



HAL
open science

Du terrain au laboratoire, étude des propriétés élastiques du basalte

Mathilde Adelinet

► **To cite this version:**

Mathilde Adelinet. Du terrain au laboratoire, étude des propriétés élastiques du basalte. Sciences de la Terre. Université du Maine, 2010. Français. NNT : . tel-00672425

HAL Id: tel-00672425

<https://theses.hal.science/tel-00672425>

Submitted on 21 Feb 2012

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

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

THÈSE

pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences

de l'Université du Maine

Mention : Géologie

présentée et soutenue par

Mathilde ADELINET

DU TERRAIN AU LABORATOIRE, ÉTUDE DES PROPRIETES ELASTIQUES DU BASALTE

soutenue le 23 septembre 2010

Jury :

Dr. Mickaele LE RAVALEC	IFP Energies nouvelles	Rapporteur
Pr. Patrick BAUD	EOST Strasbourg	Rapporteur
Dr. Ólafur G. FLOVENZ	ÍSOR - Iceland Geosurvey	Examineur
Dr. Catherine DORBATH	IRD - CNRS Strasbourg	Invitée
Pr. Laurent GEOFFROY	Université du Maine	Directeur
Pr. Yves GUÉGUEN	Ecole normale supérieure	Co-directeur
Dr. Jérôme FORTIN	Ecole normale supérieure	Co-directeur

« *Les enfants seuls savent ce qu'ils cherchent* »

Antoine de Saint Exupéry,
Le Petit Prince, 1943

J'adresse mes plus sincères remerciements à Mickaële Le Ravalec et à Patrick Baud pour avoir accepté de rapporter ce travail de thèse. Un très grand merci à Ólafur G. Flóvenz d'être venu spécialement d'Islande afin de participer au jury de la soutenance. Je remercie également très chaleureusement Catherine Dorbath pour tous les échanges que nous avons eus à Strasbourg et pour avoir accepté de faire partie du jury. Je profite également de cette version finale du manuscrit pour remercier très sincèrement Michel Dietrich d'être venu à ma soutenance et de m'avoir intégrée dans les meilleures conditions au sein de son département de Géophysique à l'IFPEN.

Je tiens par ailleurs à adresser tous mes remerciements à mes directeurs et encadrants de thèse : Jérôme Fortin, Laurent Geoffroy, Yves Guéguen et Alexandre Schubnel. Merci pour m'avoir fait confiance dès le début et m'avoir toujours encouragée durant ces années de travail en commun. Cette thèse n'a été réalisable que grâce à la collaboration de trois laboratoires de recherche, le laboratoire de géologie de l'ENS, le LGRMP de l'Université du Maine et l'EOST de l'Université de Strasbourg. Je remercie tous les membres des différentes équipes pour leur accueil et leur aide précieuse.

Enfin, mes plus chaleureuses pensées s'envolent vers tous ceux - parents, amis et collègues - qui ont été à mes côtés durant ces années de thèse. Merci de votre soutien et de votre affection, sachez que ce manuscrit et son auteur vous doivent beaucoup.

À la mémoire de mon grand-père Henri Adelinet, O.S. chez Renault

« On sait que le basalte est une roche brune d'origine ignée; elle affecte des formes régulières qui surprennent par leur disposition. Ici la nature procède géométriquement et travaille à la manière humaine, comme si elle eût manié l'équerre, le compas et le fil à plomb. Si partout ailleurs elle fait de l'art avec ses grandes masses jetées sans ordre, ses cônes à peine ébauchés, ses pyramides imparfaites, avec la bizarre succession de ses lignes, ici, voulant donner l'exemple de la régularité, et précédant les architectes des premiers âges, elle a créé un ordre sévère, que ni les splendeurs de Babylone ni les merveilles de la Grèce n'ont jamais dépassé. »

Jules Verne, *Voyage au centre de la Terre* (chap. XIV), 1864

Les roches basaltiques constituent près de 60 % de la surface terrestre formant en particulier la couche supérieure de la croûte océanique. Afin de mieux appréhender la capacité de rétention en fluides des basaltes, une meilleure connaissance de leurs propriétés mécaniques et élastiques est indispensable. L'originalité de ce travail de thèse réside dans l'étude de certaines de ces propriétés à différentes échelles.

L'approche grande échelle porte sur l'étude des propriétés de la croûte islandaise sous la péninsule de Reykjanes. À partir des données de tomographie acquises en 2005 et en utilisant un modèle de milieu effectif adéquat, nous avons réinterprété les données de vitesses des ondes sismiques en terme de variations des paramètres de fissuration et de l'état du fluide avec la profondeur. Globalement, les résultats d'inversion montrent une diminution de la densité de fissures et du facteur de forme avec la profondeur dans la région étudiée. À l'inverse, au niveau des zones d'anomalies localisées en tomographie, la densité de fissures tend à augmenter avec la profondeur. L'existence d'un ou plusieurs réservoir(s) de fluide supercritique sous pression pourrait être à l'origine de ce constat.

À l'échelle de l'échantillon, nous avons étudié les modes de déformation d'un basalte de Reykjanes en presse triaxiale. À des pressions effectives faibles, le basalte soumis à un chargement axial se casse selon un plan de cisaillement oblique. Pour des pressions effectives plus importantes (supérieures à 75 MPa), le même type de chargement entraîne une localisation de la déformation sous forme de bandes subhorizontales. Une étude fine des émissions acoustiques émises au cours du chargement associée à celle de la microstructure des échantillons déformés a permis de montrer que ces bandes étaient le siège de processus associant cisaillement et compaction. C'est la première fois qu'un tel mode de déformation est observé expérimentalement sur des roches basaltiques à porosité faible (8 %).

Enfin, nous nous sommes intéressés aux propriétés élastiques du basalte à l'échelle microscopique en étudiant la dispersion des modules élastiques avec la fréquence. Il est généralement connu que les vitesses des ondes élastiques émises à basse fréquence (BF) sont plus faibles que celles des ondes émises à haute fréquence (HF). Une partie de leur énergie est dissipée par

des mécanismes d'écoulement de fluide à différentes échelles. Nous nous sommes intéressés au mécanisme dispersif du squirt-flow (écoulement local entre inclusions). Nous avons pour cela utilisé une approche couplant théorie et expérimentation. A l'aide d'un modèle de milieu effectif et des équations de Biot-Gassmann, les dispersions théoriques des modules d'incompressibilité K et de cisaillement G ont été calculées en fonction de la microstructure de porosité. On a montré que la dispersion était maximale quand le milieu était composé de pores sphériques (facteur de forme 1) et de fissures aplaties (facteur de forme $5 \cdot 10^{-3}$). Un nouveau protocole expérimental en presse triaxiale a été développé au cours de cette thèse permettant d'acquérir des données de dispersion de K avec la fréquence. Les résultats expérimentaux sont venus confirmer les prédictions théoriques. Un effet de squirt-flow a ainsi été mis en évidence dans le basalte tant que les fissures sont ouvertes.

Nearly 60 % of the Earth surface is composed by basaltic rocks which form the upper part of the oceanic crust. These PhD works focus on the elastic properties of basalt at several spatial scales : field scale, sample scale and porosity microstructure scale.

With its active hydrothermalism Iceland appears as the ideal natural laboratory to study the interactions existing between basalts, fluids and fracturing at a large scale. We tried to approach the properties of the Icelandic crust beneath the Reykjanes Peninsula by inverting seismic data. We refer to a mechanical framework and develop an effective medium model for estimating velocities in porous media including both pores and cracks. It makes it possible to derive the distribution of crack density from accurate tomography data. Outside the active hydrothermal areas, crack density is shown to decrease with depth. However, locally beneath the southwestern part of the Kleifarvatn lake, crack density increases with depth. This can be consistent with the presence of a deep reservoir with supercritical fluids under pressure, which would trigger off hydrofracturing processes.

At sample scale, we investigated modes of deformation of a Reykjanes basalt by triaxial tests. At low confining pressure, an axial loading induces failure in basalt according to an inclined shear plane. On the contrary, for higher confining pressures (more than 75 MPa), the deformation is localized in subhorizontal bands. Focal mechanisms of the acoustic emissions reveal the coexistence of two types of event in these bands : compaction and shear events. Moreover, microstructure has been studied through SEM. Pore collapse processes associated to grain sliding and shear cracks have also been revealed on pictures. It is the first time that such a mode of deformation is experimentally observed on basaltic rocks which have a lower porosity than sedimentary rocks on which compaction bands are usually observed (some sandstones or carbonates for instance).

Finally we studied elastic properties of basalt at microscopic scale by investigating the dispersion of elastic moduli with the strain frequency. It is known that velocities of elastic waves generated at high frequency (HF) are usually higher than velocities of waves generated at lower frequency (LF). A part of their energy is lost by wave-induced fluid flows at different scale. In this study we focus on the squirt-flow effect which corresponds to a fluid flow between porosity

inclusions. First, we developed a theoretical approach to calculate frequency dispersion of bulk (K) and shear (G) moduli as a function of the porosity microstructure. We shown that the dispersion was maximal when the effective medium was composed by both spherical pores and spheroidal cracks. Moreover, the flatter the cracks, the higher the dispersion. Second, we developed a new experimental set-up to investigate the K dispersion during a hydrostatic loading. We shown that as long as cracks are open in the basalt, a frequency dispersion in K occurs. We interpreted this observation as a squirt-flow between cracks and pores. Experimental results fit very well with theoretical predictions.

TABLE DES MATIÈRES

Remerciements	9
Résumé	10
Abstract	12
Table des matières	13
Introduction	17
1 Approche grande échelle du couplage fluide - déformation en Islande	19
1.1 Contexte général de l'étude	21
1.1.1 Contexte géologique de l'Islande	21
1.1.2 Enjeux géothermiques	22
1.1.3 Le problème des fluides supercritiques	23
1.2 Basalte et échelles d'étude : problématiques du transfert d'échelle	26
1.2.1 Généralités sur les roches basaltiques	26
1.2.2 Les différentes échelles d'étude en contexte basaltique	28
1.2.3 Variabilité des propriétés hydrodynamiques selon l'échelle d'étude	30
1.3 Étude d'un paléosite de circulation hydrothermale	34
1.3.1 Présentation générale du fjord de Hvalfjörður	34
1.3.2 Site d'étude : caractérisation tectonique	34
1.3.3 Indices d'une circulation hydrothermale intense	35
1.3.4 Données de porosimétrie	36
1.3.5 Conclusions	38
1.4 Microsismicité en péninsule de Reykjanes : projets HYDRORIFT	39
1.4.1 Fluides et sismicité	39
1.4.2 Etude sismologique HYDRORIFT I (2005)	41
1.4.3 Etude sismologique HYDRORIFT II (2009)	44
1.5 Inversion des données de tomographie sismique en paramètres de fissuration	48
1.5.1 Principe théorique	48
1.5.2 Processus d'inversion	49

1.5.3	Résultats et interprétations	53
1.6	Bilan de l'approche grande échelle	57
2	Étude expérimentale de la déformation du basalte	59
2.1	Généralités théoriques	61
2.1.1	Théories de l'élasticité et de la poroélasticité	61
2.1.2	Propagation des ondes élastiques	63
2.1.3	Limites à l'élasticité	65
2.1.4	Micromécanismes mis en jeu	67
2.2	La déformation du basalte au laboratoire : revue bibliographique	68
2.2.1	Microstructure des basaltes étudiés	68
2.2.2	Comportement mécanique	69
2.2.3	Données de perméabilité	69
2.2.4	Vitesses des ondes élastiques	69
2.2.5	Données acoustiques	70
2.2.6	Objectifs de la présente étude	71
2.3	Dispositif expérimental et Microstructure du basalte de Reykjanes	72
2.3.1	La presse triaxiale ST 100	72
2.3.2	Mesures classiques de laboratoire	73
2.3.3	Dispositif d'écoute des émissions acoustiques	73
2.3.4	Interprétation des émissions acoustiques	75
2.3.5	Imagerie Post-Mortem	76
2.3.6	Microstructure du basalte de Reykjanes	77
2.3.7	Protocole choisi	79
2.4	Déformation à bas confinement : Essai IV	80
2.4.1	Données de déformation	80
2.4.2	Vitesses des ondes élastiques	80
2.4.3	Données des émissions acoustiques	81
2.4.4	Caractérisation de l'échantillon déformé	82
2.5	Déformation à haut confinement [1] : Essai V	84
2.5.1	Données de déformation	84
2.5.2	Vitesses des ondes élastiques	85
2.5.3	Données des émissions acoustiques	85
2.5.4	Caractérisation macroscopique de l'échantillon déformé	87
2.6	Déformation à haut confinement [2] : Essai VII	88
2.6.1	Données de déformation	88
2.6.2	Vitesses des ondes élastiques	88
2.6.3	Données acoustiques	89
2.6.4	Microstructure	90
2.7	Déformation par augmentation de pression de fluide : Essai VI	91
2.7.1	Données de déformation	92
2.7.2	Données des vitesses élastiques	93
2.7.3	Données des émissions acoustiques	93
2.7.4	Etude par traitement d'images de la fracturation	94

2.8	Bilan des modes de déformation du basalte de Reykjanes	97
2.8.1	Comparaison de la radiation des émissions acoustiques	97
2.8.2	Modes de fracturation dans le basalte, effet de la porosité non-connectée	99
2.8.3	Enveloppe de rupture	100
2.8.4	Analogies avec l'échelle du terrain	101
3	Dépendance des propriétés élastiques du basalte avec la fréquence de sollicitation : Ap-	
	proches théorique et expérimentale	103
3.1	Généralités théoriques	105
3.1.1	De la roche à sa représentation théorique, notion de modèles effectifs	105
3.1.2	Échelles fréquentielles en géophysique	109
3.1.3	Influence du changement de fréquence sur les propriétés des roches	110
3.1.4	Mécanismes de dispersion en fréquence	112
3.2	Mise en place d'un modèle théorique HF de milieu effectif	115
3.2.1	Modélisation d'un milieu poreux	115
3.2.2	Modélisation d'un milieu fissuré	116
3.2.3	Modélisation d'un milieu mixte, le CPEM (Cracks and Pores Effective Medium)	117
3.3	Prédictions théoriques de l'effet 'squirt-flow' en utilisant le CPEM	119
3.3.1	Effet des pores - Effet des cracks	119
3.3.2	Effet conjugué : résultats numériques pour le CPEM	121
3.3.3	Comparaison avec l'étude de Endres and Knight [1997]	123
3.3.4	Extrapolation aux vitesses des ondes sismiques	124
3.3.5	De la dispersion au facteur de qualité	126
3.4	Étude expérimentale [1] : Bibliographie, dispositif et microstructure	128
3.4.1	Revue bibliographique	128
3.4.2	Dispositif expérimental	129
3.4.3	Protocole expérimental	132
3.4.4	Rappels sur la microstructure du basalte de Reykjanes	132
3.5	Étude expérimentale [2] : Résultats et Interprétations	133
3.5.1	Évolution de la porosité avec la pression effective	133
3.5.2	Vitesse HF des ondes élastiques	133
3.5.3	Inversion des vitesses HF : modules HF et paramètres des cracks	135
3.5.4	Modules HF vs. modules BF	138
3.5.5	Modules BF drainés - non drainés	139
3.6	Bilan de l'effet de fréquence : Théorie vs. Expérimental	141
3.6.1	Confrontation des données	141
3.6.2	Effet de fréquence, effet de porosité connectée	142
3.6.3	Intérêts et critiques de l'approche théorique utilisée	142
	Conclusion	144
	Perspectives	146
	Annexes : Publications	147

Les roches basaltiques constituent à elles-seules près de 60 % de la surface de la croûte terrestre, majoritairement en domaine sous-marin, formant les couches superficielles de la croûte océanique. Elles appartiennent à la catégorie des roches magmatiques volcaniques, c'est-à-dire issues du refroidissement rapide d'un magma. Elles sont donc relativement ubiquistes à la surface de la Terre, dans les régions où le magmatisme (actuel ou passé) est suffisamment intense pour alimenter du volcanisme en surface.

Les terres volcaniques émergées étant des terrains très fertiles, l'implantation humaine s'y est faite précocément et de façon durable malgré les risques inhérents au volcanisme. Les laves basaltiques ont donc été rapidement considérées comme des matériaux de construction privilégiés aux propriétés mécaniques intéressantes. Les Romains en faisaient déjà grand usage comme l'indiquent les textes de l'architecte Vitruve au 1^{er} siècle avant notre ère, en association avec d'autres produits de l'activité volcanique, tuffs et scories notamment [Jackson and Marra, 2006, Dessales, 2010]. Mais la Terre n'est pas le seul objet du système solaire où le basalte est présent en surface. Une partie importante de la surface lunaire en est notamment constituée, au niveau des sombres plaines, les *maria* lunaires. Dans les années 60, en pleine « course aux étoiles », certaines propriétés mécaniques du basalte ont même été testées sous très faible atmosphère dans l'éventualité d'une construction de bases lunaires [Krokosky and Husak, 1968] ! Plus récemment, les roches basaltiques profitent d'un regain d'intérêt du fait de l'émergence de nouvelles problématiques environnementales, notamment dans la prévision et le suivi des éruptions volcaniques [Sparks, 2003, Burlini et al., 2007, Burlini and Di Toro, 2008] mais également dans le cadre du stockage souterrain de dioxyde de carbone [McGrail et al., 2006, Matter et al., 2007, Goldberg et al., 2008]. En effet, de par sa nature fissurée, cette roche possède une grande capacité de rétention de fluides et est considérée actuellement comme une roche réservoir potentielle. Par ailleurs sa composition chimique particulière et sa texture volcanique en font une roche particulièrement réactive. Des exemples naturels montrent en effet qu'en présence de fluides géothermaux riches en CO₂, des concrétions calcaires, appelés travertins, se forment à son contact [Matter and Kelemen, 2009]. Il s'agit d'une forme de séquestration solide du CO₂ particulièrement intéressante car permettant de s'affranchir des problèmes de fuites potentielles des réservoirs de stockage.

Le caractère fissuré de la roche basaltique lui confère également un intérêt hydrogéologique important. Dans certains contextes, les empilements de coulées de lave sont parfois les seuls aquifères susceptibles de contenir de l'eau douce. C'est le cas sur les îles volcaniques où la demande en eau potable est parfois très forte. L'étude fine des propriétés hydrogéologiques du basalte permet alors de quantifier la réserve disponible, d'identifier les zones potentielles de recharge ainsi que les mouvements d'eau dans la structure

volcanique [Léonardi et al., 1996, Kiernan et al., 2003, D'Ozouville et al., 2008]. Au cours de cette étude, nous nous sommes particulièrement intéressés aux propriétés élastiques de roches basaltiques islandaises. De par sa situation géologique exceptionnelle, l'Islande constitue un laboratoire naturel idéal pour étudier le lien entre fluides, basalte, chaleur et fracturation. En effet, l'île se situe dans le nord de l'océan Atlantique sur la ride médio-océanique. Les jeux conjoints de l'accrétion océanique et d'une anomalie mantellique chaude révèlent en surface des processus se produisant généralement au fond des océans.

Ce travail de thèse est centré sur l'étude des propriétés mécaniques et physiques des roches basaltiques selon les échelles de fréquence et d'espace considérées. Une des grandes problématiques réside dans la caractérisation du lien existant entre l'échelle du terrain et l'échelle du laboratoire. Nous avons pour cela choisi d'utiliser plusieurs approches complémentaires, mêlant études de terrain, expérimentations au laboratoire et développements théoriques. La diversité des outils utilisés présente l'avantage d'élargir le champ d'investigation des propriétés du basalte, principalement en terme d'échelle spatiale. Cependant, nous sommes tout à fait conscients que certains outils ont été plus utilisés que d'autres. Ces derniers mériteraient d'être approfondis et développés davantage, c'est le cas de l'étude sismologique notamment.

Le plan du présent manuscrit suit les différentes échelles spatiales selon lesquelles les propriétés élastiques du basalte ont été envisagées : (1) une approche grande échelle avec différentes études de terrain s'appuyant sur des outils géologiques et géophysiques, (2) une étude expérimentale sur échantillon permettant de caractériser la déformation à l'échelle macroscopique du basalte et enfin (3) une approche théorique et expérimentale des phénomènes d'écoulement local de fluides (squirt-flow) à l'origine d'une dispersion des modules élastiques du basalte avec la fréquence de sollicitation (échelle microscopique).

Au cours du **premier chapitre** une approche grande échelle de terrain a été tentée. Après avoir rappelé dans le détail le contexte géologique particulier de l'Islande, et son rôle dans la mise en place de systèmes géothermaux de grande ampleur, deux études sont présentées. La première porte sur un site situé dans la partie ouest de l'île où les indices d'une circulation hydrothermale ont été relevés. Il s'agit d'un empilement de coulées basaltiques extrudé par du matériel acide récent. La mise en place de magma s'est faite en concomitance avec la circulation de fluides aqueux, induisant des variations importantes dans les propriétés des roches en place. Le deuxième volet de l'étude de terrain porte sur deux études de microsismicité réalisée en 2005 et 2009 sur la péninsule de Reykjanes. À l'aide d'un modèle de milieu effectif à double porosité, les données de tomographie en ondes P et S de 2005 ont été réinterprétées en terme de paramètres de fracturation de la croûte islandaise à cet endroit. L'influence de la compressibilité du fluide saturant la croûte a également été étudiée.

Le **deuxième chapitre** porte sur la caractérisation au laboratoire des modes de déformation d'un basalte islandais provenant de la péninsule de Reykjanes. On se place ici à l'échelle de l'échantillon, du point de vue macroscopique. La déformabilité d'une roche peut être très variable et dépend principalement de sa nature et des conditions de pression et température auxquelles elle est soumise in-situ. Dans le cadre de notre étude, nous avons choisi d'étudier le rôle de l'état de contrainte (confinement, contrainte déviatorique et pression de pore) sur la déformation du basalte. Trois jeux d'expériences ont été réalisés : (1) rupture sous faible pression effective (5 MPa) induite par augmentation de la contrainte axiale σ_1 , (2) rupture sous forte pression effective (75 MPa) induite également par σ_1 et (3) rupture induite par augmentation de la pression de pore en maintenant constantes la pression de confinement (80 MPa) et la contrainte déviatorique (120 MPa). Nous avons utilisé différents outils expérimentaux pour caractériser

dans le détail les différents modes de déformation : mesures en temps réel de la déformation, vitesses des ondes élastiques, localisation des émissions acoustiques et imagerie scanner des échantillons déformés. Pour chaque état de contrainte testé, les différents modes de déformation observés sont associés à la microstructure particulière du basalte étudié.

Enfin, le **troisième chapitre** de ce mémoire porte sur l'étude des effets de fréquence dans une roche poreuse fissurée telle que le basalte. On se place ici à l'échelle de l'échantillon du point de vue microscopique. On s'intéresse en particulier aux circulations de fluide induites entre inclusions dans le but d'expliquer la dispersion des ondes élastiques avec la fréquence de sollicitation. Nous avons pour cela choisi deux approches complémentaires, une théorique utilisant un modèle de milieu effectif et une expérimentale sur le basalte de Reykjanes. L'objectif de ce travail est d'identifier les paramètres intrinsèques aux roches susceptibles d'induire un effet de fréquence en présence de fluide. On appelle effet de fréquence, l'écart observé empiriquement entre les vitesses des ondes élastiques mesurées sur le terrain, qui sont des données basse fréquence (BF) de sismologie (autour du Hz) et celles mesurées au laboratoire qui sont des données haute fréquence (HF) car générées par des capteurs piézoélectriques dont la fréquence de vibration propre est proche du MHz. Cet écart empirique est lié à des phénomènes de dispersion des ondes élastiques et d'atténuation énergétique. Au cours de ce travail, nous nous sommes intéressés à un mécanisme particulier de dispersion, celui du *squirt-flow* qui est fortement dépendant de la microstructure de porosité de la roche. La compréhension des phénomènes physiques liés à la migration des fluides en milieu poreux et à la dispersion des ondes élastiques avec la fréquence est un axe de recherche privilégié en géophysique, en particulier pour la caractérisation des réservoirs profonds d'hydrocarbures [Goloshubin et al., 2006].

