lunar rocks from the mare brought back from Appolo missions, the lunar magmas are more likely to be mafic in composition and we use $\rho_m = 2900 \text{ kg m}^{-3}$ for the lava density. Therefore, on the Moon, the larger lava density and the smaller gravity leads to length

scale 1.5 times smaller than terrestrial ones; for instance, using $E = 10$ GPa and $d_c = 1.5$ km, the characteristic length scale for lunar intrusions is ~ 5 km and 3.3 km for a terrestrial laccolith.

The source of magma in the lunar interior are poorly constrained and more likely to be deeper than on Earth; most of the mare basalt are thought to be a product of melting initiated deep in the lunar mantle, deeper than 400 km (*Shearer*, 2006). Using the same value for the initial driving pressure, $\Delta P = 50$ MPa, unless lunar magmas are likely to be more mafic and contain less volatiles implying smaller driving pressure, and a depth of 500 km for the magma source region, the overpressure gradient is only of 100 Pa m^{-1} . Mare basalt, which have lower concentration in alkalies than terrestrial basalt, should also have a lower viscosity. We take $\eta_h = 1 \text{ Pa s}$ and for a dyke 10 m thick, the injection rate is $Q_0 = 10^4 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ and the typical height scale $H \sim 2 \text{ m}$.

Prediction VS Observation

After nondimensionalization, the lunar low-slope domes show dimensionless radius smaller than 4 consistent with their arrest in the bending regime. In addition, they are almost perfectly aligned with the terrestrial laccolith from Elba Island (Figure 2.5) (*Michaut*, 2011). Indeed, the best fit for all the observations, lunar domes + Elba island laccoliths, is $h_0 = 10R^{1.11}$ with a high correlation coefficient $r^2 = 0.94$. Given that the same intrusion depth has been arbitrarily chosen for all intrusions, the fit is surprisingly accurate. Therefore, the isoviscous elastic-plated gravity current model is able to explain the difference between Earth laccolith and lunar intrusive domes (*Michaut*, 2011).

2.3.3 Discussion

Historical models for intermediate scale magmatic intrusion consider that the main phase of laccolith growth and spreading require a two-stage process: horizontal spreading of a sill followed by vertical inflation when the sill has grown horizontally enough so that the magma has enough leverage on the overlying layers to begin to bend them upward (*Johnson and Pollard*, 1973; *Koch et al.*, 1981). More recent model proposed instead that these intrusions form as a series of sub-horizontally staked magma sheets (*Morgan et al.*, 2008; *Menand*, 2011). While both model are able to account for several geological observations, they both lack a physical description of the intrusion process and are then not able to link the final morphology nor to the crustal and magma physical properties neither to the injection rate at the time of intrusion, necessary

for a better understanding the process of intrusion itself. *Michaut* (2011) has developed a new approach to model intermediate-scale intrusion such as sill, laccolith or bysmalith. *Michaut* (2011) provides for a dynamic elastic-plated gravity current model that consider both the bending and the own weight of the magma as driving the flow.

This model shows promising result in predicting the variety of shape of intermediate scale magmatic intrusions; from the dome shape of laccolith to the disk-like morphology of large mafic sill. It allows to relate the laccolith morphology to the crustal and magma physical properties, and more importantly, to the injection rate. The prediction of the model, especially the scaling law for the thickness versus length in the bending regime, also fits the variability in the laccolith units at Elba Island, hence providing for a physical explanation for the observed relationship between laccolith length and thickness. Finally, the model show promising result in explaining the discrepancy between terrestrial laccolith and low-slope lunar domes on the Moon.

However, there are questions that remain open. First, we have shown that the model hardly account for the absolute final value for both the thickness and the radius of these laccolith and that reconciliating predictions and observations requires abnormally high magma viscosity. Second, the model was also not able to account for the increase in large mafic sill thickness with their diameter. More importantly, the model crucially lack of a stopping crition that could predict the final morphology of a magmatic intrusion given its input parameters. Fracturation is generally considered as the limiting mechanism to the expansion of magmatic intrusion.