Finalement, les grandes **conclusions** de ces travaux sont énoncées à la fin du mémoire. Le sujet permet également d'entrevoir certaines **perspectives** d'études complémentaires dans des domaines géophysiques variés, depuis la sismologie jusqu'à la mécanique appliquée. Les différentes publications relatives à ce travail de thèse sont présentées en **annexe** du manuscrit (trois articles publiés).

CHAPITRE 1

Approche grande échelle du couplage fluide - déformation en Islande

Résumé

Ce premier chapitre se penche sur les propriétés élastiques du basalte envisagées à l'échelle régionale. Les différents cas naturels étudiés sont situés en Islande, île volcanique localisée sur la ride médio-Atlantique. Nous verrons tout d'abord en quoi le contexte géologique très particulier de cette île favorise l'étude in-situ des interactions entre basalte et fluides. L'Islande présente en effet trois caractéristiques majeures : (1) il s'agit d'une zone de divergence de plaques océaniques, induisant des contraintes principalement extensives, favorables à l'entrée de fluides météoriques dans la croûte (2) la concomitance de la dorsale avec une anomalie mantellique chaude permettant l'émergence de phénomènes hydrothermaux qui se produisent d'habitude au fond des océans et (3) une homogénéité lithologique de la croûte islandaise, principalement de nature basaltique (au moins dans sa partie supérieure).

Le premier cas naturel étudié est un ancien site de circulation hydrothermale situé à Hvalfjörður. Il s'agit d'un encaissant basaltique d'environ 2 Ma extrudé par du matériel acide il y a 10 000 ans. En parallèle de la mise en place de ces jus volcaniques tardifs, une circulation de fluides aqueux probablement très intense a eu lieu. Toutes les fractures visibles sur le site étant comblées par des phases de précipitation secondaires, ce site ne permet de caractériser que l'état final de la circulation hydrothermale, après érosion des couches de lave sus-jacentes.

Le lien entre fluides et encaissant basaltique est étudié également du point de vue de la microsismicité. On a pour cela choisi la Péninsule de Reykjanes qui constitue une zone particulièrement active en Islande (zone d'extension et géothermie active). Deux suivis de la microsismicité de cinq mois ont été réalisés, l'un en 2005 et l'autre en 2009. Nous ne nous sommes intéressés qu'aux données issues de la campagne de 2005. En utilisant un modèle de milieu effectif à double porosité, les données de tomographie obtenues par C. Dorbath (EOST) ont été inversées et réinterprétées en terme de paramètres de fissuration (densité et facteur de forme) de la croûte islandaise à différentes profondeurs.

1.1 Contexte général de l'étude

1.1.1 Contexte géologique de l'Islande

L'Islande est une partie émergée de la dorsale nord-Atlantique située dans l'océan Atlantique entre les parallèles 63° et 67°N et les méridiens 13° et 25°W, à la limite des plaques Amérique du Nord et Eurasie (figure 1.1). Classiquement l'émergence de l'Islande est expliquée par la présence d'un panache mantellique remontant depuis la partie inférieure du manteau. Cependant certaines données de géophysique et de géochimie vont à l'encontre de cette hypothèse. Tout d'abord il n'existe pas de réelles preuves sismologiques de l'existence d'un tel panache. En effet les images de tomographie grande échelle montrent une zone d'anomalie chaude sous l'Islande localisée dans tout le manteau supérieur mais sans ancrage dans le manteau inférieur [Ritsema et al., 1999]. Par ailleurs l'étude géochimique des basaltes islandais révèle une forte hétérogénéité de distribution spatiale [Klein and Langmuir, 1987]. Enfin la quantité de produits issus de fusion partielle est deux à trois fois plus importante en Islande qu'ailleurs en même contexte tectonique [McKenzie and Bickle, 1988].

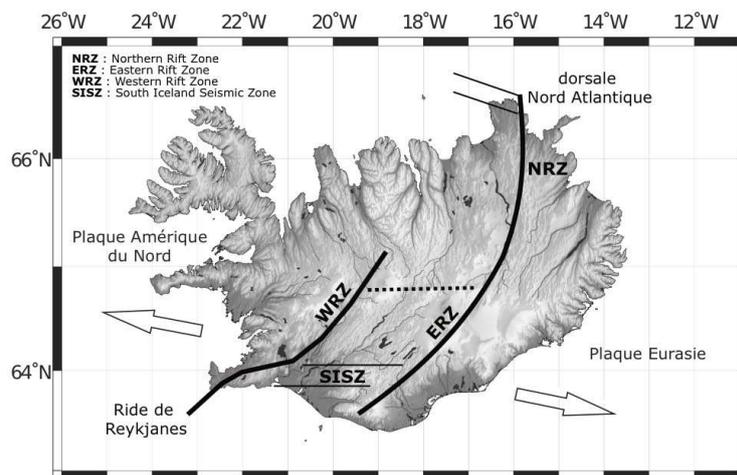


Figure 1.1 : Limites de plaques en Islande.

D'après certains auteurs [Foulger et al., 2005], l'Islande et les provinces volcaniques du nord de l'Atlantique proviendraient de l'ancienne suture Calédonienne formée il y a environ 400 Ma lors de la fermeture de l'Océan Iapetus (convergence des blocs Laurentia, Avalonia et Baltica). La suture calédonienne serait en fait la trace d'une ancienne zone de subduction donc potentiellement riche en éclogites (formes de haute pression du basalte). Il existe en effet de nombreuses preuves géochimiques de la fusion d'une ancienne croûte calédonienne dans les basaltes islandais [Breddam, 2002]. De plus des travaux expérimentaux ont montré que le retard à la fusion et à la cristallisation de l'éclogite (80 – 90 °C) était beaucoup plus faible que celui de la péridotite (autour de 400 °C) qui est le composant majoritaire du manteau [Yoder and Tilley, 1962, Ito and Kennedy, 1974]. Ceci pourrait expliquer les quantités importantes de laves relevées en Islande.

L'association d'une zone de dorsale avec une anomalie mantellique chaude fait de l'Islande un laboratoire naturel idéal pour étudier les interactions entre roches basaltiques, fluides et chaleur. La déformation globalement extensive dans les zones actives offrent des conditions optimales pour faire de la croûte basaltique islandaise une croûte perméable dans laquelle des fluides peuvent s'infiltrer et circuler.

1.1.2 Enjeux géothermiques

L'Islande est mondialement connue pour ses ressources énergétiques issues de l'exploitation de champs géothermaux. En effet, le sous-sol islandais est riche en fluides chauds, la chaleur étant directement liée au contexte géologique de dorsale émergée. Des champs géothermaux existent tout le long de la ride océanique (cf. figure 1.2) et de nombreuses centrales électriques y ont été implantées. Les champs dits de haute température (HT) [Arnorrsson, 1995b] sont localisées dans la zone volcanique active depuis le sud-ouest jusqu'au nord-est de l'Islande. Les champs de basse température [Arnorrsson, 1995a] sont davantage localisés dans les zones périphériques, où le gradient de chaleur est plus faible [Flóvenz and Saemundsson, 1993].

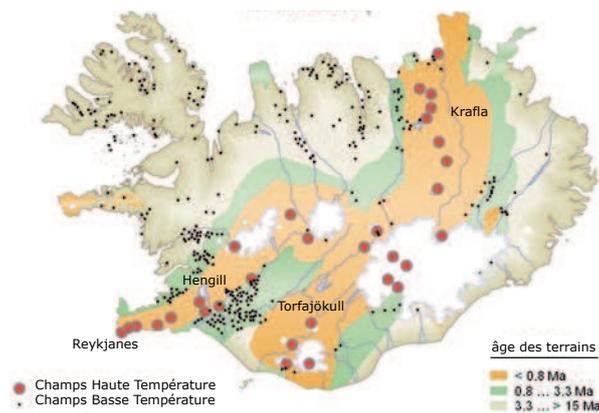


Figure 1.2 : Champs géothermiques islandais, modifié d'après Pálsson and Jonnasson [2006]. Les champs HT sont localisés au droit des chambres magmatiques ou des principaux systèmes intrusifs en refroidissement.

L'exploitation des ressources hydrothermales a des conséquences directes sur la croûte océanique islandaise. Par exemple, des études par interférométrie radar montrent que la zone de Reykjanes s'est affaissée d'environ 13 mm/an entre 1992 et 1995 en lien avec l'exploitation de nombreux champs géothermaux dans cette zone [Vadon and Sigmundsson, 1997].

Au début des années 2000, un consortium islandais entre trois grandes compagnies énergétiques et la haute autorité nationale islandaise (Orkustofnun) a vu le jour, il s'agit du projet IDDP (Iceland Deep Drilling Project). Le principal objectif de ce projet est de savoir s'il est économiquement viable d'extraire de l'énergie à partir de fluides en conditions supercritiques. Les moyens mis à disposition sont des forages de 4-5 km de profondeur permettant de récupérer des fluides aqueux supercritiques à 400-600°C et d'effectuer des tests in-situ. Des études antérieures ont en effet montré que la puissance énergétique de sortie de ces forages pourrait être de 5 à 10 fois plus importante que pour les forages géothermiques classiques (2,5 km de profondeur en Islande). Trois sites ont été retenus par le projet : Reykjanes, Hengill et Krafla, tous situés sur l'axe de la dorsale au niveau des champs HT de la figure 1.2. Le premier puits, RN-17, a été foré en 2004-2005 au centre de la péninsule de Reykjanes jusqu'à une profondeur de 3082 m [Fridleifsson and Elders, 2005, Fridleifsson et al., 2001, Franzson et al., 2002]. Hormis les performances techniques, trois résultats majeurs sont ressortis de cette première tentative : (1) une épaisseur de croûte d'environ 15 km ce qui est en accord avec les précédentes études [Foulger et al., 2003], (2) une transition fragile - ductile de la croûte à environ 6 km de profondeur et (3) un taux de déformation de $0,3 \cdot 10^{-6}$ /an. Par ailleurs le forage a permis de caractériser la composition du fluide (tableau 1.1). Celle-ci se rapproche de celle de l'eau de mer, contrairement aux sites de l'intérieur de l'île (Hengill et Krafla).

CTD Sodium Calcium Potassium Chlore				
33.14	9,38	1,60	1,37	18,40

Table 1.1 : Composition ionique en ppm (mg/kg) du fluide récupéré au puits RN-17, Reykjanes (CTD : charge totale dissoute), d'après Fridleifsson and Elders [2003].

Le second site d'étude est le puits IDDP-1 à Krafla (nord de l'Islande). Au cours des deux premiers mois de l'essai de forage, de nombreuses difficultés ont été rencontrées. Les raisons n'ont été élucidées qu'au mois de juin 2009 : à environ 2000 m de profondeur, le forage a touché une poche magmatique. Le premier indice a été une augmentation brutale du couplage mécanique en tête de puits. Puis, des cuttings de verre clair sont apparus (cf. figure 1.3), suivis par d'autres débris d'obsidiennes plus foncées. L'analyse du verre a révélé une composition rhyolitique. Les fluides de forage ont donc permis la remontée de ces composés magmatiques, mis en place en profondeur probablement au cours de la dernière éruption du Krafla (1975-1984). Des données de magnétotellurique ont révélé que la chambre magmatique se situait, à cet endroit, à environ 4 km de profondeur. Il est donc fortement probable que la structure forée soit en fait une intrusion magmatique (sill ou dyke).



Figure 1.3 : Fragment incolore de verre rhyolitique (environ 1 mm de section) avec des bulles de gaz, photo tirée de [ISOR, 2009].

Ce résultat imprévu de la campagne IDDP conduit à revoir les ambitions économiques du projet qui étaient de parvenir à forer dans les conditions supercritiques de l'eau. Il semble maintenant plutôt s'orienter vers l'opportunité d'étudier in-situ les interactions entre système magmatique actif et fluides d'injection. Cependant, les interactions fluides supercritiques – basalte demeurent des sujets actuellement très étudiés. Les roches basaltiques sont en effet considérées comme des roches hôtes potentielles pour le stockage souterrain du CO₂ injecté à l'état supercritique.

1.1.3 Le problème des fluides supercritiques

Au dessus de certaines conditions de pression et de température (P,T), appelé point critique dans un diagramme de Clapeyron, un fluide se retrouve dans un état qui n'est ni liquide, ni vapeur, on parle de phase supercritique. Le point critique du gaz carbonique est à 31.1°C et 34 bars (3.4 MPa), celui de l'eau à 374°C et 220 bars (22 MPa). Ces valeurs sont à considérer pour des phases pures, dès lors qu'il s'agit d'un mélange, les conditions (P,T) sont modifiées. Par exemple, dans le cas de l'eau, l'ajout de

NaCl déplace le point critique vers des températures et pressions plus élevées : le point critique d'une solution d'eau chargée à 10% en sels est à 500°C et 500 bars (50 MPa) [Sourirajan and Kennedy, 1962].

	Densité ($kg.m^{-3}$)	Viscosité (cP)	Diffusivité ($mm^2.s^{-1}$)
Gaz	1	0.01	1 - 10
FSC	100 - 800	0.05 - 1	0.01 - 0.1
Liquide	1000	0.5 - 1	0.001

Table 1.2 : Gamme de valeur de certains paramètres physiques pour un fluide gazeux, liquide ou supercritique (FSC), d'après [Székely, 2007]

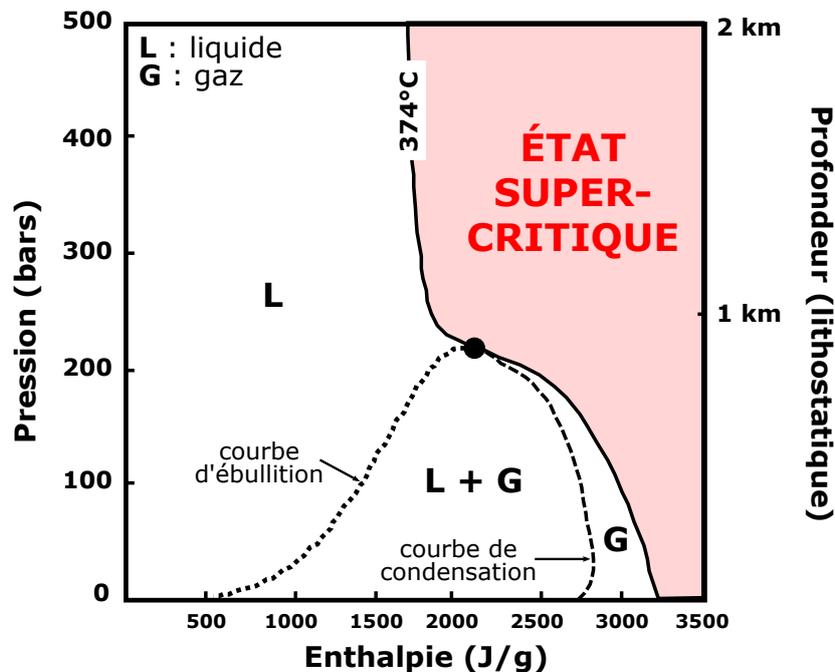


Figure 1.4 : Diagramme pression - enthalpie pour H_2O avec l'isotherme 374°C marquant la transition supercritique. Modifié d'après [Fournier, 1999].

Les fluides supercritiques peuvent se former sous certaines conditions. Détaillons le cas d'intrusions magmatiques au sein de la croûte. Cette dernière peut être subdivisée en deux ensembles : (1) une zone superficielle où les fluides météoriques sont à la pression hydrostatique, pression correspondant au poids d'une colonne d'eau au-dessus d'eux [Brace, 1972] et (2) une zone plus profonde où les fluides magmatiques sont à une pression intermédiaire entre hydrostatique et lithostatique, pression correspondant au poids d'une colonne de roche au-dessus d'eux.

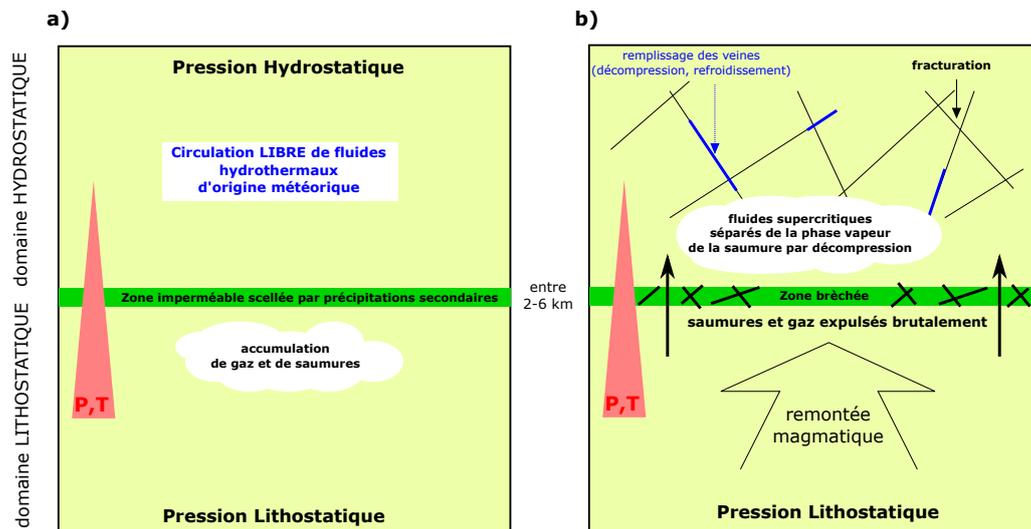


Figure 1.5 : Effet d'un transport de chaleur et de matériel au travers de la croûte : **a)** État normal de la croûte et **b)** État final, inspiré de [Fournier, 1999]

Entre ces deux zones, une barrière relativement imperméable existe, correspondant à la zone où les fractures et la porosité connectée se ferment, délimitée par l'isotherme 400°C [Fournier, 1999]. Un gradient de pression et de température existe entre les deux compartiments, ces deux paramètres étant plus élevés dans le domaine lithostatique (figure 1.5-a). De façon cyclique, des brèches apparaissent dans la zone limite. Par exemple une remontée de magma augmente temporairement les contraintes locales à l'apex des intrusions magmatiques et conduit à la formation de fissures. Un processus en chaîne a alors lieu (figure 1.5-b).

La limite ne faisant plus office de barrière imperméable, les fluides s'y engouffrent. La décompression entraîne l'exsolvation des fluides supercritiques, une phase vapeur saumâtre s'individualise. Avec le refroidissement, des phases secondaires précipitent dans les fractures nouvellement formées. Ces veines imposent une surpression au fluide, induisant une fracturation de l'encaissant. Le développement de fractures est alors responsable d'une augmentation de perméabilité permettant une circulation hydrothermale rapide (recharge ou décharge).

Par ailleurs, les failles contrôlent la dynamique des écoulements de fluides dans les zones de tectonique active, à petite et grande échelle, influençant de fait la distribution de la température dans la croûte [Lupi et al., 2010]. Les failles peuvent avoir une perméabilité différente en fonction de la profondeur et contraindre ainsi les séparations de phase des fluides.

1.2 Basalte et échelles d'étude : problématiques du transfert d'échelle

1.2.1 Généralités sur les roches basaltiques

Étymologiquement, « Basalte » est un terme dérivé de 'basanite' du grec *basanos* signifiant pierre de touche, une petite tablette de pierre foncée utilisée en orfèvrerie pour tester les alliages. De façon générale, on peut définir un basalte comme une roche volcanique de couleur foncée, de densité voisine de 3 et composée essentiellement de plagioclase, pyroxène et olivine. Par ailleurs, les basaltes sont des roches éruptives magmatiques très communes qui forment près de 95 % des laves océaniques et continentales terrestres. Leur diversité de structure et de composition rend difficile leur classification, traditionnellement on différencie les basaltes selon leur teneur en éléments chimiques majeurs (SiO_2 , K_2O et Na_2O).

i) Contextes géodynamiques de formation

Selon leurs conditions de formation, on distingue six grands types de basaltes couramment désignés par leurs acronymes anglo-saxons, les cinq premiers océaniques [Juteau and Maury, 1997], le sixième continental :

- les MORB (Mid-Ocean Ridge Basalts) mis en place au niveau des dorsales océaniques, très souvent au niveau de l'axe de celles-ci. La majeure partie des basaltes islandais appartiennent à cette catégorie (tholéites peu différenciées).
- les BABB (Back Arc Basin Basalts) mis en place au niveau des axes d'extension situés à l'arrière des arcs insulaires. Ces basaltes forment la croûte des bassins d'arrière arc ou des bassins marginaux.
- les OPB (Ocean Plateau Basalts) mis en place en contexte intraplaque océanique. Ils sont responsables de l'épaississement des croûtes océaniques sur lesquelles ils reposent.
- les OIB (Ocean Island Basalts) également mis en place en contexte intraplaque océanique. Ils constituent les monts sous-marins et les îles intraocéaniques (La Réunion, Kerguelen, Hawaii, îles de la Société...)
- les IAB (Island Arc Basalts) mis en place dans les arcs insulaires mais également dans les marges continentales actives de type andin.
- les CTB (Continental Tholéiitic Basalts) que constituent les basaltes des rifts continentaux et ceux des plateaux. Ces basaltes se retrouvent au sein des LIP (Large Igneous Province) qui rassemblent les marges volcaniques passives et les zones de trapp. Leur composition chimique est très variable dans le temps : alcaline au début de leur mise en place puis évolution vers un pôle davantage tholéitique [Mahoney and Coffin, 1997].

ii) Caractéristiques géochimiques et minéralogiques

Les basaltes sont issus d'un magma basaltique formé par fusion partielle du manteau. Cette fusion se produit généralement à 1200°C sous 0,5 à 1,0 GPa en condition anhydre et à 1000°C avec de l'eau, indépendamment de la pression (si elle est comprise entre 0,5 et 3 GPa). Ces roches sont relativement pauvres en silice ($\text{SiO}_2 < 53\%$) et riches en magnésium ($\text{MgO} > 5\%$). Cependant, du point de vue de leur composition chimique, les basaltes peuvent être répartis en deux grandes familles qui, par différenciation, peuvent donner des séries continues : les basaltes tholéitiques et les basaltes alcalins. D'une part les tholéites sont des basaltes mésocrates, saturés en silice, avec très peu ou pas d'olivine. SiO_2 se retrouve soit dans le verre soit sous forme de quartz ou de tridymite. On retrouve ces basaltes au sein des CTB

mais également dans les fonds océaniques actuels et dans certains arcs insulaires. La différenciation des tholéïtes conduit à des andésites puis à des rhyolites. D'autre part, les basaltes alcalins sont mélanocrates et sous-saturés en silice. Ils possèdent beaucoup d'olivine et sont davantage riches en Na_2O et K_2O que les tholéïtes. Ils sont principalement présents dans les volcans continentaux mais on les retrouve également dans certains arcs insulaires. Leur différenciation conduit à des andésites à Labrador, à des trachyandésites et finalement à des phonolites. En fonction de la pression à laquelle se fait la fusion partielle mantellique, les minéraux affectés ne sont pas les mêmes. Pour des taux de fusion faibles, le liquide est riche en eau et en alcalins : on obtient des basanites ou des basaltes alcalins à olivines. Pour des taux de fusion élevés, le liquide est plus riche en calcium, fer et magnésium, et on obtient des tholéïtes à olivine. La teneur en MgO est un autre critère de répartition des basaltes en trois groupes : les basaltes primitifs ($8\% < \text{MgO} < 12\%$), les basaltes évolués ($5\% < \text{MgO} < 8\%$) et les basaltes picritiques ($\text{MgO} > 12\%$).

Il est important de noter que très peu de phénocristaux apparaissant dans les basaltes sont en équilibre avec la composition du verre hôte. Ceci est particulièrement vrai pour les basaltes d'origine océanique. Les compositions des minéraux sont largement influencées par les effets combinés des mélanges magmatiques et des cinétiques de cristallisation. Le basalte est composé essentiellement de plagioclases (50 %), de pyroxènes (25 à 40 %), d'olivine (10 à 25 %), et de 2 à 3 % de magnétite qui confère à la roche sa couleur noire ainsi que ses propriétés magnétiques. Les phénocristaux apparaissent selon un ordre précis au sein de la matrice basaltique : 1) les olivines magnésiennes, 2) les plagioclases calciques et 3) les clinopyroxènes. Si le magma est riche en eau (basaltes alcalin et calco-alcalins), le pyroxène apparaît avant le plagioclase.

iii) Modes de refroidissement

Les laves basaltiques sont émises généralement entre 1100 et 1200°C et se solidifient vers 1000°C en donnant différentes formes structurales. Sous l'eau, elles donnent souvent des pillow-lavas (cas de laves moyennement fluides) ou des lacs de lave (lave hyperfluides). Dans le cas d'un contact avec de la glace, des hyaloclastites se forment. Enfin, si elles s'épanchent en surface, elles peuvent donner des coulées prismées, cordées ou à surface scoriacée (en fonction de leur viscosité et de leur teneur en bulles de gaz). Enfin, le basalte est également le constituant des tufs volcaniques, des scories ou des bombes fusiformes dès lors que le magma basaltique est très peu visqueux et très riche en gaz.

On se place ici dans le cas d'un écoulement au contact avec l'air. Lorsqu'une coulée est en mouvement, tous les éléments du basalte n'évoluent pas de la même façon. La coulée de lave en mouvement peut être divisée en trois unités structurales distinctes (figure 1.6). Le toit de la coulée est tout d'abord constitué d'une bordure figée vitreuse et d'une zone rigide en-dessous soumise à un cisaillement. Les bulles de gaz ayant tendance à remonter au sein de la coulée peuvent se retrouver piégées dans cette zone rigide, elles prennent alors une forme ellipsoïdale ; elles peuvent également atteindre la surface, elles sont alors responsables de l'aspect scoriacé que prend la coulée en surface. La partie centrale de la coulée constitue la zone fluide, les bulles de gaz y sont sphériques et l'orientation des cristaux aléatoires. Enfin, une seconde zone rigide se différencie au mur de la coulée, les bulles de gaz sont quasi-absentes de cette zone et les minéraux sont distribués selon le sens du cisaillement. Les bordures de coulées, en contact avec le sol ou l'air, refroidissent rapidement et constituent des croûtes figées d'allures différentes selon la viscosité de la lave. On distingue ainsi deux types de coulée : les coulées *pahoehoe* lisses et cordées et les coulées *aa* plutôt chaotiques et hérissées (laves plus riches en gaz et moins visqueuses).

Après refroidissement, il apparaît au sein de la coulée des structures particulières liées à l'écoulement et au refroidissement : débit lamellaire au sommet et prismation double progressant vers le coeur de la coulée et du sommet. Au front de la coulée, des écroulements de bloc se produisent, les débris sont alors immédiatement recouverts par la coulée [Bonin, 2004]. Macroscopiquement, les basaltes de toit et de coeur de coulée peuvent être très différents, leurs propriétés hydrodynamiques (porosité, perméabilité) également [Franzson et al., 2001].

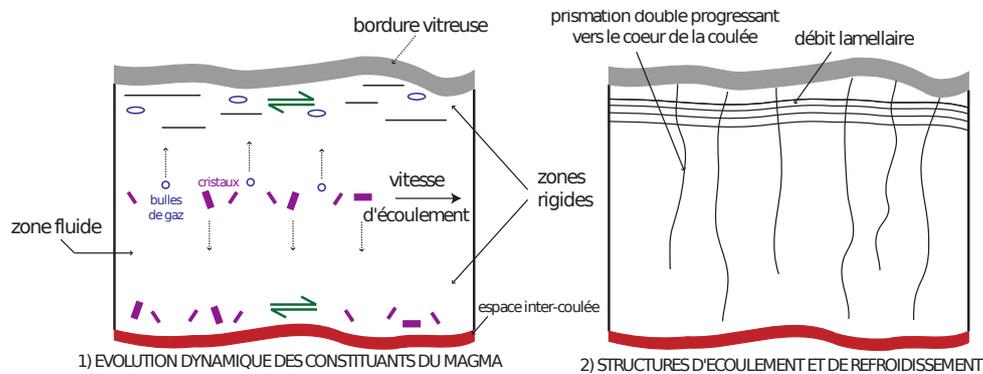


Figure 1.6 : Coupe transversale d'une coulée de lave, modifié d'après [Bonin, 2004].

1.2.2 Les différentes échelles d'étude en contexte basaltique

i) Distinction théorique

Comme très souvent en Sciences de la Terre, la notion d'échelle est centrale dès lors qu'il s'agit de caractériser les propriétés texturales des matériaux naturels [Guéguen and Palciauskas, 1992]. Cette notion est particulièrement importante en contexte basaltique où l'on peut distinguer trois échelles spatiales : échelle centimétrique de la roche (anisotropie texturale, ratio pâte/minéraux), l'échelle métrique de la coulée basaltique (joints de rétraction thermique, différence toit et mur de coulée) et enfin l'échelle hectométrique voire kilométrique de l'empilement des coulées (épaisseurs des coulées, joints entre). Les propriétés physiques du milieu vont être extrêmement dépendantes de l'échelle à laquelle on se place (figure 1.7).

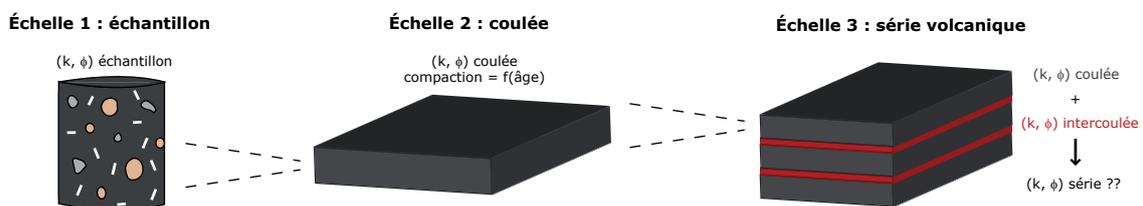


Figure 1.7 : Les différentes échelles d'étude en contexte basaltique, (k, ϕ) représente les propriétés hydrodynamiques (perméabilité, porosité).

ii) Sur le terrain

Hormis le problème posé par les espaces inter-coulées sur la perturbation des paramètres hydrodynamiques globaux, l'empilement de coulées basaltiques soulève également un problème de nature géométrique. En effet, lors de leur mise en place les coulées ne forment pas des couches strictement horizontales, elles sont souvent ondulées (en fonction de leur teneur en gaz, leur surface sera plus ou

moins scoriacée). Lors de leur refroidissement brutal, les laves se figent souvent de façon inclinée, du fait des pentes du terrain (pente de l'édifice volcanique pour des laves très visqueuses ou topographie de la zone d'écoulement). Par le jeu conjoint de l'érosion, de l'altération et de l'activité volcanique qui produit de nouvelles coulées et compacte les anciennes, les empilements de coulées basaltiques non tectonisés apparaissent horizontaux (cf. figure 1.8). Ainsi les propriétés hydrodynamiques de ces coulées peuvent varier considérablement entre le moment de leur mise en place et celui de leur recouvrement. Il convient donc de considérer ces formations basaltiques comme des systèmes dynamiques qui évoluent dans le temps et dans l'espace.

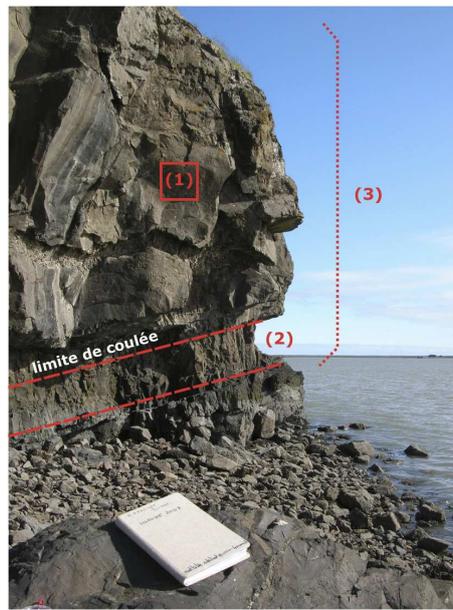


Figure 1.8 : Affleurement basaltique - région de Höfn, Islande. Les numéros correspondent aux différentes échelles de la figure 1.7 : 1) échantillon, 2) coulée de lave 3) empilement.

Lors d'épisodes volcaniques aériens, l'épanchement des coulées de lave et la projections de débris volcaniques (bombes, cendres, scories...) se font de façon sporadique et discontinue dans le temps. Entre deux épisodes, l'érosion, l'altération et l'activité biologique reprennent en utilisant comme support la dernière coulée émise ou les derniers dépôts volcaniques.

iii) Coulée — intercoulée

Ainsi, sous la dépendance de nombreux facteurs (climat, temps, agents d'érosion) se créent des formations intercoulées de natures très diverses (figure ci-contre). En fonction de la fréquence des épisodes volcaniques, parfois de véritables sols de plusieurs décimètres de hauts peuvent se mettre en place. Les propriétés hydrodynamiques de ces formations sont très différentes de celles des coulées basaltiques. Nous avons montré sur les îles Galápagos que ces sols possédaient des porosités de l'ordre de 20 % et des conductivités hydrauliques voisines de 10^{-5} m.s^{-1} (Adelinet et al. [2008], article présenté en annexe 3 du présent manuscrit). De plus la « cuisson » subie par ces sols lors de leur recouvrement par une nouvelle coulée volcanique participe à leur fossilisation et donc à leur conservation.

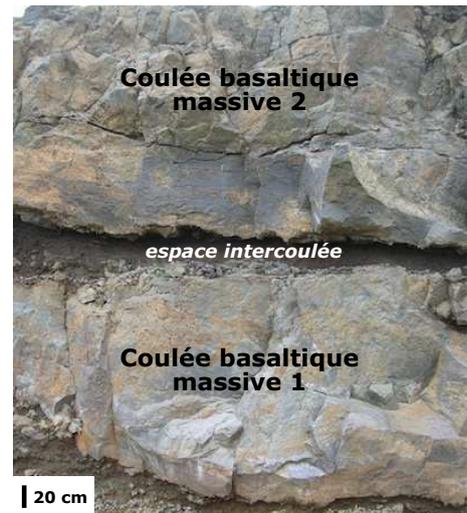


Figure 1.9 : Intercoulée, Islande

La nature souvent argileuse de ces formations en font des couches qui permettent la rétention de l'eau dans les formations basaltiques fracturées sous et sus-jacentes (aquifères fracturés, parfois perchés en contexte insulaire).

1.2.3 Variabilité des propriétés hydrodynamiques selon l'échelle d'étude

i) Porosité et microstructure

Les propriétés macroscopiques des roches dépendent en grande partie de la microstructure de porosité [Guéguen and Palciauskas, 1992]. Celle-ci est extrêmement variable, comprise entre 0 (verres éruptifs) et 1 (matériaux fibreux synthétiques). On définit la porosité Φ comme le volume de pores par unité de volume de roche (équation 1.1).

$$\Phi = \frac{\text{Volume de pores}}{\text{Volume total}} = \frac{V - V_{\text{solide}}}{V} \quad (1.1)$$

On distingue différents types de porosité selon la forme que prend l'espace de vide dans la roche. Dans le cas d'une roche sédimentaire détritique (type grès), la porosité est localisée entre les grains, on parle de porosité intergrain. La porosité peut également être présente sous forme de fissures (roches magmatiques plutoniques par exemple). Dans le cas où ces fissures forment un réseau interconnecté, porosité et perméabilité sont intimement liées : certaines roches éruptives cristallines peuvent avoir une faible porosité (de l'ordre de 1 %) mais une perméabilité très importante. Enfin dans le cas des roches volcaniques, la microstructure de porosité peut être très hétérogène du fait des différents processus se produisant lors du refroidissement brutal de la lave (fracturation thermique et dégazage notamment).

ii) Quelques microstructures de porosité basaltiques

La figure 1.10 présente les résultats de porosimétrie mercure obtenus pour six échantillons de basalte différents, quatre provenant d'Islande, un des Açores et un du Vésuve. Pour des détails concernant la technique de porosimétrie mercure se référer à [?].

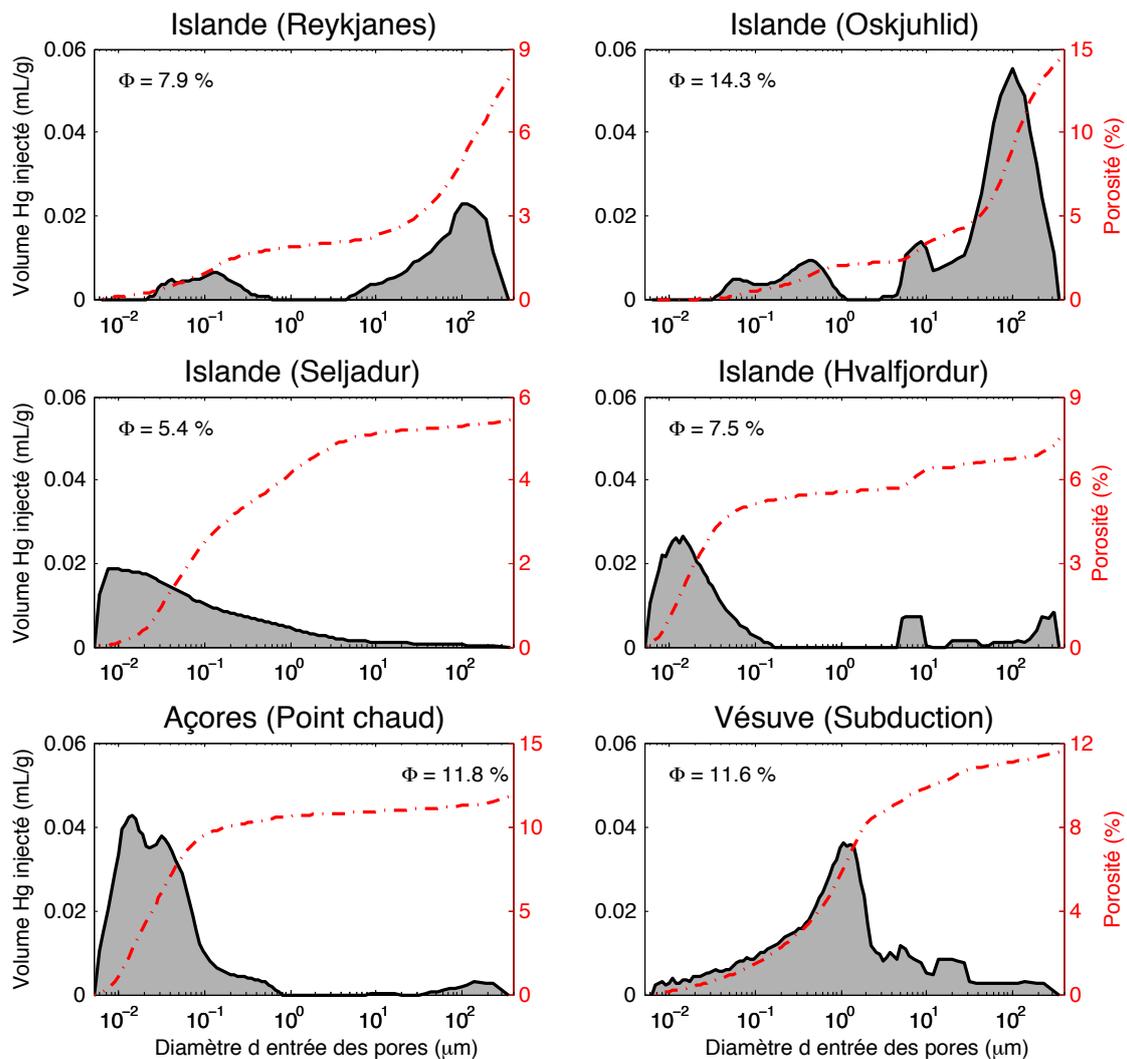


Figure 1.10 : Comparaison de la répartition de la porosité pour six basaltes en provenance de différents contextes géologiques : Islande (Reykjanes, Hvalfjördur, Seljadur et Oskjuhlid), Açores (complexe volcanique de San Miguel) et Vésuve (lave utilisée dans certaines constructions de Pompéi). Données de C. David pour le basalte des Açores et de A. Ougier-Simonin pour le basalte de Seljadur.

Le basalte de Reykjanes a été extrait d'une coulée de lave très récente (moins de 10 000 ans) sur la péninsule de Reykjanes, située au sud-ouest de l'île, zone de dorsale active. La porosité connectée totale de ce basalte est d'environ 8 % répartie en deux ensembles. Sa microstructure sera particulièrement détaillée dans les chapitres suivants. Le basalte d'Oskjuhlid a été prélevé dans le coeur d'une coulée de lave située dans les environs de Reykjavik et datée entre 200 000 et 300 000 ans [Franzson et al., 2001]. Ce basalte présente la porosité la plus importante de tous les échantillons testés (14,3 %). Le spectre de répartition de la porosité est également bimodal avec une prédominance des pores de grande taille (100 μm). Le basalte de Seljadur provient d'une coulée de lave épaisse de 5 à 10 m située à 25 km à l'est de Reykjavik, d'âge inférieur à 700 000 ans [Balme et al., 2004]. La porosité connectée totale du basalte de Seljadur est la plus faible (environ 5 %) avec une forte variabilité de la taille des inclusions (spectre aplati). Le dernier basalte islandais testé par porosimétrie mercure est le basalte de Hvalfjördur qui provient d'extrusions basiques, datées entre 0,7 et 3,1 Ma, formant le fjord d'Hvalfjördur au nord de Reykjavik. La porosité totale est moyenne (7,5 %) principalement formée par des pores de petite taille (0,1 μm). La porosité vacuolaire de grande taille n'existe presque plus dans ce basalte. Au regard de son âge relativement ancien, il est probable qu'elle ait été remplie par des phases d'altération secondaires.

La comparaison de ces quatre basaltes proches géographiquement montre une extrême diversité dans la microstructure. Trois facteurs majeurs semblent l'influencer : la rhéologie du magma (sa viscosité notamment et donc sa capacité ou non à dégazer), son mode de refroidissement (contact avec eau ou glace) et le temps d'exposition de la coulée basaltique aux agents d'altération.

Les deux autres basaltes présentés proviennent de deux contextes géologiques différents : point chaud pour celui des Açores et subduction pour celui du Vésuve. Le premier a été échantillonné sur le complexe volcanique de San Miguel [Lopes, 2009]. Sa porosité connectée totale est de 11.8 % principalement supportée par une seule famille de pore, de petite taille ($0,1 \mu\text{m}$), le spectre ressemblant à celui du basalte de Hvalfjörður. Le basalte du Vésuve a été échantillonné dans des constructions archéologiques de Pompéi. Il s'agit d'un basalte aphanitique très basique. Sa porosité est du même ordre de grandeur que celle du basalte des Açores (environ 12 %) avec une distribution centrée sur une taille d'entrée de pore d'environ $1 \mu\text{m}$.

Les microstructures de porosité basaltiques présentent donc une grande hétérogénéité selon le contexte géologique de formation, l'âge de formation et les conditions d'altérabilité de la roche (dimension des couches, taux d'extrusion, etc...). Deux grands ensembles semblent ressortir de la figure 1.10 : des pores d'assez grande taille ($> 10 \mu\text{m}$) probablement d'anciennes vacuoles de gaz et une porosité plus petite ($< 1 \mu\text{m}$) pouvant être des fissures ou des joints intergrains. Nous verrons dans la suite de ce manuscrit l'importance de la géométrie de porosité sur les propriétés mécaniques et physiques du basalte de Reykjanes.

iii) Porosité - perméabilité des roches basaltiques

Comme dans le cas de la majorité des roches crustales, il est très difficile de mettre en évidence un lien direct entre porosité Φ et perméabilité k pour les roches basaltiques. Il est cependant important de noter que k diffère selon le type de mesure, les valeurs de perméabilité mesurées à grande échelle étant toujours plus importantes que celles mesurées au laboratoire. De manière générale, les valeurs de k mesurées sur les basaltes peuvent être très variables. Ainsi, sur des échantillons de basaltes islandais, Sigurdsson et al. [2000] ont montré que la perméabilité mesurée à petite échelle variait entre 10^{-17} à 10^{-12} m^2 .

À l'échelle de l'échantillon, certaines caractéristiques structurales semblent jouer un rôle très important dans la capacité de la roche à laisser percoler des fluides. Pour les basaltes vacuolaires k serait notamment contrôlée par la taille des ouvertures existant entre les grosses bulles [Saar, 1998, Saar and Manga, 1999]. Dans les basaltes peu poreux et peu bulleux, la perméabilité semble au contraire contrôlée par le degré de fissuration [Vinciguerra et al., 2005, Nara et al., 2010]. Ces fissures étant des lieux privilégiés de circulation de fluide, elles peuvent parfois être comblées par des phases secondaires issues de l'altération hydrothermale du basalte. Expérimentalement, Kato et al. [2003] ont montré au laboratoire que ces précipitations in-situ réduisaient rapidement et de façon très brutale la perméabilité de l'ensemble. À une échelle spatiale plus grande, les phénomènes de comblement des fissures sont très importants [Robert, 2001]. Dans le cas de l'hydrothermalisme de dorsale, des simulations numériques ont montré que des événements tectoniques étaient nécessaires pour créer de nouvelles fractures et pour combler ainsi la perte de perméabilité de la croûte du fait des précipitations in-situ [Fontaine et al., 2001].

A l'échelle de l'affleurement basaltique, on peut distinguer deux types de perméabilité : un premier réseau de fractures interconnectées avec une perméabilité comprise entre 10^{-13} et 10^{-10} m^2 en fonction de l'épaisseur des fractures et un second réseau formé de microcracks, de cracks isolés ou non-connectés avec une perméabilité estimée aux alentours de 10^{-18} m^2 [Fontaine et al., 2003]. À l'échelle géologique

du bassin, il est usuellement établi que la perméabilité d'un encaissant basaltique est dépendante de la présence d'accidents tectoniques majeurs [Henry et al., 1996, Babiker and Gudmundsson, 2004]. Les grandes failles joueraient le rôle de drains entre la surface et la croûte plus profonde, la fissuration de la matrice serait le lieu principal de la circulation des fluides [Sruoga et al., 2004].

En contexte purement océanique, les basaltes constituent la couche 2 de la croûte océanique, intercalée entre la couche sédimentaire et les gabbros. Au sein de cette couche, trois sous-groupes sont traditionnellement individualisés [Juteau and Maury, 1997]. La sous-couche 2A est la plus superficielle, elle est interprétée comme une couche basaltique à forte porosité et à densité faible en raison de l'existence de nombreuses cavités et fractures ouvertes remplies d'eau de mer. La porosité de cette couche diminue avec l'âge de la croûte océanique [Thompson, 1991], les fissures et pores sont en effet colmatés petit à petit par la précipitation de minéraux secondaires, produit de l'interaction eau de mer - basaltes. Ce colmatage entraîne parallèlement une augmentation de la densité de la couche 2A. Grâce aux données de forage en croûte océanique profonde, des données de perméabilité acquises in-situ sont accessibles. Au sein d'une croûte basaltique de dorsale intermédiaire, Becker et al. [2004] ont mesuré des perméabilités comprises respectivement entre 1 et $5 \times 10^{-14} \text{ m}^2$ au niveau du puits 504B et entre 1 et $4 \times 10^{-13} \text{ m}^2$ pour le puits 896A. Les sous-couches 2B et 2C correspondent au complexe filonien formé d'intrusions basaltiques entrecoupées et enracinées dans les gabbros isotropes sous-jacents.