Fracturation

As the flow length increases, the pressure in the intrusion eventually decreases to the critical value equal to the pressure necessary for fracturing the tip. In that case, fracturing at the tip might limit spreading and trigger the arrest of a laccolith in the bending regime. The stress intensity factor K_I for a mode I fracture and a uniformly loaded crack situated close to a boundary (i.e., $d \ll R$) can be approximated by (*Dyskin et al.*, 2000; *Bunger*, 2005)

$$K_I = K_M M_0 d_c^{-3/2} \quad (2.30)$$

where $K_M = 1.932$ is a constant and M_0 is the bending moment at the crack tip given by

$$M_0 = -D \left(\frac{\partial^2 h}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial h}{\partial r} \right) \Big|_{r=R(t)}. \quad (2.31)$$

Once K_I reaches the fracture toughness limit K_c , i.e. $\sim 4 - 400$ MPa m^{1/2} (?), fracturing at the tip will limits the intrusion lateral extent.

Injecting the scaling for the thickness h_0 as a function of the radius R (2.29) with dimension into the predicted flow shape in the bending regime(2.21) gives the flow shape as a function of the radius $R(t)$ of the laccolith

$$h(r, t) = 20H\Lambda^{-8/7}R(t)^{8/7} \left(1 - \frac{r^2}{R^2(t)}\right)^2. \quad (2.32)$$

Injecting this expression into (2.31) and (2.30) and inverting for the radius, one can then found that the critical dimensionless radius R_{cr} for the laccolith is

$$R_{cr} \sim \frac{20E^{7/6}H^{7/6}K_m^{7/6}}{K_c^{7/6}\Lambda^{7/3}}d^{7/4}. \quad (2.33)$$

In terms of the parameters, it reads

$$R_{cr} \sim 142E^{7/12}K_m^{7/6}Q_0^{7/24}\eta_h^{7/24}g^{7/24}\rho_m^{7/24}K_c^{-7/6} \quad (2.34)$$

and therefore depends mainly in the fracture toughness of the encasing rocks. On can calculate that for typical crustal and magma parameters taken in Section 2.3 for terrestrial laccoliths and the largest reported value for the parameter $K_c = 4000$ MPa m^{1/2}, the critical dimensionless radius is equal to ~ 10 and therefore, still much larger than the transition radius between the bending and gravity regime $R = 4$. Therefore, while fracturation might explain the arrest of magmatic intrusion for large mafic sill, it does not provide a sufficient mechanism for the arrest of laccolith.

2.4 Thesis route map

We have shown that while it shows promising results in reproducing the morphology of solidified laccolith on Earth and the Moon, the isoviscous elastic-plated gravity current suffer some problems as well. In this manuscript, we propose to explore two important mechanisms that have been neglected until now and will certainly influence the emplacement of shallow magmatic intrusions in the crust of terrestrial planets: the effect a temperature-dependent rheology for the magma and the effect of an overburden characterized by a non-constant thickness.

The former has already shown important implication for the cooling of lava domes (*Bercovici*, 1994; *Bercovici and Lin*, 1996; *Balmforth and Craster*, 2004; *Garel et al.*, 2014). Indeed, the viscosity of magma can vary by several orders of magnitude during the cooling (*Shaw*, 1972; *Lejeune and Richet*, 1995). Therefore, as the fluid cools, its composition and crystal content change which, in turn, modifies the viscosity and the dynamics of the flow itself.

The later has important implication in the understanding of floor-fractured crater formation. Indeed, if large volume of magma have effectively intruded at shallow depth below these craters as proposed by *Schultz* (1976), the topography of the initial impact crater has to constrain the underlying magma spreading dynamics. Recent application of the model of *Michaut* (2011) concern the unrest of volcanic caldera or the deformation of volcanic edifice following the intrusion of sill into the structure (*Chaput et al.*, 2014; *Macedonio et al.*, 2014) and the morphology of the overlying layer certainly have an important role in this context as well.

The general framework for this thesis is first to derive a first order model for the cooling of a elastic-plated gravity current with a temperature-dependent viscosity (chapter 3), and then investigate the role of two deviations, due to rheology and the heating of the surrounding layer - from this first model in (chapter4). The influence of a variable elastic thickness for the overburden and its application to lunar floor-fractured craters is investigate in chapter 5 which is completed in chapter 6 by a gravitational study of lunar-floor fractured crater signal. This approach, evolving each time from a theoretical model to comparison with the observation, might help light both on the limitation of the model of (*Michaut*, 2011) exposed in this chapter and the origin of lunar-floor fractured craters.