En Islande, la croûte océanique émergée se subdivise en deux ensembles, la croûte supérieure et la croûte inférieure, de porosité très différente. Au niveau de la péninsule de Reykjanes, sur laquelle porte une partie importante de l'étude, l'épaisseur totale de croûte est d'environ 15 km et la limite entre croûte supérieure et croûte inférieure se situe à environ 4-5 km de profondeur [Fridleifsson and Elders, 2005]. La croûte supérieure est constituée majoritairement de piles de laves basaltiques. L'augmentation continue de la vitesse des ondes P dans cette couche s'interprète par une réduction de la porosité : fermeture des fissures due à la pression lithostatique et comblement de l'espace poreux par des phases minérales secondaires (activité hydrothermale). La croûte inférieure, très homogène en terme de vitesse des ondes P, est composée principalement de laves et de roches intrusives dont la porosité intrinsèque est très faible et comblée in-situ par des phases secondaires [Flóvenz and Gunnarsson, 1991].

1.3 Étude d'un paléosite de circulation hydrothermale

1.3.1 Présentation générale du fjord de Hvalfjörður

Le fjord de Hvalfjörður se situe au Nord de Reykjavik, sur la côte nord-ouest de l'Islande entre la péninsule d'Akranes et la chaîne de montagnes volcaniques d'Esja (cf. figure 1.11). Ce fjord est long d'environ 30 km et large d'environ 5 km. En 1998, un tunnel de 5700 m de long a été creusé sous le fjord, atteignant une profondeur de 165 m sous le niveau de la mer [Blindheim et al., 2005]. Littéralement, "Hvalfjörður" signifie "fjord des Baleines" du fait de la présence massive de ces animaux à cet endroit, entraînant l'installation d'une des plus grandes stations de pêche d'Islande au milieu du XIX^e siècle et en activité jusque dans les années 80.

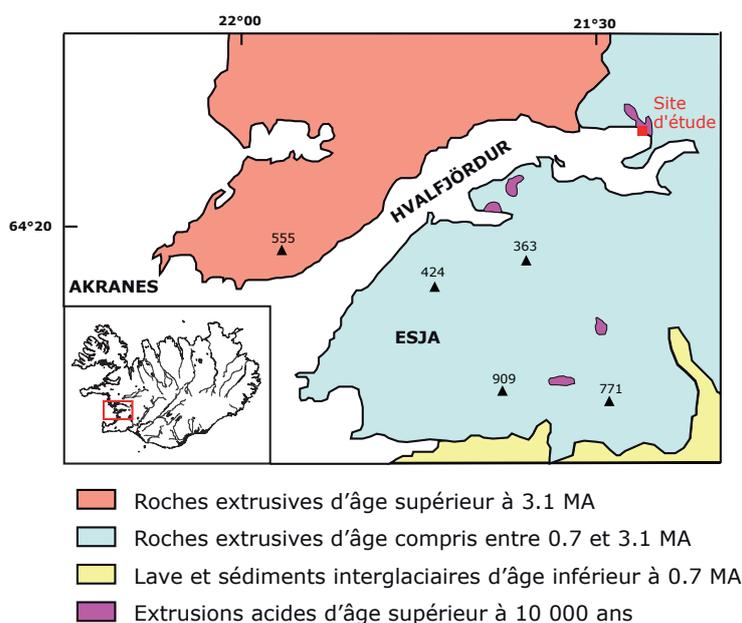


Figure 1.11 : Géologie générale de la Péninsule d'Hvalfjörður, modifié d'après [Goguitchaichvili et al., 1999].

Le site d'étude est situé dans des laves basaltiques datées entre 0.7 et 3.1 Ma, relativement anciennes comparativement à la zone active islandaise. Cet encaissant basaltique a donc subi une certaine évolution avant d'être extrudé par du matériel plus récent. En se basant sur un taux moyen d'érosion de 5 cm/ka [Geirsdottir et al., 2006] et en prenant un âge moyen de 2 Ma, ces laves basaltiques auraient donc subi un enfouissement d'environ 100 m avant de se retrouver en surface. Par ailleurs les extrusions acides étant très récentes, les processus de circulations hydrothermales se seraient produits très proches de la surface.

1.3.2 Site d'étude : caractérisation tectonique

La zone d'étude se situe à l'extrémité nord-est du fjord, à l'ouest de la Western Volcanic Zone (figure 1.1). Les terrains affleurant sont des roches basiques extrusives relativement anciennes. A l'endroit précis de l'affleurement étudié (bord de plage), des extrusions acides datant de plus de 10 000 ans ont été cartographiées (cf. figure 1.11). L'ensemble volcanique est formé de piles volcaniques flexurées vers l'est, c'est-à-dire vers la zone active. La structure des laves basaltiques (épaisseur moyenne : 5 m) est en éventail. L'épanchement des coulées basaltiques est contrôlé par un système de failles syn-volcaniques à pendage opposé aux laves. Le système étudié est proche de ceux décrits dans les segments d'accrétion des systèmes extensifs basiques [Geoffroy, 2005]. Le site est situé au centre du segment d'accrétion,

au-dessus du réservoir magmatique. C'est l'emplacement privilégié des systèmes hydrothermaux dans le rift actif, c'est le cas par exemple de l'édifice volcanique d'Hengill au SW. Ce réservoir est allé jusqu'à la différenciation de magmas acides, intrudés et extrudés au niveau du site. Les magmas rhyolitiques extrudés se sont mis en place en fin d'évolution de l'éventail syn-volcanique. Les magmas acides à hyper-acides intrudés le sont à différents niveaux de la pile et l'ont été sous forte dynamique explosive. La figure 1.12 résume les grandes structures visibles sur le terrain : piles de laves basaltiques inférieures à pendage vers l'est, intrusions magmatiques associées à des remontées de phases pneumatolytiques et infiltration d'eau météorique.

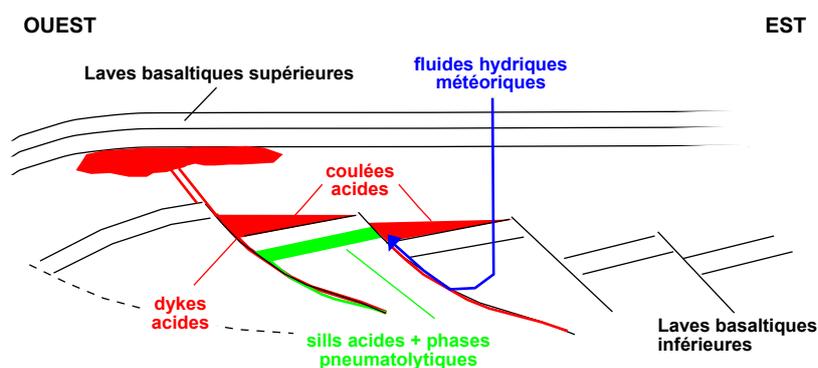


Figure 1.12 : Schéma conceptuel de la zone d'étude, Secteur NE de la péninsule d'Hvalfjörður.

1.3.3 Indices d'une circulation hydrothermale intense

L'étude détaillée du site de Hvalfjörður permet de mettre en évidence l'existence d'une ancienne circulation de fluides aqueux en association tardive avec l'extrusion de matériel magmatique acide. On peut voir sur le terrain des figures de fracturation hydraulique à la limite entre l'encaissant basaltique et les extrusions (photo 1.13). Une phase verte a précipité à l'interface et des figures de brèches hydrauliques sont notamment visibles.



Figure 1.13 : Figure de fracturation hydraulique à la limite encaissant basaltique – extrusions acides avec précipitations secondaires.

Par ailleurs, des preuves d'altération chimique remarquables sont réparties sur l'ensemble du site de Hvalfjörður, principalement autour des zones de failles. Les photos de la figure 1.14 permettent d'illustrer ce propos : la zone de faille apparaît comme une zone « rouillée », les minéraux ferro-magnésiens du basalte ayant réagi très rapidement avec une phase aqueuse chaude en circulation.



Figure 1.14 : Exemples de zones de circulation de fluides aqueux, traces d'altération chimique des roches.

1.3.4 Données de porosimétrie

Des échantillons ont été prélevés sur le site à l'été 2007. Des tests de porosité mercure ont été réalisés sur certains. Les figures 1.16 et 1.17 ainsi que le tableau 1.3 présentent les résultats sur quatre d'entre eux (ISL 01, 02, 04 et 05) dont les localisations sont précisées sur la figure 1.15. L'échantillon 01 a été prélevé dans une extrusion acide de nature rhyolitique. ISL 02 est issu d'une zone de brèche magmatique intercalée entre l'extrusion rhyolitique et les piles basaltiques. Les échantillons ISL 04 et 05 sont des basaltes prélevés à deux endroits distincts d'une faille normale majeure de la coupe : à 1,7 m du plan principal pour ISL 04 (basalte 'éloigné') et à 0,6 m pour ISL 05 (basalte 'proche').

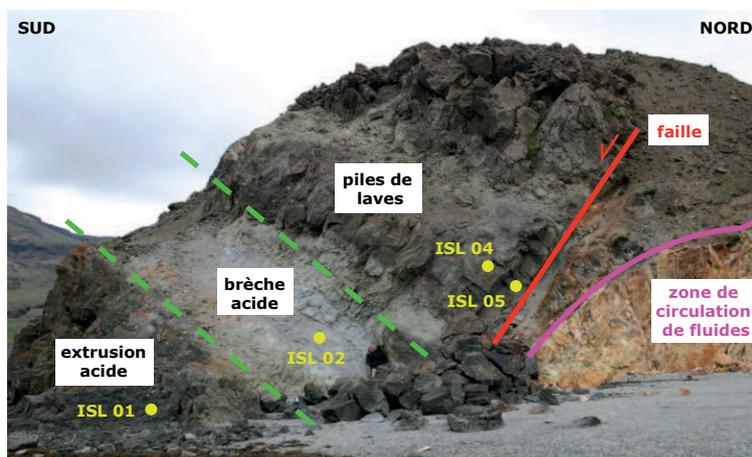


Figure 1.15 : Détail de la zone Sud de la coupe.

Le tableau 1.3 montre les résultats synthétiques de la porosité mercure. On constate que la porosité totale de la brèche est la plus forte (22 %) et que celle de la rhyolite est la plus faible (environ 3 %), en accord avec les données bibliographiques existant sur ce type de matériel non altéré [Rust et al., 1999, Sruoga et al., 2004]. En ce qui concerne la porosité totale des basaltes, on constate une nette augmentation entre celui prélevé le plus loin et celui prélevé le plus près du plan de faille. La porosité double pratiquement, passant de 7.5 % pour ISL 04 à 14.3 % pour ISL 05.

	ISL 01 - rhyolite	ISL 02 - brèche acide
Rayon moyen des pores (μm)	0.0171	0.0408
Densité	2.63	2.15
Porosité totale (%)	2.62	22.00
	ISL 04 - basalte éloigné	ISL 05 - basalte proche
Rayon moyen des pores (μm)	0.0213	0.0174
Densité	2.67	2.42
Porosité totale (%)	7.51	14.30

Table 1.3 : Données globales de Porosité Mercure, Hvalfjörður

Les figures 1.16 et 1.17 montrent la répartition de la porosité pour chacun des échantillons. La porosité de la brèche (ISL 02) est une porosité très large, comprise entre 0.01 et 1 μm de diamètre. Cette tendance se retrouve sur la rhyolite mais très amoindrie du fait de la faible porosité de ce matériel. Par ailleurs, on constate que la proximité vis à vis du plan de faille augmente considérablement une gamme de porosité du basalte, celle comprise autour de 0.01 μm . Il s'agit d'ouvertures de faible largeur, très probablement des fissures.

Les contrastes très nets de porosité observables pourraient s'expliquer par la combinaison de plusieurs facteurs, mécaniques d'une part avec des pressions de fluide augmentées à proximité des zones de circulation mais également thermiques avec un gradient de température décroissant depuis l'extrusion acide vers l'encaissant basaltique.

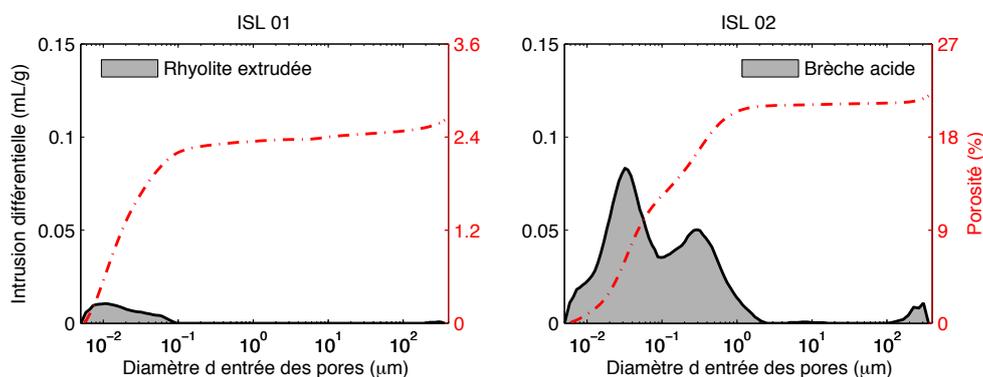


Figure 1.16 : Porosimétrie mercure, extrusions acides de Hvalfjörður (isl 01 - isl 02).

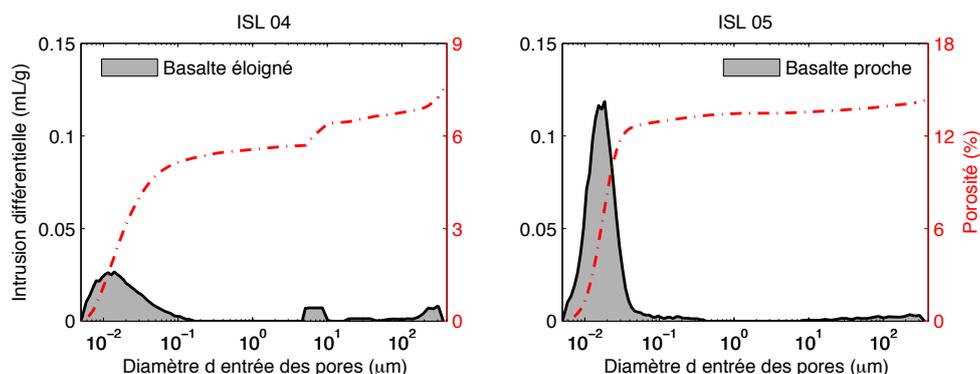


Figure 1.17 : Porosimétrie mercure, basaltes de Hvalfjörður (isl 04 - isl 05).

1.3.5 Conclusions

Le site de Hvalfjörður permet de mettre en évidence certaines caractéristiques de la circulation hydrothermale en contexte de volcanisme actif. Il apparaît clair que la circulation de fluides aqueux est privilégiée le long des accidents tectoniques préexistant. Par ailleurs, l'existence de figures de brèches hydrauliques indique très probablement des phénomènes de surpression de fluide à l'intérieur des zones de failles. Les couloirs où circulaient les fluides chauds ont été comblés par des précipitations secondaires issues de la réaction entre le fluide corrosif et la matrice basaltique. Par ailleurs, il apparaît également que les macrofractures, qu'elles soient tectoniques ou hydrauliques, modifient la microstructure de l'encaissant basaltique en induisant une microfissuration dans la matrice. Enfin, le contraste des conditions de pression effective et de température entre la matrice basaltique et les zones de circulation de fluide induit également une modification de la porosité des roches du système hydrothermal étudié.

1.4 Microsismicité en péninsule de Reykjanes : projets HYDRORIFT

Après avoir présenté certaines généralités sur la géologie islandaise et son implication dans la circulation des fluides dans la croûte, nous allons maintenant nous intéresser à une étude de microsismicité réalisée sur la péninsule de Reykjanes. Il s'agit du projet Hydrorift débuté en 2005 et qui se poursuit actuellement. Deux suivis sismologiques de 5 mois ont été effectués, l'un en 2005 et l'autre en 2009. Avant de s'intéresser aux principaux résultats obtenus ou en cours, une revue bibliographique non exhaustive des particularités sismologiques en contexte de circulation hydrothermale est présentée.

1.4.1 Fluides et sismicité

i) Sismicité Haute (HF) et Basse fréquence (BF)

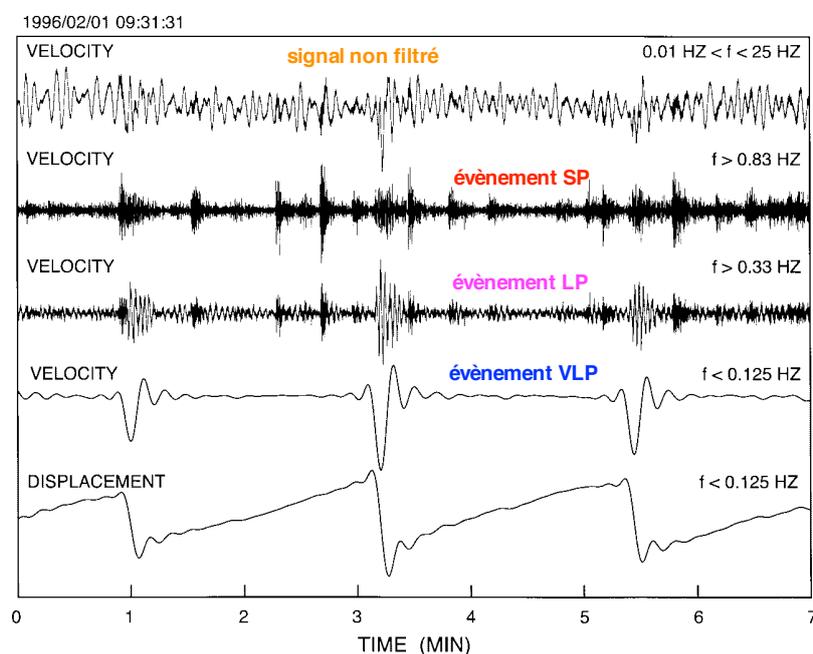


Figure 1.18 : Exemple de signaux sismiques en contexte volcanique, celui de l'île de Hawaï. Trois types de signaux sont distingués en fonction de leur gamme de fréquence. SP, LP et VLP signifient respectivement *Short Period*, *Long Period* et *Very Long Period*. Ils correspondent respectivement aux événements HF, BF et TBF. Extrait de [Chouet, 2003].

On distingue classiquement en contexte volcanique trois types d'évènements sismiques en fonction de leur fréquence [Chouet, 2003, Burlini et al., 2007, Burlini and Di Toro, 2008] :

- les évènements haute fréquence (HF) associés à du glissement sur des failles,
- les évènements basse fréquence (BF) associés à des mouvement de fluides : proche de la surface, ces signaux sont interprétés comme une résonance de cavités remplies de fluide [Chouet, 1985, Nakano and Kumagai, 2005, Cusano et al., 2008] ; en profondeur, ils seraient associés au déplacement du magma.
- les évènements très basse fréquence (TBF) associés à des phénomènes de pressurisation de fluide [Chouet, 1985, 1996, 2003, Burlini et al., 2007].

Les évènements BF et TBF sont généralement précurseurs des évènements HF et des éruptions volcaniques. C'est pourquoi les sismologues s'y intéressent particulièrement dans la prévision et la prévention du risque volcanique [Chouet, 1996].

À côté de la discrétisation fréquentielle des événements sismiques, il est intéressant de s'intéresser à leur mécanisme au foyer et de regarder s'il existe un lien évident entre les deux. Au regard des avancées faites en sismologie, il apparaît cependant que la distinction des événements basse fréquence n'est pas si simple. Afin de pouvoir discrétiser quantitativement les types d'événements, des rapports de spectres fréquentiels ont été réalisés avec des résultats convaincants [Neuberg, 2000]. Les événements BF ne pourraient pas être divisés en seulement deux ensembles avec des pics fréquentiels dominants mais plutôt en un spectre complet d'événements aux fréquences relatives variables. Par ailleurs, il n'est pas clair que deux événements similaires enregistrés dans deux complexes volcaniques distincts aient été provoqués par les mêmes mécanismes physiques [McNutt, 2005]. Ainsi, certains événements BF généralement utilisés comme précurseurs d'éruptions volcaniques ne seraient pas liés directement à des mouvements de fluides en profondeur mais à de la rupture cisailante « classiquement » HF [Harrington and Brodsky, 2007]. En contexte hydrovolcanique intense, de tels événements BF pourraient être dus à du magmatisme intense conduisant à la formation de cryptodomes (accumulation de magma visqueux à faible profondeur) comme dans le cas du volcan Torfajökull en Islande [Soosalu et al., 2006]. Enfin, dans certains cas, les essais de sismicité BF (trémors non volcaniques) ont pu être interprétés comme le résultat de mouvements cisailants lents [Shelly et al., 2007, Shelly, 2010].

Dans le cas des séismes HF, deux catégories sont également discernables selon leur mécanisme au foyer : les événements en double-couple (DC) et les événements en non-double-couple (NDC) qui ne peuvent pas être interprétés par du cisaillement simple impliquant alors forcément des mécanismes en traction – compression. Une étude menée sur le complexe volcanique de Hengill en Islande a montré que la majeure partie des NDC enregistrés pouvaient s'expliquer par un jeu conjoint de faille en tension et en cisaillement [Julian et al., 1997]. Mais certains événements n'ont pas pu être expliqués par ce modèle, les auteurs ont alors mis en avant un phénomène de fermeture de fissures et une compensation de l'état de tension de ces cracks par une circulation de fluides.

ii) Sismicité propre des zones géothermales

Simiyu and Keller [2000] ont étudié l'activité sismique d'un champ géothermal dans le rift Kenyan (figure 1.19). Ils distinguent trois types d'événements selon leur fréquence : des BF monochromatiques, des événements de plus haute fréquence sans arrivées précises des phases P et S et des événements présentant des caractéristiques mixtes. Le spectre fréquentiel des événements les plus BF présente un pic principal à 2 Hz et un plus réduit à 4 Hz. Les auteurs ont remarqué qu'il s'agissait d'événements profonds, probablement en relation avec l'activité volcano-tectonique.

Il est généralement difficile de mettre en évidence de façon directe et univoque l'implication de fluides dans des événements sismiques. Des études très intéressantes basées sur des paramètres externes ont permis de révéler un tel lien : modification de la pression dans les puits de forage [Björnsson et al., 2001, Davis et al., 2004] ou mouvements du sol anormaux révélés par interférométrie radar [Dobre and Peltzer, 2007].

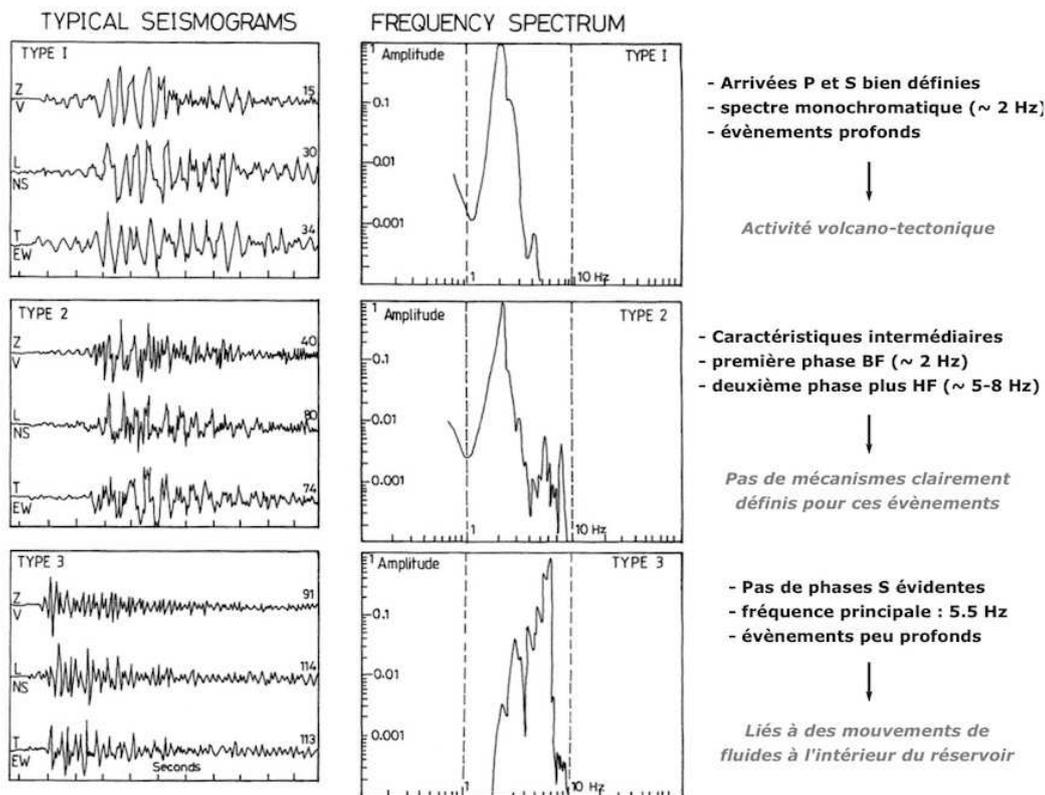


Figure 1.19 : Types d'événements « BF » enregistrés en région géothermale (Rift Kenyan). Extrait de [Simiyu and Keller, 2000]. Les interprétations des auteurs sont indiquées en gris.

1.4.2 Etude sismologique HYDRORIFT I (2005)

Une première étude sismologique de précision a été menée sur la péninsule de Reykjanes en 2005. Dix-huit stations ont été implantées sur les segments volcano-tectoniques de Grindavik et de Krisuvik durant 5 mois (figure 1.20). L'utilisation du modèle local 1D en ondes P de Weir et al. [2001] a permis la localisation d'environ 900 événements de magnitude comprise entre 0 et 3,7. Les incertitudes finales de relocalisation sont de 100 m en horizontal et 200 m en vertical. Les résultats ont été publiés en 2008 [Geoffroy and Dorbath, 2008].

i) Contexte géologique de la péninsule de Reykjanes

Le système actif de l'Islande est formé par deux rifts actifs subparallèles et connectés au sud par une zone de cisaillement d'axe est – ouest, la zone sismique sud-islandaise ou SISZ (figure 1.1). La croûte islandaise, de nature océanique, est anormalement épaisse : de 40 km dans le centre de l'île à 15-20 km dans les zones périphériques dont fait partie la péninsule de Reykjanes [Foulger et al., 2003].

La péninsule de Reykjanes constitue la terminaison nord de la ride de Reykjanes (figure 1.20). Cette zone est géologiquement formée par des échelons volcano-tectoniques. La partie centrale de chaque segment est associée à des réseaux de failles normales (orientation N40E) et à des dykes basaltiques issus d'épisodes magmatiques Holocène. La vitesse de déplacement de la péninsule de Reykjanes vers l'ouest est d'environ 9 mm/an d'après des données GPS récoltées entre 1992 et 2004 [Árnadóttir et al., 2006]. Au centre de la péninsule de Reykjanes se situe le lac de Kleifarvatn qui couvre environ 9 km². Le lac est placé sur une ride de hyaloclastites. Le niveau du lac est extrêmement stable au cours de l'année (bilan évaporation - précipitation nul) comme le montre la figure 1.21. On peut ainsi voir sur cette figure l'effet

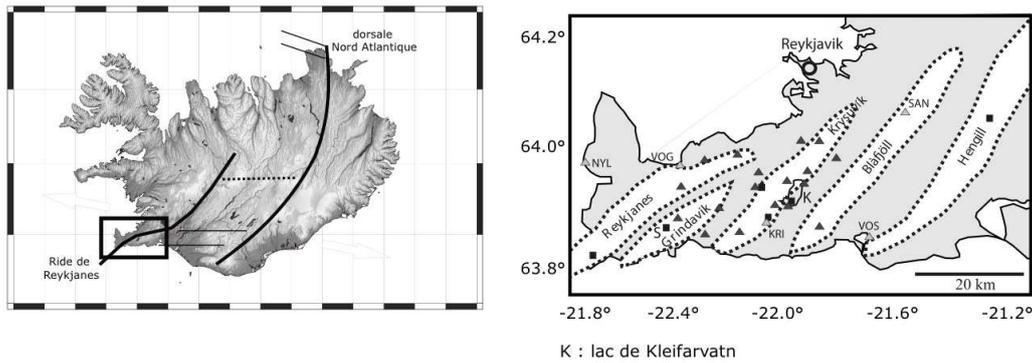


Figure 1.20 : Implantation des 18 stations de Hydrorift I (triangles) sur la péninsule de Reykjanes, les segments volcano-tectoniques sont représentés en pointillés et les champs géothermaux par des carrés.

du séisme du 17 juin 2000 au droit du lac. Entre juin et décembre 2000, une baisse de 4 m du niveau a été mesuré. Cette baisse est corrélée à un flux d'eau sortant du lac vers le sous-sol de $2,3 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ entre juin et août et d'environ $1,5 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ au cours des 16 mois suivants, le lac ayant ainsi perdu environ 12 % de son volume [Clifton et al., 2003]. Cette donnée hydrologique majeure permet donc de quantifier précisément la quantité d'eau météorique piégée dans la croûte islandaise et alimentant de possibles circulations hydrothermales.

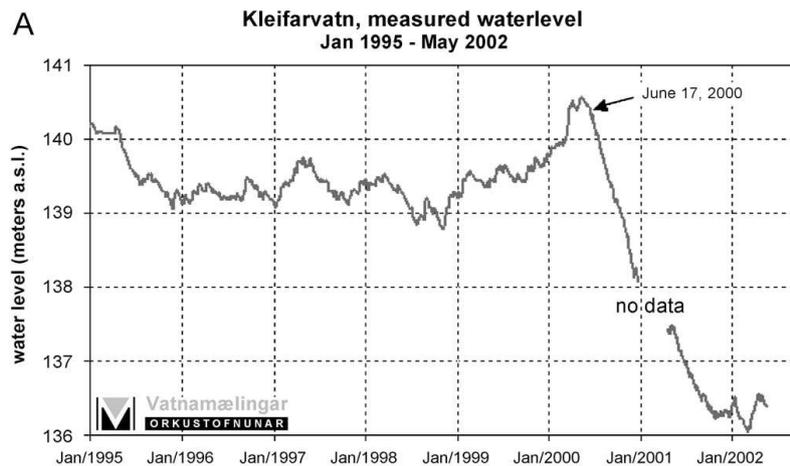


Figure 1.21 : Mesures du niveau d'eau dans le lac de Kleifarvatn par le National Energy Authority Hydrological Service entre Janvier 1995 et Mai 2002. Extrait de Clifton et al. [2003].

Par ailleurs et de façon indépendante, les deux importants séismes (6.6) de 2000 ont eu des conséquences sur la pression enregistrée dans les puits géothermaux installés sur la presqu'île jusqu'à près de 75 km de l'épicentre. Les variations de pression ont été parfaitement corrélées avec les mécanismes au foyer des événements : une augmentation de la pression du réservoir enregistrée dans les zones de compression et une diminution dans les zones de dilatation [Björnsson et al., 2001]. Ces résultats montrent que dans cette zone active fluides et sismicité sont très intimement liés, une modification de l'état de contrainte entraînant une variation de la perméabilité de l'ensemble.

ii) Limite de plaque précisée

Comme on peut le voir sur la figure 1.22-a, les épicentres des séismes enregistrés en 2005 se répartissent en trois ensembles : 2 segments d'environ 7 km de longueur orientés N60 reliés par un segment plus

long (12 km environ) d'axe EW. La limite de plaque au niveau de la péninsule de Reykjanes apparaît plus complexe qu'un simple segment d'orientation générale N70. Elle serait plutôt constituée de trois segments transformants reliés par des zones de déformation diffuse (figure 1.22-b). Les segments orientés en N60 sont le siège de la majorité des séismes enregistrés (et de magnitude élevée). Ceci conduirait à penser que ces zones sont relativement instables et accommodent une grande partie de la déformation sismique.

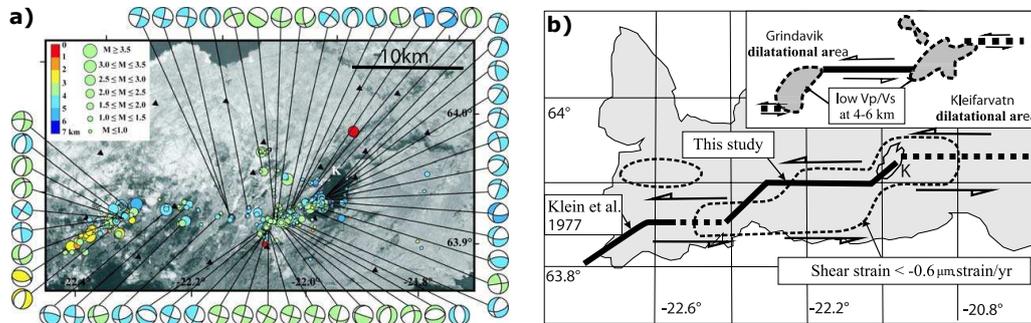


Figure 1.22 : a) Relocalisation des épicentres de 55 événements enregistrés entre le 10 avril et le 30 août 2005. b) Interprétation tectonique de la limite de plaques au niveau des segments centraux de la péninsule de Reykjanes. Extrait de Geoffroy and Dorbath [2008].

iii) Données de tomographie

L'existence d'un modèle régional dans la zone géographique étudiée [Weir et al., 2001] a permis une relocalisation précise des événements sismiques et une tomographie de bonne résolution des six premiers kilomètres de la croûte. Le modèle utilisé est un modèle 1D en ondes P extrapolé aux ondes S en prenant un rapport $\frac{V_P}{V_S}$ de 1,78. Les résultats de tomographie sismique sont présentés sur la figure 1.23. Il ressort de cette figure l'existence d'une zone d'anomalie en P et en S récurrente sur les trois coupes profondeur au sud-ouest du lac de Kleifarvatn. A 2 km de profondeur les vitesses mesurées sont plus importantes que les vitesses 'modèle' caractérisant une croûte superficielle plus rigide. Les coupes à 4 et 6 km montrent clairement que les vitesses des ondes P et S sont à l'inverse ralenties à cet endroit. On note d'ailleurs à 6 km que l'anomalie en ondes P est beaucoup plus importante qu'en ondes S (respectivement 15 et 4 % de ralentissement). Or, en géophysique de réservoir, il est bien connu que lorsqu'un train d'onde traverse une zone riche en gaz, les vitesses des ondes P sont fortement ralenties alors que celles des ondes S restent constantes ou peuvent même augmenter légèrement [Jones and Nur, 1984, Mari et al., 1999].

Ainsi deux hypothèses principales peuvent être mises en avant pour expliquer l'anomalie de tomographie relevée au niveau de Kleifarvatn :

1. La présence en profondeur de fluides aqueux à l'état variable (mélange eau + gaz ou phases supercritiques) : la compressibilité du fluide pourrait alors être fortement modifiée et les vitesses des ondes élastiques particulièrement affectées. Par ailleurs des zones de surpression de fluide pourraient être induites et provoquer de la microsismicité de type trémor [Burlini et al., 2009].
2. Une modification des paramètres de fissuration avec la profondeur dans la croûte islandaise : la densité de fissure et leur géométrie (ouverture notamment) sont des paramètres influençant grandement la vitesse des ondes élastiques en milieu fracturé.

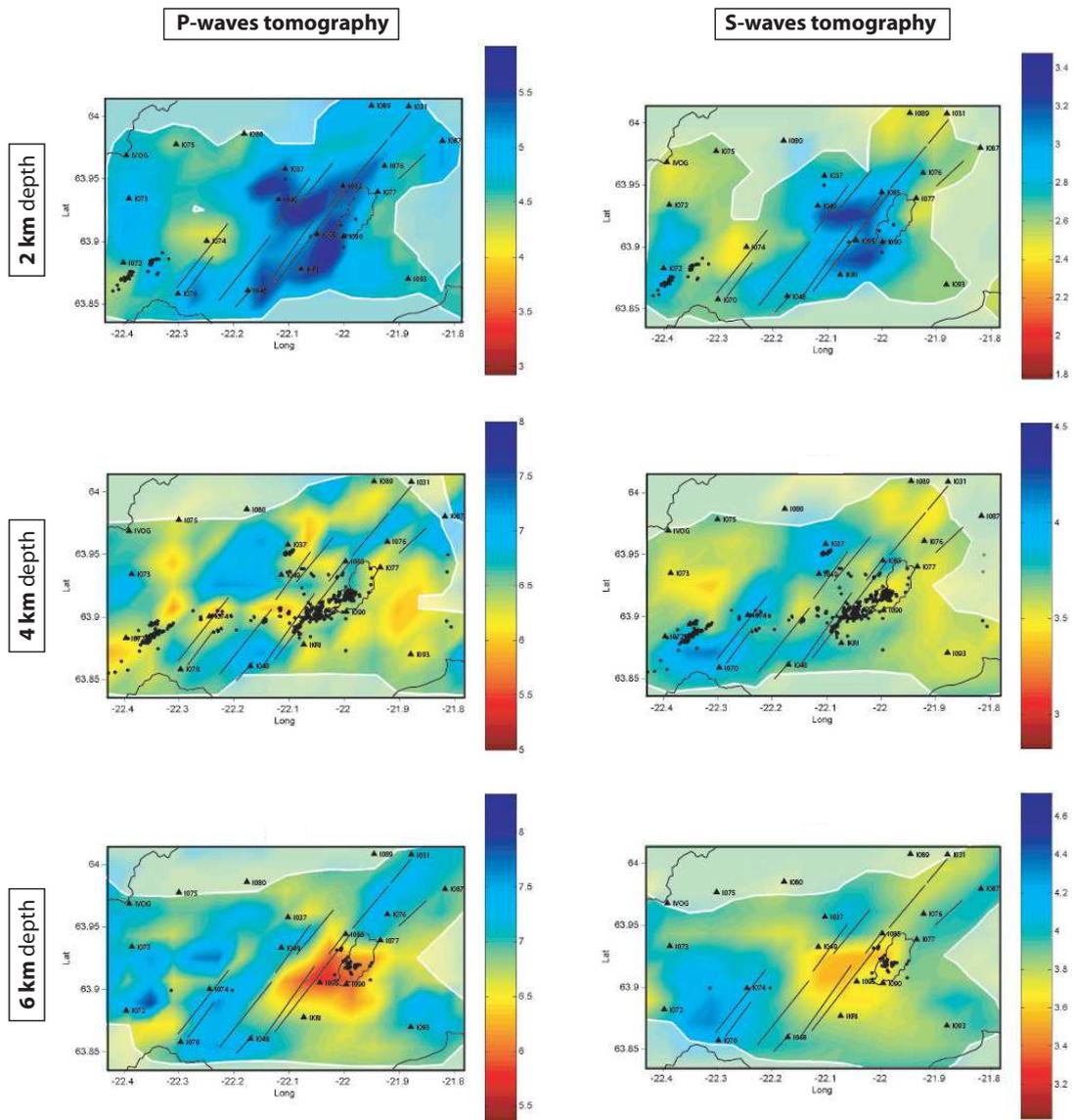


Figure 1.23 : Résultats de tomographie sismique en ondes P (gauche) et S (droite). Le modèle de vitesse est celui extrapolé de [Weir et al., 2001]. Les figures du haut, du milieu et du bas correspondent aux résultats obtenus respectivement aux profondeurs $z = 2$ km, $z = 4$ km et $z = 6$ km. Le contour du lac de Kleifarvatn est dessiné. Traitement de C. Dorbath (EOST).

Il est fortement probable que ces deux hypothèses ne soient pas exclusives. En effet, une modification de la compressibilité du fluide peut entraîner une variation des paramètres de fissuration et inversement. Cependant, on s'intéressera à ces deux hypothèses à la fin de ce chapitre en tentant de coupler les données de tomographie sismique à un modèle de milieu effectif afin d'en déduire d'une part l'évolution des paramètres de fissuration avec la profondeur et d'autre part l'influence de la compressibilité du fluide.

1.4.3 Etude sismologique HYDRORIFT II (2009)

En 2009, une seconde mission de microsismicité a été menée durant 5 mois autour du lac de Kleifarvatn en collaboration avec l'ISOR. Le réseau de stations a été densifié par rapport à la précédente mission et réparti non aléatoirement sur la zone d'étude. La majeure partie des résultats présentés se basent sur ceux obtenus par Aurore Franco, post-doctorante LGRMP-EOST.

i) Implantation du réseau

Au mois de mai 2009, nous avons implanté 32 stations sismologiques sur la péninsule de Reykjanes. Le tableau 1.4 récapitule les trois types de stations mises en place. Les sites d'implantation ont été choisis selon deux objectifs recherchés : (1) une meilleure contrainte des événements sismologiques sous le lac afin d'améliorer la résolution par rapport à la précédente mission de 2005 et (2) une complémentarité avec les données de magnétotellurique acquises par l'ISOR. La carte de la figure 1.24 permet de visualiser la répartition géographique des stations. En rouge sont indiquées les stations *Geostar*, en vert les stations *Reftek* et en bleu les stations *Reftek* associées à des sismomètres large bande.

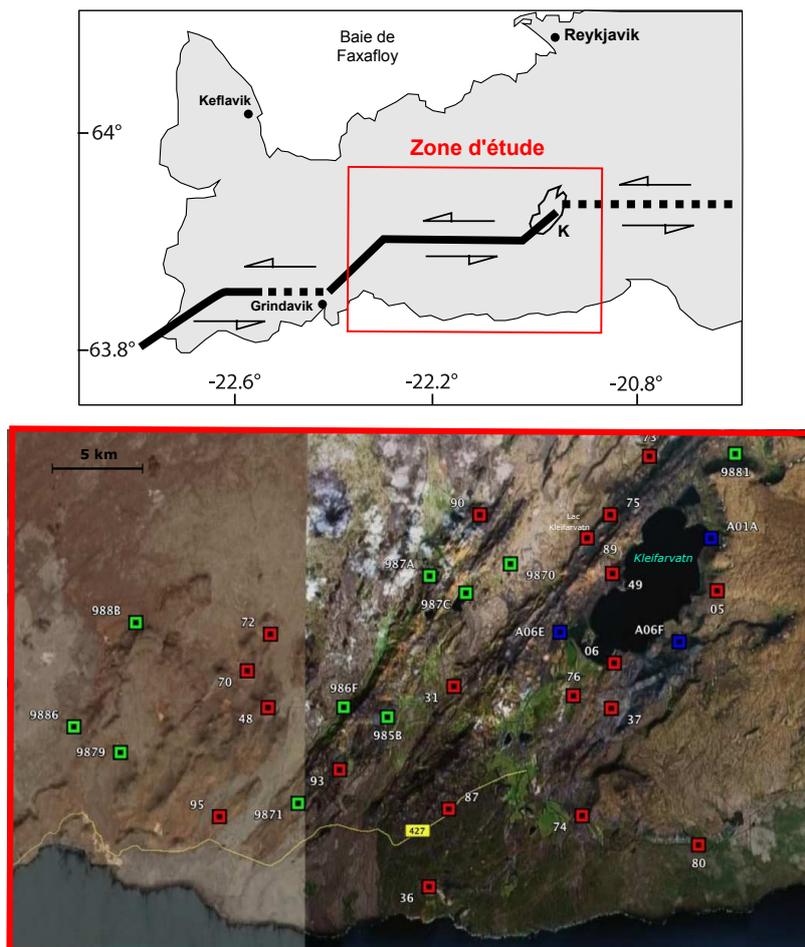


Figure 1.24 : Carte géologique simplifiée de la péninsule de Reykjanes avec localisation des stations sismologiques installées en mai 2009. Les figurés rouges correspondent aux stations *Geostar*, les verts aux stations *Reftek* et les bleus aux stations *Reftek* Large Bande. Image Google Earth[©].

Stations	Sismomètres	Nombres	Composantes	Bandes de fréquence
Geostar	Mark Products	18	3	1 - 50 Hz
Geostar	Mark Products L4	1	1	1 - 50 Hz
Reftek	Lennartz	10	3	1 - 50 Hz
Reftek	CMG40T	3	3	0.025 - 50 Hz

Table 1.4 : Types de stations implantées.

ii) Dénombrement - Localisation

Le premier constat qui a pu être fait de la mission de 2009 est l'abondance des événements sismiques enregistrés. En effet, entre mai et septembre 2009, 6131 séismes ont été détectés par au moins 10 stations. La figure 1.25 présente les histogrammes de répartition des séismes en fonction des jours. Trois crises sismiques ressortent : entre le 29 mai et le 1^{er} juin (rouge), entre le 19 et le 26 juin (bleu) et entre le 1^{er} et le 2 août (vert).

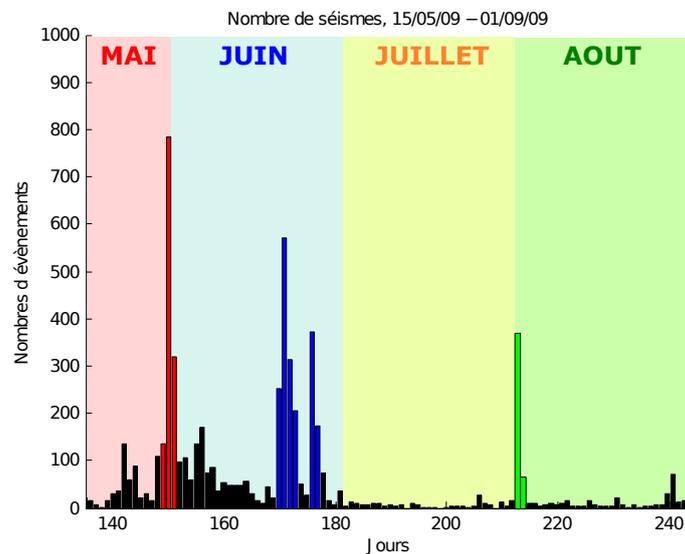


Figure 1.25 : Nombre d'événements sismiques enregistrés au cours de l'étude Hydrorift II. Les trois crises majeures sont indiquées par des couleurs distinctes.

iii) Relation fréquence - magnitude

La relation entre la magnitude et la fréquence d'occurrence des événements est une des thématiques les plus étudiées en sismologie [Bath, 1981]. Cette relation s'exprime généralement sous la forme d'une constante b qui est la pente de la droite $\log_{10}N = a - bM$ où N est le nombre cumulé de séismes de magnitude supérieure ou égale à M [Richter, 1958]. En zone de tectonique active, b est proche de 1 [Frolich and Davis, 1993] alors qu'en contexte volcanique, des valeurs plus élevées sont observées [McNutt, 2005]. L'augmentation du paramètre b s'interprète généralement par une hétérogénéité croissante du matériel crustal [Mogi, 1962].