Bibliography

- Balmforth, N. J., and R. V. Craster (2004), Dynamics of cooling viscoplastic domes, *J. Fluid Mech.* (Not cited.)
- Barmin, A., O. Melnik, and R. Sparks (2002), Periodic behavior in lava dome eruptions, *Earth and Planetary Science Letters*, 199(1-2), 173–184. (Not cited.)
- Bercovici, D. (1994), A theoretical model of cooling viscous gravity currents with temperature-dependent viscosity, *Geophys. Res. Lett.* (Not cited.)
- Bercovici, D., and J. Lin (1996), A gravity current model of cooling mantle plume heads with temperature-dependent buoyancy and viscosity, *J. Geophys. Res.*, 101(B2), 3291–3309. (Not cited.)
- Bertozzi, A. L. (1998), The mathematics of moving contact lines in thin liquid films, *Notices AMS*. (Not cited.)
- Bunger, A. P. (2005), Near-surface hydraulic fracture, *Engineering Fracture Mechanics*, 72(16), 2468–2486. (Not cited.)
- Bunger, A. P., and A. R. Cruden (2011), Modeling the growth of laccoliths and large mafic sills: Role of magma body forces, *J. Geophys. Res.*, 116(B2), B02203. (Not cited.)
- Chaput, M., V. Pinel, V. Famin, and L. Michon (2014), Cointrusive shear displacement by sill intrusion in a detachment: A numerical approach, *Geophysical Research* (Not cited.)
- Chevrel, M. O., T. Platz, E. Hauber, D. Baratoux, Y. Lavallée, and D. B. Dingwell (2013), Lava flow rheology: A comparison of morphological and petrological methods, *Earth and Planetary Science Letters*, 384(C), 109–120. (Not cited.)
- Corry, C. E. (1988), Laccoliths: mechanics of emplacement and growth. (Not cited.)
- Cruden, A., A. Bunger, and S. Morgan (2012), Emplacement dynamics of laccoliths, sills and dykes from dimensional scaling and mechanical models, in *LASI 1*. (Not cited.)
- Dyskin, A. V., L. N. Germanovich, and K. B. Ustinov (2000), Asymptotic analysis of crack interaction with free boundary, *International journal of solids* ..., 37(6), 857–886. (Not cited.)

- Flitton, J. C., and J. R. King (2004), Moving-boundary and fixed-domain problems for a sixth-order thin-film equation, *European Journal of Applied Mathematics*, 15(06), 713–754. (Not cited.)
- Garel, F., E. Kaminski, S. Tait, and A. Limare (2014), An analogue study of the influence of solidification on the advance and surface thermal signature of lava flows, *Earth and Planetary Science Letters*, 396(C), 46–55. (Not cited.)
- Giordano, D., J. K. Russell, and D. B. Dingwell (2008), Viscosity of magmatic liquids: A model, *Earth and Planetary Science Letters*, 271(1-4), 123–134. (Not cited.)
- Hewitt, I. J., N. J. Balmforth, and J. R. De Bruyn (2014), Elastic-plated gravity currents, pp. 1–29. (Not cited.)
- Huppert, H. E. (1982), The propagation of two-dimensional and axisymmetric viscous gravity currents over a rigid horizontal surface, *J. Fluid Mech.*, 121(-1), 43–58. (Not cited.)
- Johnson, A. M., and D. D. Pollard (1973), Mechanics of growth of some laccolithic intrusions in the Henry mountains, Utah, I: field observations, Gilbert's model, physical properties and flow of the magma, *Tectonophysics*. (Not cited.)
- Kerr, R. C., and J. R. Lister (1995), Comment on “On the relationship between dike width and magma viscosity” by Yutaka Wada, *Journal of Geophysical Research: Solid* (Not cited.)
- Koch, F. G., A. M. Johnson, and D. D. Pollard (1981), Monoclinal bending of strata over laccolithic intrusions, *Tectonophysics*, 74(3-4), T21–T31. (Not cited.)
- Lejeune, A. M., and P. Richet (1995), Rheology of crystal-bearing silicate melts: An experimental study at high viscosities, *Journal of Geophysical Research: Planets (1991–2012)*, 100(B3), 4215–4229. (Not cited.)
- Lister, J. R., G. G. Peng, and J. A. Neufeld (2013), Viscous Control of Peeling an Elastic Sheet by Bending and Pulling, *Phys. Rev. Lett.*, 111(15), 154,501. (Not cited.)
- Macedonio, G., F. Giudicepietro, L. D'Auria, and M. Martini (2014), Sill intrusion as a source mechanism of unrest at volcanic calderas, *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 119(5), 3986–4000. (Not cited.)