La figure ci-contre présente la répartition des microséismes enregistrés en 2009 selon leur taille. On constate au premier ordre qu'il s'agit d'une droite dont la pente est égale à 1,45, valeur de b classiquement trouvée en contexte volcanique et hydrothermal. On note également un déficit d'événements sismiques de faible magnitude (écart à la droite).

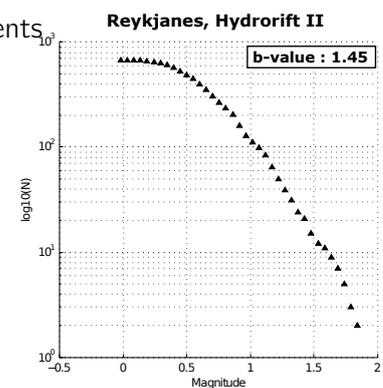


Figure 1.26 : Paramètre b Hydrorift II

Une hétérogénéité croissante de l'encaissant à proximité de la chambre magmatique ou des conduits d'alimentation du magma pourrait être la cause majeure de l'augmentation du paramètre b [Wiemer and McNutt, 1997]. La figure 1.27 présente les résultats obtenus en séparant les événements selon la profondeur : moins de 2 km, entre 2 et 4 km et entre 4 et 6 km. Le paramètre b est le plus fort (2,3)

pour les profondeurs les plus faibles. Cette partie de la croûte islandaise présente probablement la plus grande hétérogénéité de composition : hyaloclastites et empilement de laves notamment. La zone entre 2 et 4 km de profondeur, qui est le siège de la majorité de la sismicité enregistrée, présente une valeur de b nettement plus faible (1,2) semblant indiquer une relative homogénéité de l'encaissant volcanique à ces profondeurs (basalte et gabbros essentiellement). Au delà de 4 km on retrouve un paramètre b moyen de 1,4.

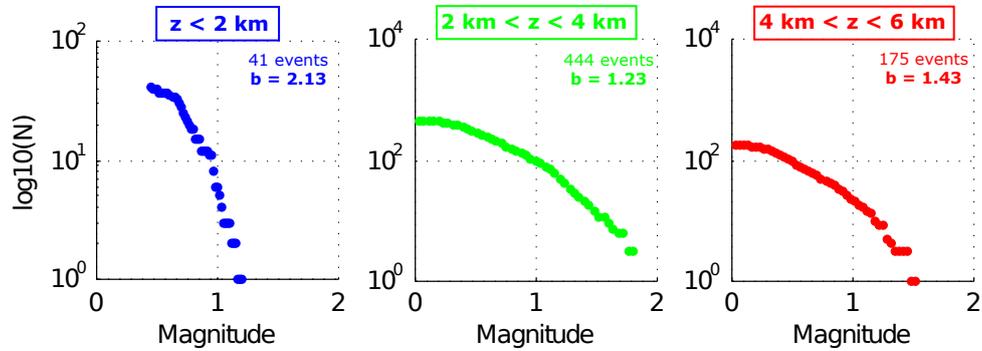


Figure 1.27 : Évolution du paramètre b avec la profondeur - Hydrorift II.

Ces résultats sur la b -value sont cependant à prendre avec beaucoup de parcimonie du fait du faible nombre d'évènements considérés, probablement pas suffisamment représentatifs de l'activité sismique durant la période étudiée.

1.5 Paramètres crustaux de fissuration sous la Péninsule de Reykjanes par inversion des données de tomographie sismique

1.5.1 Principe théorique

Les anomalies de vitesse des ondes sismiques révélées par tomographie sismique ne sont pas toujours très évidentes à interpréter. Pour faire référence à un cas où données de tomographie et paramètres de croûte ont été reliés avec succès, on peut citer le cas du projet EGS de Soultz-sous-Forêts en Alsace (Enhanced Geothermal System, anciennement Hot Dry Rock). Entre 2000 et 2005, plusieurs stimulations hydrauliques ont été réalisées dans trois puits distincts (GPK2, GPK3 et GPK4), l'encaissant étant de nature granitique. Un suivi de la sismicité post-stimulation a été effectué [Charléty et al., 2006, Cuenot et al., 2006, Dorbath et al., 2009, 2010]. Des différences notables entre les puits ont été observées. Par exemple la stimulation de GPK2 a entraîné plus de 700 séismes de magnitude supérieure à 1.0 localisés de façon homogène autour du puits. La stimulation de GPK3 a induit seulement 250 évènements de magnitude supérieure à 1.0 mais avec une proportion importante de gros évènements. Les hypocentres sont localisés clairement selon des structures linéaires. Ainsi, il semblerait que dans le cas de GPK2 la stimulation est réactivée un réseau dense de fissures orientées aléatoirement (fissuration de matrice). Dans le cas de GPK3, l'injection a permis la réactivation de failles majeures entraînant des glissements importants à la suite de la stimulation. Cet exemple montre en quoi il est extrêmement difficile de caractériser un milieu à partir de données sismologiques (ou sismiques), même si ce milieu semble a priori relativement simple en terme de composition et de structure.

Il est clair que de nombreux facteurs variant avec la profondeur influencent la vitesse des ondes P et S. Pour résumer, on peut citer entre autres : la modification de lithologie, la variabilité de la densité du milieu traversé, son degré de fracturation ou encore la présence de fluides (aqueux ou magmatiques) dont la compressibilité peut varier avec la profondeur. Dans cette étude, l'idée est de caractériser deux de ces facteurs (paramètres de fissuration et compressibilité du fluide) en utilisant un modèle de milieu effectif. Les ondes élastiques sont en effet extrêmement sensibles à la présence de fissures dans l'encaissant rocheux. Une étude de ce type a été menée sur un site IODP au niveau de la bordure est de la dorsale Juan de Fuca [Tsuji and Iturrino, 2008]. Les résultats montrent que l'évolution des vitesses des ondes élastiques étaient très bien décrite par des processus de fermeture de fissures. D'une manière analogue à ce qui est tenté ici, Mishra and Zhao [2003] sont parvenus, à l'aide d'un modèle de milieu effectif isotrope [O'Connell and Budiansky, 1974], à remonter aux paramètres de densité de fissures, de porosité et de taux de saturation à partir des données de tomographie sismique acquises à la suite du tremblement de terre de Bhuj (2001). Les auteurs ont montré qu'à la profondeur du foyer du séisme la croûte était très fracturée et riche en fluides ce qui supporterait l'idée d'un tremblement de terre contrôlé par des circulations de fluides. Ceci avait déjà été mis en avant pour le séisme de Kobe en 1995 en utilisant le même modèle théorique [Zhao and Mizuno, 1999].

Le milieu effectif choisi ici est un milieu isotrope à porosité mixte (pores ronds et fissures) saturé en fluide. A l'aide des équations adéquates décrivant le milieu effectif choisi, on calcule les paramètres de fissuration (densité et rapport d'aspect) dérivés des données de vitesses issues de la tomographie sismique (figure 1.28). Le couplage entre milieu effectif et données géophysiques de terrain a déjà fait ses preuves pour la modélisation des fermetures des fissures avec l'augmentation de la pression lithostatique [Tsuji and Iturrino, 2008] et surtout dans la caractérisation hydrodynamique du foyer de quelques séismes majeurs

[Zhao and Mizuno, 1999, Mishra and Zhao, 2003]. L'objectif ici est de contraindre l'état de fissuration de la croûte islandaise sous la péninsule de Reykjanes, zone géologiquement active à l'hydrothermalisme intense.

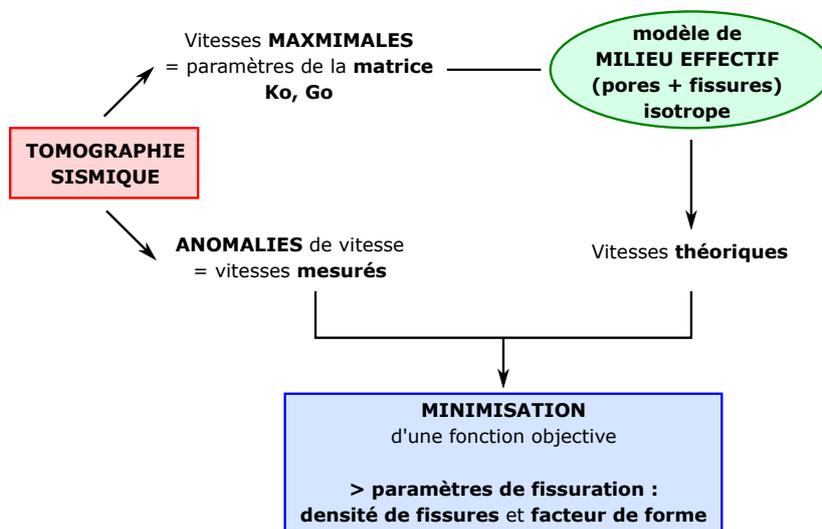


Figure 1.28 : Principe théorique de l'inversion des données de tomographie.

On choisit de s'intéresser à une zone géographique de 34 km de long sur 22 km de large dans laquelle se situe le lac de Kleifarvatn. La tomographie sismique réalisée en 2005 a révélé une anomalie de vitesses ponctuelle au SW du lac (figure 1.23) non visible sur des études de tomographie antérieures à plus grande échelle [Tryggvason et al., 2002]. Cette anomalie est marquée par un ralentissement prononcé des ondes P à 6 km de profondeur associé à un très faible ralentissement des ondes S. L'objectif de l'inversion est de tenter, entre autres, de mettre en évidence une variabilité des paramètres de fissuration aux différentes profondeurs testées (2, 4 et 6 km) et de regarder l'influence de la nature du fluide sur ces paramètres (variabilité du module d'incompressibilité du fluide).

1.5.2 Processus d'inversion

i) Données d'entrée : résultats de tomographie sismique

Afin de calculer les modules élastiques théoriques (K_{th} , G_{th}) à l'aide du modèle de milieu effectif choisi, les paramètres (K_0 , G_0) de la matrice rocheuse non fissurée sont nécessaires. On fait alors l'hypothèse que les roches non fissurées présentent les maxima de vitesses en P et en S [Zhao and Mizuno, 1999]. Ainsi pour chaque profondeur investiguée par tomographie, (K_0 , G_0) varient et sont représentatifs de l'état de la croûte à une profondeur donnée. En pratique, on lisse les données en moyennant les trois valeurs maximales de vitesse pour chaque profondeur. Par ailleurs les données de tomographie nous donnent les vitesses recalculées localement en chaque point du maillage (figure 1.23). Le tableau 1.5 ci-dessous présente les vitesses mesurées au niveau de l'anomalie de Kleifarvatn (SW du lac) :

Profondeur	V_P -mes	Anomalie-P	V_S -mes	Anomalie-S
2 km	5661	+ 20 %	3113	+ 23 %
4 km	6197	- 6 %	3618	- 3 %
6 km	5768	- 15 %	3739	- 4 %

Table 1.5 : Vitesses des ondes P et S issues des données de tomographie de Hydrorift I. Les vitesses sont données en m.s^{-1} . Les colonnes 'anomalies' correspondent aux anomalies par rapport au modèle de vitesse initial de Weir et al. [2001].

Les modules élastiques sont déduits des vitesses à partir des équations suivantes, avec μ la masse volumique prise égale à 2700 kg.m^{-3} .

$$\begin{cases} G = V_S^2 \times \mu \\ K = (V_P^2 \times \mu) - \frac{4}{3} V_S^2 \mu \end{cases} \quad (1.2)$$

ii) Modèle utilisé

Le modèle utilisé est un modèle dilué isotrope dans lequel la porosité est formée de pores sphériques et d'ellipsoïdes aplatis (modélisant les fissures, cf. figure 1.29).

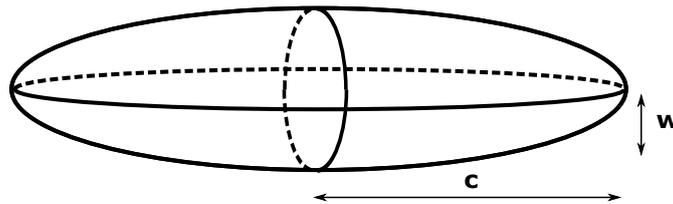


Figure 1.29 : Modélisation des fissures par des cracks sphéroïdaux. c et w sont deux demi-axes de l'ellipsoïde et correspondent respectivement aux paramètres de longueur et d'ouverture.

L'objet de ce chapitre n'étant pas purement théorique, on ne développera pas les différentes équations utilisées dans le calcul des paramètres élastiques théoriques. Elles feront exhaustivement l'objet du chapitre 3 sur les effets de fréquence. Cependant, on peut rappeler la formalisation des paramètres de fissuration, densité de fissure ρ et rapport d'aspect ξ , pour le cas de fissures ellipsoïdales :

$$\rho = \frac{1}{V} \sum_i^n c_i^3 \quad \text{et} \quad \xi = \frac{w}{c} \quad (1.3)$$

Où c et w correspondent respectivement au plus grand et au plus petit des demi-axes de l'ellipsoïde (paramètres de longueur et d'ouverture) et V au volume élémentaire représentatif. La porosité totale Φ n'est fonction que des paramètres de fissuration par la relation suivante :

$$\Phi = \frac{4}{3} \pi \rho \xi \quad (1.4)$$

Nous considérons ici une géométrie de fissures très simple. Il est évident que dans le cas naturel, les fissures ont des géométries beaucoup plus complexes, avec un allongement non linéaire et une surface d'ouverture rugueuse. Kachanov et al. [2010] ont par exemple montré que, dans le cas de fractures "rugueuses" c'est-à-dire présentant des points de contact entre les 2 surfaces, les propriétés élastiques n'étaient plus fonction de la densité de fissures mais plutôt d'un paramètre statistique prenant en compte

le nombre de points de contact entre les fractures.

iii) Effet du fluide

La phase fluide présente dans les pores de la roche affecte notablement la vitesse des ondes élastiques en modifiant la compressibilité générale de l'ensemble. Pour une même matrice de roche, il est généralement connu que les ondes S sont dépendantes principalement des facteurs structuraux (géométrie des pores et fraction de liquide) alors que les ondes P sont davantage sensibles à la compressibilité du fluide [Takei, 2000, 2002]. Afin de prendre en compte l'effet du fluide dans les fissures au cours de nos simulations, on considère trois systèmes roche - fluide différents selon la nature de ce dernier :

- Un système où une phase gazeuse sature la roche, le gaz étant extrêmement plus compressible que la roche (donc $K_f^{gaz} \ll K_0$), on choisit alors $K_f = 2.10^6$ Pa.
- Un système où la roche est saturée par un mélange de compressibilité intermédiaire entre un gaz et un liquide. Il peut s'agir soit d'un système roche + liquide + gaz ou également d'un système roche + phase supercritique. On choisit alors $K_f = 2.108$ Pa.
- Un système 'classique' par rapport à ce qui est réalisable au laboratoire, c'est-à-dire une phase liquide saturant la roche. On choisit dans ce cas $K_f = 2.10^9$ Pa.

Dans le cas de l'eau, la phase supercritique apparaît pour des températures supérieures à 374°C. Au niveau du contexte particulièrement chaud de la péninsule de Reykjanes, cette température est attendue pour des profondeurs voisines de 4000 m (extrapolation des données de puits indiquant une température minimale de 320°C à 3082 m de profondeur, [Fridleifsson and Richter, 2010]). Pour des pressions lithostatiques et des températures plus faibles, l'eau est sous phase liquide en profondeur. C'est pourquoi il semble raisonnable de considérer qu'à 2 km de profondeur, le fluide saturant est un liquide alors qu'à 6 km de profondeur, il s'agirait davantage d'une phase supercritique. À 4 km de profondeur, on se situe probablement à une profondeur de transition où l'état du fluide n'est pas facilement connu.

iv) Optimisation

Afin de comparer les données théoriques issues du modèles aux vitesses mesurées, on construit une fonction objectif J que l'on cherche à optimiser. De façon générale, J peut s'écrire sous la forme suivante :

$$J(d) = \frac{1}{2} \sum \omega_i (d_i^{mes} - d_i^{sim})^2 \quad (1.5)$$

où ω_i sont les coefficients pondérateurs, on les prendra ici en première approximation égaux à 1, d_i^{mes} les paramètres mesurés et d_i^{sim} les paramètres calculés par le modèle. Si on l'applique aux vitesses des ondes élastiques, on a alors :

$$J(V_p, V_s) = \frac{1}{2} [(V_p^{mes} - V_p^{sim})^2 + (V_s^{mes} - V_s^{sim})^2] \quad (1.6)$$

On peut également choisir de caler le modèle en n'exprimant J qu'en fonction de V_p ou de V_s . Dans tous les cas, le principe est le même, il s'agit de chercher la valeur du rapport d'aspect qui correspond au minimum de la fonction objectif J . À partir de cette valeur optimale de rapport d'aspect (ξ_{opt}) on en déduit la densité de fissure optimale ρ_{opt} par l'équation 1.4 sous réserve de connaître la porosité de fissures.

v) Démarche suivie

Le principe de cette étude est basé sur un problème inverse. À partir de la donnée des vitesses des ondes élastiques dans la croûte islandaise, on cherche à retrouver certains paramètres mécaniques de celles-ci. Or il serait totalement irréaliste de penser que seuls les quelques paramètres pris en compte dans le modèle n'interviennent dans la vitesse de propagation des ondes. C'est pourquoi nous avons choisi de procéder en plusieurs étapes de façon à contraindre au mieux notre système.

La première étape a été de connaître la sensibilité de notre modèle à chacun des types de vitesses disponible. Nous avons donc calé le modèle en optimisant une fonction objectif d'abord dépendante que de V_P puis ensuite dépendante que de V_S . La seconde étape a été de prendre les paramètres de porosité et de nature de fluide optimaux dans chacun des cas de calage pour procéder à l'inversion en utilisant une optimisation conjointe de J en V_P et en V_S . Enfin, afin de voir la sensibilité du modèle au fluide, nous avons choisi de nous intéresser qu'à la zone anomalique de Kleifarvatn et de regarder l'évolution de ξ et de ρ avec Kf pour chaque profondeur.

vi) Taille du Volume Élémentaire Représentatif considéré et critique du modèle

L'utilisation d'un modèle de milieu effectif repose sur l'existence d'un volume élémentaire représentatif (VER), volume suffisamment grand pour pouvoir définir des propriétés homogènes et représentatives du milieu étudié. Dans le cas de l'inversion des données tomographiques, la taille du VER est limité par la résolution de la tomographie. La résolution en horizontale de la grille de vitesse obtenue est de l'ordre du km (taille de la maille). La taille des fissures du modèle effectif seront donc limitées par la taille du VER choisi. En prenant un rapport de $\frac{1}{100}$ entre le VER et les fissures, celles-ci ne pourront dépasser 10 m de longueur.

1.5.3 Résultats et interprétations

i) Calage des paramètres de porosité et de fluide

Afin d'approcher la sensibilité des différents paramètres du modèle aux données réelles, nous avons choisi d'effectuer les inversions en optimisant la fonction objectif soit avec les données en P soit avec les données en S. Pour cela nous avons testé différents cas :

- Variabilité de la *porosité totale* Φ en maintenant la porosité de fissures constante à 1 %. On choisit comme valeurs tests de Φ : 1, 2, 5 et 8 %.
- Effet du *fluide* : trois cas testés correspondant à un milieu saturé en gaz, en fluide supercritique et en liquide.

Au vu des différents paramètres, 12 simulations ont donc été effectuées à chaque profondeur et pour chaque type de vitesse, soit en tout 72 simulations. La figure 1.30 présente 4 exemples de simulations.

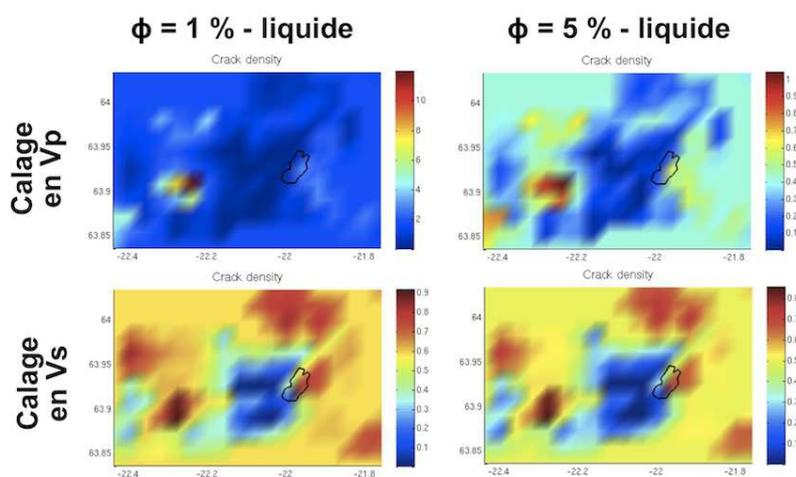


Figure 1.30 : Exemple de simulations effectuées soit en P (graphes du haut) soit en S (graphes du bas) à la profondeur de 2 km.

On constate que la densité de fissures est un paramètre principalement sensible à la vitesse des ondes P. En effet, si on regarde la simulation effectuée à 2 km avec 1 % de porosité et du liquide en fluide, on atteint des maxima de densité de fissures aberrants voisins de 10. À la même profondeur et avec le même fluide, une porosité totale de 5 % conduit à des valeurs de densité de fissures beaucoup plus raisonnables, comprises entre 0 et 1. Dès que le fluide saturant n'est plus du liquide, la variabilité de la densité de fissure est plus faible lors du calage en P. Il semblerait donc que la vitesse des ondes P soit un paramètre de contrainte fort pour le modèle.

Le calage avec seulement la vitesse des ondes S montre moins d'hétérogénéité qu'avec les ondes P. Les gammes de densité de fissures obtenues restent globalement les mêmes sans atteindre de valeurs aberrantes, à 2 km comme à 6 km de profondeur. L'augmentation de porosité totale tend à augmenter les densités de fissures mais dans une moindre mesure qu'avec le calage en P. La substitution du liquide par une phase supercritique ou un gaz tend à diminuer la densité de fissure (diminution des gammes de densité importante entre liquide et supercritique, moins marquée entre supercritique et gaz).

ii) Résultats 2D de l'inversion en P et S

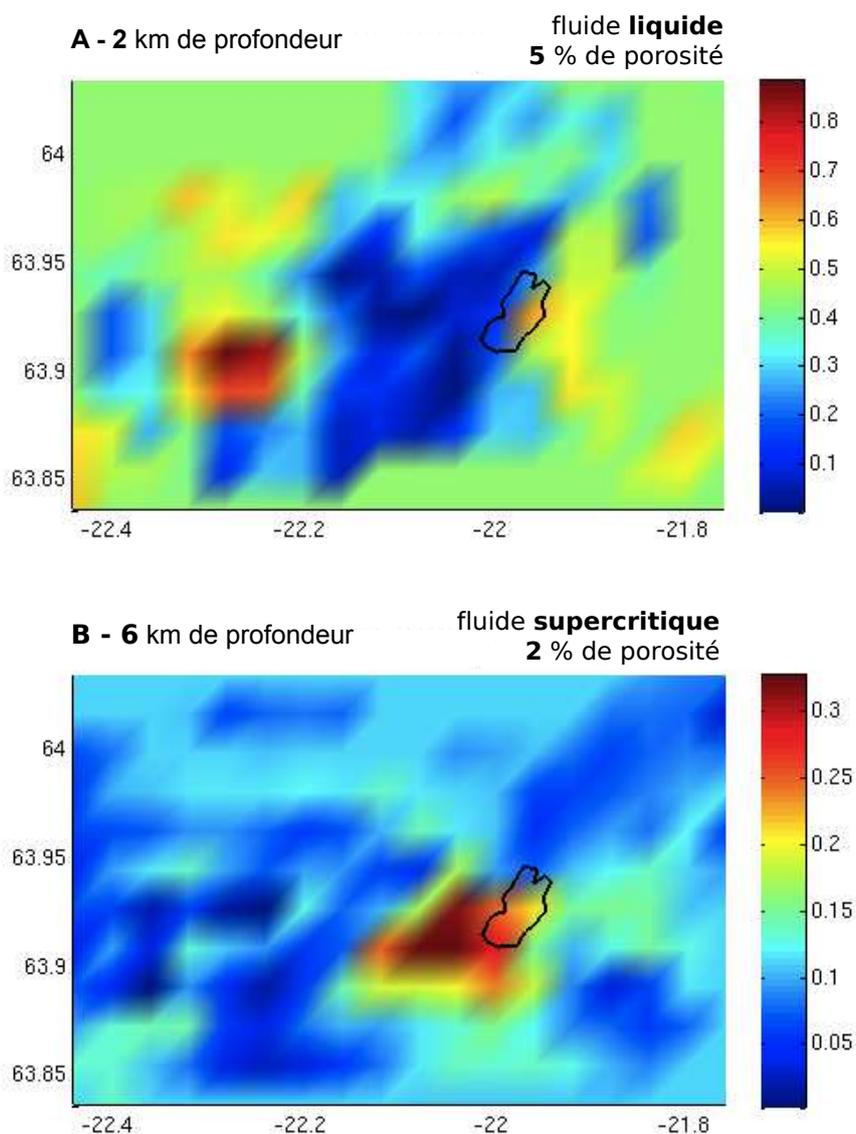


Figure 1.31 : Carte des densités de fissures. A - 2 km de profondeur, la porosité totale est fixée à 5 % et le fluide saturant est de l'eau liquide. B - 6 km de profondeur, la porosité totale est fixée à 2 % et le fluide saturant est supercritique.

La figure 1.31 présente les résultats de l'inversion conjointe en P et S à 2 et 6 km de profondeur. Les simulations effectuées soit en utilisant que la vitesse des ondes P soit que la vitesse des ondes S a permis de mettre en évidence les paramètres optimaux pour chaque profondeur. C'est pourquoi nous avons choisi d'effectuer la modélisation conjointe - optimisation de $J(V_p, V_s)$ - en prenant les paramètres suivant :

- À 2 km de profondeur, le milieu est saturé d'eau liquide et la porosité totale fixée à 5 % (soit 1 % de fissures et 4 % de pores ronds)
- À 6 km de profondeur, le milieu est saturé par une phase supercritique, la porosité totale est fixée à 2 % avec toujours 1 % de fissures.

À 2 km de profondeur, deux régions sont facilement discernables, une zone centrale et une zone périphérique. La région centrale est caractérisée par une faible densité de fissures (inférieure à 0.2) alors

que la région périphérique est marquée par des valeurs de densité de fissures élevées (supérieures à 0.4). Ces valeurs conduisent à penser que cette zone est fissurée de façon importante et qu'elle constitue vraisemblablement une zone de drainage important depuis le réseau de fractures ouvertes de la surface vers la profondeur. L'existence d'une zone centrale relativement large à faible densité de fissures semble difficile à expliquer d'autant qu'il s'agit de la région présentant les plus importantes fractures en surface [Clifton et al., 2003, Geoffroy and Dorbath, 2008]. Deux hypothèses peuvent alors être émises. Tout d'abord cette région possède un réseau de fractures principales très dense (certaines visibles en surface). Or dans notre modélisation, le VER choisi limite la taille des fissures "vues" par le modèle (maximum 10 m de longueur). Il est donc possible que les résultats de la simulation minimise grandement la densité de fissures dans cette zone en ne considérant que les fissures de moyenne taille. Une seconde piste de compréhension serait de considérer le fait que cette région est une zone de drainage très intense. Dans ce cas l'hypothèse de base du modèle considérant un milieu totalement saturé en fluide devient fautive et les résultats de l'inversion pourraient alors être non cohérents avec la réalité.

À 6 km de profondeur, deux zones sont également discernables et corrélées avec les données brutes de tomographie : l'anomalie de Kleifarvatn et une zone périphérique. Cette dernière présente des densité de fissures très faibles (inférieures à 0.1). On peut émettre deux hypothèses sur cette réduction importante de la densité de fissure par rapport à l'état à 2 km. Tout d'abord, la fermeture des fissures peut être due à l'augmentation de pression lié à l'enfouissement (effet lithostatique). Il pourrait également s'agir d'une fermeture des fissures par comblement de celle-ci. En effet, on est ici en contexte hydrothermal puissant avec un gradient géothermique pouvant dépasser les 100°C/km [Fridleifsson and Elders, 2005]. Des fluides chauds et corrosifs circulent dans la croûte islandaise et interagissent avec, conduisant à la précipitation de phases minérales secondaires. Ces phases comblent alors petit à petit le réseau de fissures. Au niveau de l'anomalie de Kleifarvatn, la densité de fissures est supérieure à 0.3, soit légèrement plus importante que ce qui ressortait à 2 km de profondeur. Une cause d'augmentation de la densité de fissures pourrait être l'hydrofracturation. En effet, à cet endroit, il est possible qu'un réservoir de fluide supercritique existe [Geoffroy and Dorbath, 2008]. La présence massive de fluide associée à un environnement confiné du fait de la profondeur pourrait conduire à des phénomènes de fissuration induite par circulation de fluide dans la croûte.

iii) Effet du fluide au niveau de l'anomalie de Kleifarvatn

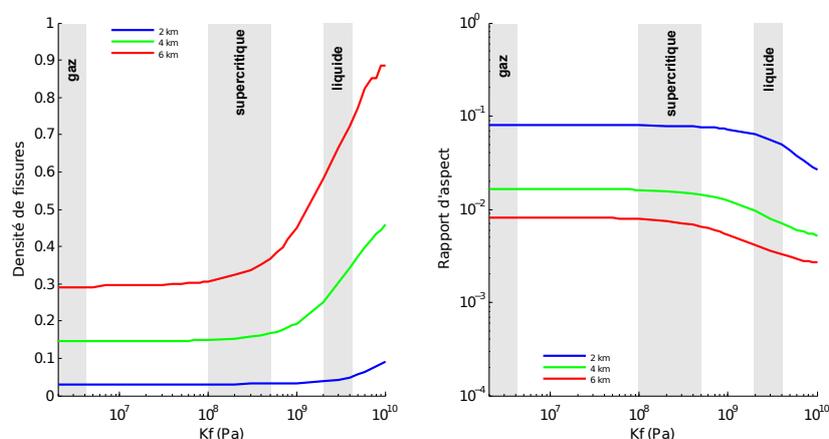


Figure 1.32 : Sensibilité des paramètres de fissuration à la compressibilité du fluide au niveau de l'anomalie de Kleifarvatn. Les porosités de fissures et totale ont été respectivement fixées à 1 et 2 %. Les courbes colorées correspondent aux 3 profondeurs d'investigation.

La figure 1.32 présente les résultats de l'inversion obtenus pour la zone présentant des anomalies de vitesse marquées (SW du lac). Les paramètres de fissuration ρ et ξ sont représentés en fonction du module d'incompressibilité du fluide. Les courbes colorées correspondent aux 3 profondeurs d'étude (2, 4 et 6 km). On constate tout d'abord qu'indépendamment de la nature du fluide saturant, la densité de fissures augmente avec la profondeur au niveau de l'anomalie, généralisation de ce qui a été vu dans le paragraphe précédent. Dans le même temps, le rapport d'aspect diminue d'un ordre de grandeur entre 2 et 6 km de profondeur. La nature du fluide semble davantage jouer sur la densité de fissure que sur le rapport d'aspect. Cette sensibilité est d'autant plus importante que le fluide possède un module d'incompressibilité compris entre $2 \cdot 10^8$ et $5 \cdot 10^9$ Pa, soit les gammes attendues pour un fluide supercritique ou pour un liquide. On constate en effet une rupture de pente à partir d'une valeur seuil de K_f , la densité de fissure augmentant fortement avec ce paramètre. La rupture de pente est la plus marquée à 6 km de profondeur, profondeur à laquelle le rapport d'aspect est le plus petit. Il semblerait donc que plus les fissures sont aplaties, plus elles sont sensibles à la nature du fluide présent à l'intérieur. Une faible variation de K_f induit une importante variation de la densité de fissures.

1.6 Bilan de l'approche grande échelle

L'étude grande échelle a permis de poser les grandes problématiques inhérentes à l'étude des propriétés élastiques des roches basaltiques en contexte hydrothermal. Nous avons montré en quoi l'Islande était un laboratoire naturel privilégié pour étudier le lien entre basalte, sismicité et circulations de fluide.

Une piste intéressante à suivre serait celle de la caractérisation fréquentielle de la microsismicité dans la région de Kleifarvatn. En effet, ces signaux microsismiques sont porteurs d'une information qui caractérise le milieu, c'est-à-dire les roches composant la croûte mais également les fluides qui percolent dedans. L'approche du contenu fréquentiel permettrait de discriminer les différentes composantes de ce milieu, l'espoir étant de pouvoir réussir à suivre un fluide à l'intérieur d'un encaissant uniquement par écoute passive du bruit sismique. Il s'agit d'une des problématiques majeures en sismologie actuellement, en contexte volcanique hydrothermal bien sûr mais également dans le suivi et la localisation des réservoirs d'hydrocarbures [Steiner et al., 2008] ou de CO₂ [Verdon et al., 2010, Zhou et al., 2010].

Malgré des hypothèses relativement fortes dans le modèle utilisé, nos données d'inversion apportent un certain éclairage sur les propriétés de la croûte islandaise. En effet les anomalies de tomographie sismique révélées au droit du lac de Kleifarvatn à 6 km de profondeur semblent être corrélées à une augmentation de la densité de fissure en profondeur. Or à cet endroit, les ondes P sont fortement ralenties alors que la vitesse des ondes S reste quasi-constante. Il pourrait donc s'agir d'un réservoir relativement profond de fluides aqueux, à l'état supercritique, qui induirait des surpressions locales et de la fracturation hydraulique génératrice de fissures.

Les deux chapitres suivants se focalisent sur une échelle basaltique plus petite, celle de l'échantillon : d'un point de vue macroscopique avec l'étude de la déformation du basalte sous contrainte triaxiale et pression de fluide et d'un point de vue microscopique avec l'étude de la dispersion des modules élastiques du basalte avec la fréquence de sollicitation par mécanisme de *squirt-flow*.

CHAPITRE 2

Étude expérimentale de la déformation du basalte

Résumé

L'application d'une contrainte sur une roche conduit à sa déformation. Au laboratoire, on peut étudier différents modes de déformation en contrôlant et mesurant certains paramètres. Après avoir rappelé quelques généralités sur la déformation dans les roches, ce chapitre présente le dispositif expérimental original existant au laboratoire de géologie de l'ENS. Celui-ci a été spécialement conçu pour les mesures de vitesse et pour l'écoute des émissions acoustiques, qui sont au laboratoire ce que les évènements sismiques sont au terrain. La roche d'étude est un basalte provenant de la péninsule de Reykjanes. Trois conditions de rupture ont été testées sur ce basalte : à bas confinement sous pression de fluide constante, à haut confinement sous pression de fluide constante et à haut confinement avec augmentation de la pression de fluide.

A bas confinement (5 MPa de pression effective), un plan de cisaillement oblique se développe avec un angle d'environ 45° . La localisation à petite échelle des émissions acoustiques est en très bon accord avec la localisation macroscopique du plan de rupture. A haut confinement (75 MPa de pression effective) la rupture est atteinte selon un mode complètement différent. En effet la déformation se localise dans la partie centrale de l'échantillon sous la forme de plusieurs plans à faible pendage entrecroisés dans lesquels les grains ont été broyés. L'étude des mécanismes au foyer des émissions acoustiques révèle l'existence de deux types d'évènements dans les zones de déformation localisées : des évènements en cisaillement associés à des évènements en compaction pure. Enfin, l'expérience de fracturation par augmentation de pression de pore a été menée dans les conditions suivantes : pression de confinement de 80 MPa, contrainte déviatorique équivalente à celle induisant la rupture cisailante à bas confinement et pression de pore augmentée de 5 à 75 MPa. La rupture macroscopique s'est produite selon un plan de cisaillement oblique (45°) identique à celui obtenu à bas confinement.

L'étude des différents modes de déformation se fait grâce au suivi de différents paramètres : la déformation volumique, les vitesses des ondes élastiques et les émissions acoustiques. Une caractérisation post-mortem des échantillons par imagerie scanner participe également à l'étude de la déformation du basalte de Reykjanes.

2.1 Généralités théoriques

2.1.1 Théories de l'élasticité et de la poroélasticité

i) Déformation induite par une contrainte

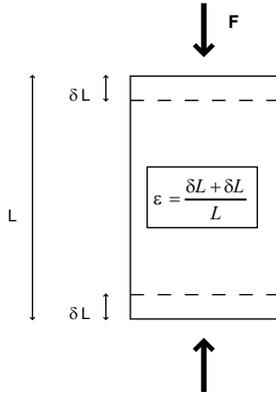


Figure 2.1 : Loi de Hooke

Intuitivement, il semble évident de relier l'application d'une contrainte sur un solide avec la déformation qu'elle entraîne. Expérimentalement et dès 1675, Hooke a montré qu'il existait une relation linéaire entre la force F appliquée sur les extrémités d'un échantillon et sa déformation ϵ (figure ci-contre) [Hooke, 1678]. Ce cas uniaxial a été par la suite généralisé et appliqué à la notion de contrainte (introduction de la dimension surfacique). Ainsi, dans un milieu élastique homogène et pour des déformations infinitésimales, les tenseurs de contrainte σ_{ij} et de déformation ϵ_{ij} sont reliés par la loi de Hooke généralisée :

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl}\epsilon_{kl} \quad (2.1)$$

Où C_{ijkl} est le tenseur d'ordre 4 de rigidité des modules élastiques. Afin d'alléger l'écriture, on utilise la notation de Voigt permettant de remplacer les indices ij par un indice unique n . Le tableau suivant présente les correspondances d'indices :

ij	11	22	33	23	13	12
n	1	2	3	4	5	6

Notons que la loi de Hooke peut également s'écrire sous la forme $\epsilon_{ij} = S_{ijkl}\sigma_{kl}$ où S est appelé tenseur de souplesse (ou de flexibilité) et est relié au tenseur de rigidité par $S = C^{-1}$. Dans ce paragraphe, nous présenterons les différentes relations en fonction des symétries choisies. Le tenseur C_{ijkl} étant symétrique, il est caractérisé dans le cas général par 21 composantes indépendantes et peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} & C_{16} \\ & C_{22} & C_{23} & C_{24} & C_{25} & C_{26} \\ & & C_{33} & C_{34} & C_{35} & C_{36} \\ & & & C_{44} & C_{45} & C_{46} \\ & & & & C_{55} & C_{56} \\ & & & & & C_{66} \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Selon la symétrie du milieu considéré, le tenseur C_{nm} peut être simplifié. Nous nous pencherons sur le cas du milieu isotrope transverse et surtout sur celui du milieu isotrope.

1. Cas d'un milieu **isotrope transverse**

Un tel milieu est caractérisé par une symétrie de révolution autour d'un axe. Dans ce cas, seuls cinq paramètres élastiques indépendants sont nécessaires pour caractériser le tenseur de rigidité. On a alors les relations suivantes : $C_{11} = C_{22}$, $C_{13} = C_{23}$, $C_{44} = C_{55}$ et $C_{12} = C_{11} - 2C_{66}$. Le tenseur de rigidité s'écrit alors :

$$\begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

2. Cas d'un milieu **isotrope**

Un milieu isotrope est un milieu dans lequel les propriétés physiques sont les mêmes dans toutes les directions de l'espace. Le tenseur de rigidité est alors simplifié par les relations suivantes : $C_{11} = C_{22} = C_{33}$, $C_{44} = C_{55} = C_{66}$ et $C_{12} = C_{23} = C_{13}$. Il peut s'écrire avec seulement deux modules élastiques indépendants parmi les quatre suivants : K (module d'incompressibilité), G (module de cisaillement), E (module de Young) et ν (coefficient de Poisson). Leurs définitions dans le cas isotrope sont données dans le tableau 2.1. La signification physique des modules de Young et de Poisson peut être approchée par l'exemple du barreau. Si une contrainte σ_{xx} est appliquée à un barreau, on observe un rétrécissement dans la direction y correspondant à une déformation égale à $-\frac{\nu\sigma_{xx}}{E}$. Les couples (K, G) et (E, ν) sont reliés entre eux par les relations suivantes :

$$\left(K = \frac{E}{3(1-2\nu)} ; G = \frac{E}{2(1+\nu)} \right) \iff \left(E = \frac{9KG}{3K+G} ; \nu = \frac{3K-2G}{2(3K+G)} \right) \quad (2.4)$$

K	G	E	ν
$-\nu \frac{\delta P}{\delta V}$	$\frac{\sigma_{xy}}{2\epsilon_{xy}}$	$\frac{\sigma_{zz}}{\epsilon_{zz}}$	$-\frac{\epsilon_{xx}}{\epsilon_{zz}}$

Table 2.1 : Définition des modules élastiques pour un milieu isotrope [Guéguen and Palciauskas, 1992].

En choisissant d'exprimer le tenseur de rigidité en fonction du module d'incompressibilité K et du module de cisaillement G , il devient :

$$\begin{pmatrix} K + \frac{4}{3}G & K - \frac{2}{3}G & K - \frac{2}{3}G & 0 & 0 & 0 \\ K - \frac{2}{3}G & K + \frac{4}{3}G & K - \frac{2}{3}G & 0 & 0 & 0 \\ K - \frac{2}{3}G & K - \frac{2}{3}G & K + \frac{4}{3}G & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & G & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & G & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & G \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

ii) Déformation induite par la température

De façon analogue à la contrainte, la température joue un rôle important dans la déformation élastique des roches. En effet un solide soumis à un réchauffement subit une dilatation volumique. Dans le cas d'un matériau isotrope, la déformation ϵ est simplement fonction du coefficient de dilatation linéaire α et de la variation de température ΔT :

$$\epsilon = \frac{\Delta L}{L_0} = \alpha \Delta T \quad (2.6)$$

Où ΔL est la variation de longueur et L_0 la longueur initiale de l'objet déformé, exprimées en mètres. Pour les roches, le coefficient de dilatation thermique est de l'ordre de $10^{-6} K^{-1}$.

iii) Effet de fluide : théorie de la poroélasticité

Dès lors qu'un fluide est présent dans la microstructure de la roche, il a des influences sur le comportement mécanique de celle-ci, on rentre alors dans le domaine de la poroélasticité. La notion de pression effective y tient une place centrale. En notant P la pression la pression appliquée à la roche et P_p celle du fluide, la pression effective P_{eff} est définie par la relation linéaire suivante :

$$P_{eff} = P - bP_p \quad \text{avec } b = 1 - \frac{K}{K_S} \quad (2.7)$$

où b est le module de Biot, K_S le module d'incompressibilité du solide sans pore et K le module d'incompressibilité du squelette (roches avec pores). En poroélasticité, on considère deux comportements distincts (souvent reliés de façon abusive à un état de sollicitation fréquentielle différent, cf. chapitre 3) :

1. le cas *drainé* : la pression de fluide est constante dans la roche. L'entrée et la sortie du fluide sont libres. Dans le cadre de la théorie de la poroélasticité, les modules drainés correspondent aux modules secs de la roche.
2. le cas *non-drainé* : la masse de fluide dans la roche est constante, mais la pression de pore varie et n'est pas forcément la même partout.

2.1.2 Propagation des ondes élastiques

Considérons la propagation d'une onde élastique selon la direction u dans un milieu élastique homogène. L'équation de sa propagation s'écrit selon la relation suivante :

$$\Gamma_{ik} u_k = \rho V^2 u_i \quad (2.8)$$

Où (u_k, u_i) sont les composantes déplacement, V la vitesse de phase et Γ_{ik} la matrice symétrique de Christoffel qui s'exprime en fonction du tenseur de rigidité par :

$$\Gamma_{ik} = C_{ijkl} n_j n_l \quad (2.9)$$

En notant δ_{ik} le symbole de Kronecker défini tel que

$$\delta_{ik} = \begin{cases} 1 & \text{si } i = j \\ 0 & \text{si } i \neq j \end{cases} \quad (2.10)$$

la résolution de l'équation $\|\Gamma_{ik} - \rho V^2 \delta_{ik} = 0\|$, appelée équation de Christoffel, conduit à trois valeurs propres réelles et positives correspondant aux vitesses de propagation de trois ondes. Les vecteurs propres correspondant donnent la polarisation des ondes. Selon la géométrie du milieu, l'expression des vitesses est simplifiée.

1. Cas d'un milieu **isotrope transverse**

Dans ce cas, les trois vecteurs propres caractérisent les trois ondes suivantes : l'onde P, polarisée suivant u et les deux ondes S, polarisées perpendiculairement à u . On distingue l'onde SH, polarisée parallèlement au plan d'isotropie et l'onde SV polarisée perpendiculairement à l'onde SH. Les vitesses de ces ondes s'expriment en fonction des coefficients élastiques et de l'angle θ entre la direction de propagation et l'axe de révolution du milieu [Love, 1927] :

$$V_P^2 = \frac{1}{2\rho} \left(C_{11}\sin^2\theta + C_{33}\cos^2\theta + C_{44} + \left[\{(C_{11} - C_{44})\sin^2\theta - (C_{33} - C_{44})\cos^2\theta\}^2 + (C_{33} + C_{44})^2\sin^2 2\theta \right] \right) \quad (2.11)$$

$$V_{SV}^2 = \frac{1}{2\rho} \left(C_{11}\sin^2\theta + C_{33}\cos^2\theta + C_{44} - \left[\{(C_{11} - C_{44})\sin^2\theta - (C_{33} - C_{44})\cos^2\theta\}^2 + (C_{33} + C_{44})^2\sin^2 2\theta \right] \right) \quad (2.12)$$

$$V_{SH}^2 = \frac{1}{2\rho} (C_{66}\sin^2\theta + C_{44}\cos^2\theta) \quad (2.13)$$

2. Cas d'un milieu **isotrope**

Dans le cas d'un milieu isotrope, la résolution de l'équation de Christoffel conduit à une valeur propre caractérisant l'onde P, polarisée suivant u et deux valeurs propres dégénérées correspondant à l'onde S, polarisée perpendiculairement à la direction de propagation. Les vitesses s'expriment alors :

$$V_P = \sqrt{\frac{(K + \frac{4}{3}G)}{\rho}} \quad (2.14)$$

$$V_S = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \quad (2.15)$$

La propagation des ondes élastiques dans un milieu rocheux est un outil couramment utilisé en géophysique et ce à différentes échelles. À l'échelle du globe, elle permet de caractériser les différentes interfaces à l'intérieur de la Terre et les variabilités latérales par tomographie sismique. À l'échelle de la croûte, la localisation des tremblements de terre ainsi que les mécanismes au foyer sont déduits des différentes arrivées des ondes sismiques aux stations. À l'échelle du bassin, la propagation des ondes sismiques permet de visualiser et de suivre l'évolution des différents réservoirs (sismique 4D couramment utilisée en géophysique pétrolière notamment). Enfin, à l'échelle du laboratoire, les vitesses des ondes apportent des informations précieuses sur la structure interne des échantillons, notamment leur degré de fissuration. La présence de fluide dans la roche influence considérablement la vitesse des ondes en modifiant la rigidité de l'ensemble. Ainsi, dans un milieu saturé en eau les ondes P sont accélérées, ce qui à grande échelle, modifie de façon importante les propriétés acoustiques du milieu, comme par exemple dans le cas de la croûte océanique [Thompson, 1991, Tsuji and Iturrino, 2008].