- McCaffrey, K., and N. Petford (1997), Are granitic intrusions scale invariant?, *Journal of the Geological Society*, 154(1), 1–4. (Not cited.)
- Menand, T. (2011), Physical controls and depth of emplacement of igneous bodies: A review, *Tectonophysics*, 500(1-4), 11–19. (Not cited.)
- Michaut, C. (2011), Dynamics of magmatic intrusions in the upper crust: Theory and applications to laccoliths on Earth and the Moon, *J. Geophys. Res.*, 116(B5), B05,205. (Not cited.)
- Michaut, C., and D. Bercovici (2009), A model for the spreading and compaction of two-phase viscous gravity currents, *J. Fluid Mech.*, 630, 299–329. (Not cited.)
- Morgan, S., A. Stanik, E. Horsman, B. Tikoff, M. de Saint-Blanquat, and G. Habert (2008), Emplacement of multiple magma sheets and wall rock deformation: Trachyte Mesa intrusion, Henry Mountains, Utah, *Journal of Structural Geology*, 30(4), 491–512. (Not cited.)
- Rocchi, S., D. S. Westerman, A. Dini, F. Innocenti, and S. Tonarini (2002), Two-stage growth of laccoliths at Elba Island, Italy, *Geology*, 30(11), 983–986. (Not cited.)
- Rocchi, S., D. S. Westerman, A. Dini, and F. Farina (2010), Intrusive sheets and sheeted intrusions at Elba Island, Italy, *Geosphere*. (Not cited.)
- Schultz, P. H. (1976), Floor-fractured lunar craters, *The Moon*, 15(3-4), 241–273. (Not cited.)
- Shaw, H. R. (1972), Viscosities of magmatic silicate liquids; an empirical method of prediction, *Am J Sci*, 272(9), 870–893. (Not cited.)
- Shearer, C. K. (2006), Thermal and Magmatic Evolution of the Moon, *Reviews in Mineralogy and Geochemistry*, 60(1), 365–518. (Not cited.)
- Snoeijer, J. H., and B. Andreotti (2013), Moving Contact Lines: Scales, Regimes, and Dynamical Transitions, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 45(1), 269–292. (Not cited.)
- Stasiuk, M. V., C. Jaupart, R. Stephen, and J. Sparks (1993), Influence of cooling on lava-flow dynamics, *Geology*, 21(4), 335–338. (Not cited.)
- Turcotte, D. L., and G. Schubert (1982), *Geodynamics: Applications of continuum physics to geological problems*, John Wiley, New York. (Not cited.)

- Wada, Y. (2007), On the relationship between dike width and magma viscosity, pp. 1–13. (Not cited.)
- Whittington, A. G., B. M. Hellwig, H. Behrens, B. Joachim, A. Stechern, and F. Vetere (2009), The viscosity of hydrous dacitic liquids: implications for the rheology of evolving silicic magmas, *Bull Volcanol*, 71(2), 185–199. (Not cited.)
- Wöhler, C., R. Lena, and J. Phillips (2007), Formation of lunar mare domes along crustal fractures: Rheologic conditions, dimensions of feeder dikes, and the role of magma evolution, *Icarus*, 189(2), 279–307. (Not cited.)
- Wöhler, C., R. Lena, and Geologic Lunar Research Group (2009), Lunar intrusive domes: Morphometric analysis and laccolith modelling, *Icarus*, 204(2), 381–398. (Not cited.)

Part II

Evolution thermique des intrusions magmatiques à faible profondeur

Part III

Cratères à sol fracturée: Témoins
d'un magmatisme intrusif lunaire