Le rapport $\frac{V_P}{V_S}$ est intéressant du point de vue lithologique car il ne dépend que de ν dans le cas

isotrope (équation 2.16). Ce coefficient est une quantité sans dimension qui varie entre 0 et 0,5. Le cas $\nu \rightarrow 0,5$ est le cas limite d'un fluide où le module de cisaillement et le module de Young sont nuls [Guéguen and Palciauskas, 1992]. Les modules calculés à partir des vitesses des ondes élastiques sont des modules dits dynamiques (liés au mouvement de la matière) qui peuvent être différents des modules statiques.

$$\nu = \frac{\frac{1}{2} \times \left(\frac{V_P}{V_S} \right)^2 - 1}{\frac{V_P^2}{V_S^2} - 1} \quad (2.16)$$

2.1.3 Limites à l'élasticité

La déformation élastique n'intervient que pour de faibles sollicitations (de contrainte ou de température). À partir d'un certain seuil critique de sollicitation, la déformation devient irréversible et différents modes de déformation apparaissent.

i) Cas d'un chargement isotrope

Quand la contrainte appliquée à la roche est la même dans toutes les directions de l'espace, on parle de chargement isotrope (équivalent à la pression lithostatique régnant à l'intérieur de la croûte terrestre). On observe alors une déformation homogène des échantillons avec une réduction de la porosité. Pour une sollicitation en contrainte faible, la déformation est élastique, si la contrainte est relâchée toute la déformation disparaît. Dans certains matériaux très poreux, comme les grès ou les bétons, on peut atteindre expérimentalement le régime de compaction cataclastique correspondant à l'effondrement de la porosité sous fort confinement [Baud et al., 2000, 2004, Fortin et al., 2006, 2009], processus irréversible.

Dans le cas isotrope, on peut également inclure la déformation induite par augmentation de température. Nous avons déjà vu qu'un incrément thermique faible provoquait une dilatation thermique des roches. La température, si elle est augmentée brutalement peut également induire de la fissuration, répartie de façon isotrope dans la roche, on parle alors de thermofissuration (ou le terme anglais de thermocracking). L'incrément crée en effet une anisotropie des contraintes dans le réseau polycristallin du fait de l'expansion thermique différentielle de minéraux adjacents ou de l'expansion anisotrope d'une phase minérale telle que le quartz [Jones et al., 1997]. Des contraintes locales sont suffisantes pour initier la croissance d'un crack. Au laboratoire, la microfracturation thermique est souvent induite artificiellement, en soumettant des échantillons de roche à une chauffe. Cette technique permet de créer un état de fissuration de référence dans des roches volcaniques d'origines géodynamiques différentes et ainsi de les normaliser avant d'étudier leur résistance à la compression ou l'évolution de la perméabilité au cours de la charge.

ii) Cas d'un chargement déviatorique

Dès lors qu'une roche est placée sous chargement déviatorique, avec une contrainte plus forte appliquée selon un des axes, la déformation peut ne plus être homogène et se localiser. L'exemple le plus évident de l'effet d'un chargement déviatorique est celui de l'essai uniaxial : un échantillon est placé sous un piston, la force d'application du piston est augmentée, entraînant d'abord une déformation élastique puis une localisation de la déformation sous forme de fractures macroscopiques (photo de gauche de la figure 2.2).

L'augmentation de la contrainte déviatorique au-delà d'un certain seuil entraîne donc une déformation inélastique de la roche. On distingue alors classiquement 2 modes de déformation : le régime fragile

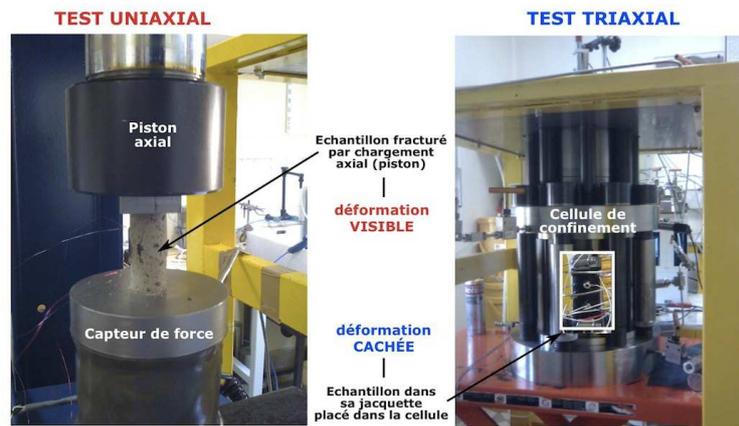


Figure 2.2 : Comparaison de l'observation de la déformation au cours de tests uniaxiaux et triaxiaux.

caractérisé par une localisation de la déformation sous forme de fractures et le régime ductile caractérisé par des phénomènes de déformation plastique. Un troisième mode intermédiaire peut être également envisagé, celui du régime semi-fragile dans lequel des mécanismes fragiles et ductiles sont observés [Evans et al., 1990, Evans and Kohlstedt, 1995]. Ces différents régimes correspondent à des champs de contrainte bien définis caractérisant l'enveloppe de rupture du matériau.

Les conditions du laboratoire permettent parfois de caractériser toute l'enveloppe de rupture d'une roche, c'est le cas pour certains grès ou calcaires notamment. Prenons l'exemple du grès de Bleurswiller (figure 2.3). À bas confinement, l'augmentation de contrainte axiale entraîne une rupture fragile de l'échantillon. Pour des pressions de confinement plus fortes (typiquement supérieures à 60 MPa) la déformation se localise sous forme de bandes de compaction horizontales signifiant que le régime semi-fragile est atteint [Fortin et al., 2006].

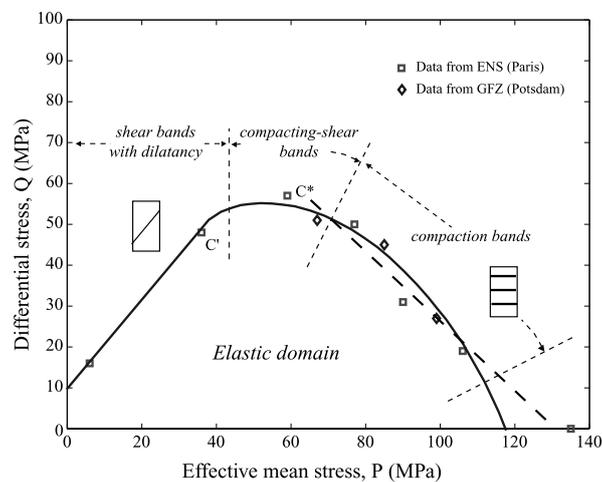


Figure 2.3 : Enveloppe de rupture du grès de Bleurswiller. Extrait de [Fortin et al., 2006].

iii) Rôle de la pression de fluide

Dans le cas d'une déformation induite par chargement déviatorique, la pression de fluide joue un rôle prépondérant en modifiant la contrainte effective (équation 2.7). Dans la représentation de Mohr, le cercle des contraintes est déplacé sans que son rayon ne soit modifié.

Une augmentation de pression de fluide favorise la rupture en abaissant le seuil de contrainte effective, le cercle de Mohr se rapproche alors de la droite de rupture (flèche bleue de la figure 2.4). Il est possible

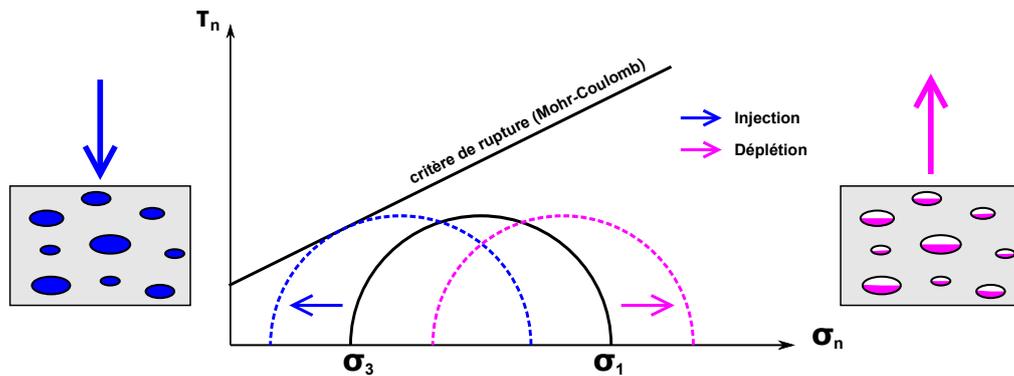


Figure 2.4 : Effet d'une augmentation (injection) ou d'une diminution (déplétion) de la pression de fluide sur le cercle de Mohr. Cas simplifié d'un réservoir d'hydrocarbures.

d'induire expérimentalement la fracturation en augmentant la pression de pore jusqu'à une valeur proche de la pression de confinement, on annule alors l'effet de la contrainte radiale et l'échantillon peut se fracturer [Schubnel et al., 2007, Benson et al., 2008]. De façon générale le maintien d'une pression fluide injectée supérieure à la contrainte moyenne est la condition indispensable pour réaliser de la fracturation hydraulique [Cornet et al., 2003]. Cette technique est usuellement utilisée en prospection pétrolière afin d'ouvrir et d'augmenter la perméabilité des réservoirs profonds.

Une diminution de la pression de fluide aura l'effet inverse. En éloignant le cercle des contraintes de la droite de rupture, elle augmente la résistance à la rupture de la roche ou à plus grande échelle du réservoir (flèche rose de la figure 2.4). En prospection pétrolière, ce cas correspond au pompage massif des hydrocarbures.

2.1.4 Micromécanismes mis en jeu

De façon générale, la déformation inélastique est due aux mouvements des défauts toujours présents dans la roche [Evans and Kohlstedt, 1995].

i) Micromécanismes fragiles et semi-fragiles

La déformation fragile est due notamment à l'allongement des fissures et au glissement frictionnel. Trois modes de propagation d'une fissure existent selon les conditions de contrainte (figure 2.5 -A) : en ouverture (mode I), en glissement plan (mode II) ou en glissement antiplan (mode III). A l'échelle du grain, trois modalités de rupture existent également (figure 2.5 -B) : en cisaillement (S-type), en tension (T-type) ou en implosant avec d'autres grains (C-type). Ce dernier est une sorte de mode I inversé.

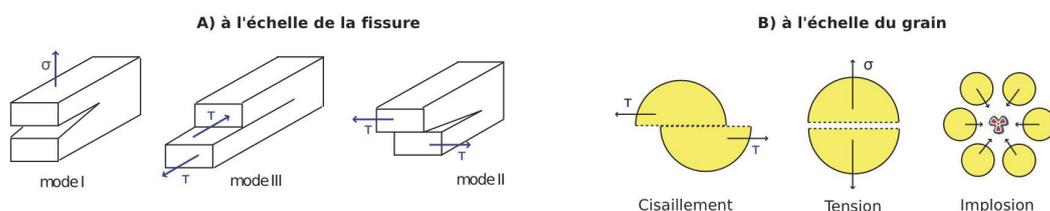


Figure 2.5 : Différents modes de rupture. A) à l'échelle de la fissure, modifié d'après [Guéguen and Palciauskas, 1992]; B) à l'échelle du grain, modifié d'après [Fortin, 2005]

ii) Micromécanismes plastiques

Les mécanismes ductiles résultent des mouvements des défauts structuraux des roches, comme les macles ou les dislocations par exemple. Au laboratoire et à faible température, ces mécanismes ductiles au sens strict ne sont observés que dans certaines roches, les carbonates et les argilites notamment. Différents paramètres rentrent en jeu pour qu'une roche se déforme de façon ductile, on peut notamment citer la mobilité des dislocations qui sont des défauts linéaires correspondant à des discontinuités dans l'organisation de la structure cristalline. Les conditions de fluage plastique sont elles-mêmes dépendantes du champ de pression et de température dans lequel évolue la roche. Enfin, la vitesse de déformation joue un rôle très important dans la ductilité des roches à une grande échelle de temps : le seuil de plasticité diminue avec la réduction de la vitesse de déformation.

2.2 La déformation du basalte au laboratoire : revue bibliographique

Dans le domaine de la géomécanique expérimentale, l'essentiel des roches étudiées sont les roches dites de réservoir, c'est-à-dire susceptibles de contenir des hydrocarbures (grès, carbonates principalement). Les roches généralement considérées comme imperméables, comme les argilites, font également l'objet de nombreuses études du fait de leur positionnement en toit de réservoir (rétention des hydrocarbures) ou de leur potentiel de stockage des déchets radioactifs. À côté de ces roches sédimentaires, certains auteurs se sont intéressés à la caractérisation expérimentale du comportement mécanique de certaines roches magmatiques, comme les granites. Leur faible porosité, principalement formée de microfissures, en fait des modèles expérimentaux idéaux pour vérifier les théories développées sur les milieux fissurés.

Depuis quelques années, plusieurs laboratoires de recherche spécialisés s'intéressent aux roches volcaniques. L'intérêt d'étudier ces roches est double : (1) comprendre à l'échelle du laboratoire les mécanismes observés sur les édifices volcaniques et apporter ainsi des informations précieuses sur la dynamique volcanique et (2) comprendre le comportement mécanique et élastique du basalte en présence de fluides, les grandes étendues basaltiques présentes à la surface de la Terre étant considérées actuellement comme des sites de stockage potentiels du CO₂. Nous présenterons ici de façon non-exhaustive certaines données de géomécanique expérimentale obtenues sur des roches basaltiques.

2.2.1 Microstructure des basaltes étudiés

Les études expérimentales des propriétés mécaniques des roches basaltiques portent essentiellement sur deux basaltes d'origines géologiques très différentes. Le premier provient de l'Etna, édifice volcanique de Sicile (Italie), il sera dénommé EB dans la suite de ce chapitre. Il s'agit d'un basalte alcalin à texture porphyrique avec des phénocristaux de pyroxène, olivine et feldspath. Dans les conditions de l'ambiant, sa masse volumique est d'environ 2,86 kg.m⁻³ et sa porosité d'environ 2,1 % [Vinciguerra et al., 2005, Stanchits et al., 2006]. Ce basalte cristallise l'essentiel de la littérature spécialisée sur la déformation des roches volcaniques au laboratoire. Le second basalte communément étudié est celui de Seljadur en Islande, dénommé SB par la suite. Il s'agit d'un basalte tholéitique à texture aphanitique de masse volumique et de porosité initiales respectivement égales à 2,9 kg.m⁻³ et 1 % [Balme et al., 2004, Vinciguerra et al., 2005]. Il est important de noter ici que cette valeur de 1 % correspond probablement à une mesure de porosité réalisée à l'eau car nous avons vu dans le chapitre 1 que ce basalte présentait une porosité connectée au mercure de près de 5 %. Cette différence plus que notable souligne l'importance des techniques d'étude

de la microstructure car c'est elle qui conditionne ensuite l'interprétation des données mécaniques et élastiques. EB et SB ont fait l'objet de plusieurs publications au cours des ces dernières années. D'autres basaltes ont été plus sporadiquement étudiés. On peut citer le cas d'un basalte échantillonné dans le complexe d'accrétion de Shikoku au Japon, d'âge Crétacé [Kato et al., 2003], celui échantillonné sur une coulée récente du Vésuve [Balme et al., 2004] ou celui des Cascades [Saar and Manga, 1999].

Les différents basaltes étudiés du point de vue géomécanique présentent tous la particularité d'avoir une porosité relativement faible (inférieure à 10 %) souvent répartie en fissures (d'origine thermique) et pores (issus du dégazage de la lave). L'existence de ces pores pouvant être parfois de grande taille permet d'étudier la microstructure de porosité finement et de la corrélérer à d'autres propriétés hydrodynamiques [Al-Harhi et al., 1999, Saar and Manga, 1999].

2.2.2 Comportement mécanique

Au cours des différents essais triaxiaux menés sur les roches basaltiques, le mode de déformation observé est essentiellement fragile. Bauer et al. [1981] ont effectué des essais de chargement à sec et à saturation sur un basalte de porosité comprise entre 5 et 8 % avec un confinement allant jusqu'à 100 MPa et une température atteignant les 800°C. Les échantillons après essai présentaient tous des fractures macroscopiques. Par ailleurs, une estimation de la vitesse de rupture comprise entre 2 et 4 mm.s⁻¹ a été mesurée à partir de la localisation temporelle des émissions acoustiques sur EB [Benson et al., 2007].

L'effet de l'application d'une contrainte déviatorique a été étudié sur le basalte en terme d'anisotropie élastique [Stanchits et al., 2006, Becker et al., 2007]. Becker et al. [2007] ont ainsi montré que les données expérimentales obtenues sur EB étaient en parfait accord avec le modèle théorique d'évolution des paramètres d'anisotropie en partant d'un milieu initial isotrope fissuré. Ces paramètres apparaissent donc comme des fonctions linéaires avec l'exponentielle de la contrainte et le rapport des deux paramètres restent constant avec la contrainte. Le basalte semble donc être une roche à la microstructure assez simple pour comprendre l'évolution de certains paramètres en fonction des modèles théoriques développés.

2.2.3 Données de perméabilité

Les roches basaltiques se caractérisent par une grande hétérogénéité de perméabilité. Sur des échantillons intacts, Vanorio et al. [2002] ont mesuré des perméabilités au mercure comprises entre 10⁻¹⁷ et 10⁻¹³ m² sur différents basaltes de l'Etna. De façon comparable, les perméabilités de plusieurs basaltes islandais ont été mesurées à la saumure et trouvées comprises entre 10⁻¹⁷ et 10⁻¹² m² [Sigurdsson et al., 2000].

Plusieurs auteurs se sont intéressés à l'évolution de la perméabilité avec l'augmentation de pression et/ou de température. Ainsi, pour des échantillons intacts de EB et SB, Vinciguerra et al. [2005] ont montré qu'un chargement à 80 MPa de confinement ne modifiait pas l'ordre de grandeur de la perméabilité (10⁻¹⁶ m² pour EB et 10⁻²¹ m² pour SB). L'utilisation d'échantillons préfissurés modifie l'évolution de la perméabilité avec le chargement. Il semblerait qu'à bas confinement la perméabilité soit gouvernée par la fermeture des macrofissures alors qu'à haut confinement ce serait davantage la fermeture des microfissures [Nara et al., 2010].

Enfin, la perméabilité du basalte peut être réduite par la précipitation de phases secondaires, résultats de l'interaction entre la matrice et le fluide. Pour un échantillon préalablement fracturé et laissé sous

presse à 35 MPa de pression effective et 250°C, Kato et al. [2003] ont noté une chute de la perméabilité de 10^{-17} à 10^{-20} m² en moins de 50 heures. Des données de microscopie électronique acquises après l'expérience ont révélé la présence de phases argileuses secondaires dans la zone de fracture.

2.2.4 Vitesses des ondes élastiques

La vitesse des ondes élastiques est essentiellement contrôlée par la présence de fissures dans la roche [Lockner et al., 1977, Guéguen and Palciauskas, 1992, Sayers and Kachanov, 1995]. L'évolution des vitesses au cours d'une augmentation de contrainte ou de température renseigne sur l'état de fissuration initial de la roche. Ainsi il a été montré qu'une augmentation de la pression de confinement jusqu'à 80 MPa faisait augmenter les vitesses des ondes P dans EB de près de 50 % et de moins de 2 % pour SB [Vinciguerra et al., 2005]. Au cours de la même étude, il a été vu qu'une chauffe à 900°C ne modifiait pratiquement pas la vitesse des ondes P dans EB alors qu'une chute de près de 2 km.s⁻¹ était enregistrée dans SB (figure 2.6). Les auteurs en ont donc finalement déduit que EB présentait un degré initial de fissuration beaucoup plus important que SB.

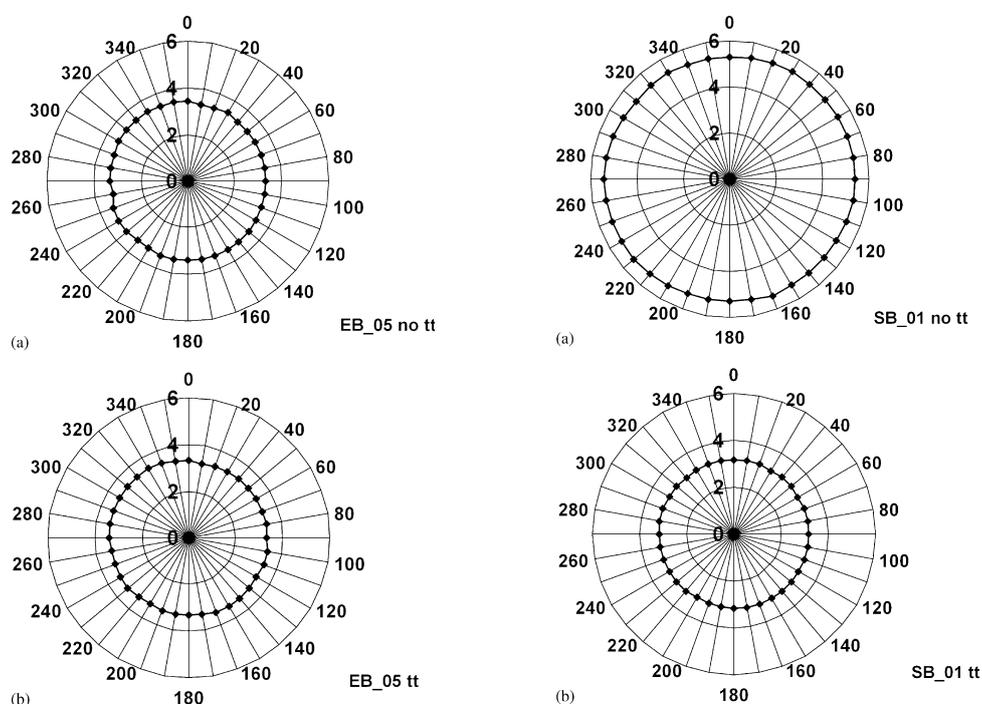


Figure 2.6 : Effet du traitement thermique sur les vitesses des ondes élastiques dans EB (gauche) et SB (droite). Les graphes du haut et du bas correspondent respectivement à avant et après la chauffe à 900°C. Les vitesses en km.s⁻¹ sont mesurées radialement tous les 10°. Extrait de [Vinciguerra et al., 2005].

2.2.5 Données acoustiques

La compaction d'un échantillon s'accompagne de l'augmentation de l'activité émettrice d'ondes acoustiques suggérant la fermeture irréversible des pores. Stanchits et al. [2006] ont montré que cet espace poreux était six fois plus important dans le cas de EB que pour un granite. Par ailleurs, l'étude montre que quand la contrainte différentielle augmente, l'activité des émissions acoustiques augmente également avec une contribution importante des événements en tension. Près de la rupture, cette contribution ainsi que la vitesse des ondes élastiques diminuent en parallèle d'une augmentation des événements en double-couple indiquant du cisaillement. Ceci suggérerait que les fissures cisailantes ne seraient finalement que

la connexion des cracks en tension formés préalablement [Stanchits et al., 2006].

L'étude des émissions acoustiques en relation avec la circulation de fluide a été réalisée sur EB préalablement fracturé [Benson et al., 2008]. Pour cela, le fluide, maintenu sous pression dans l'échantillon, subit une décompression brutale. Les auteurs ont montré que certaines émissions acoustiques enregistrées lors de la décompression possédaient un spectre fréquentiel relativement basse fréquence. Par ailleurs ces évènements, présentant une faible composante double couple dans leur mécanisme, ont fait suggérer aux auteurs qu'il s'agissait de processus analogues aux séismes induits par circulation de fluides.

Lors de tests de fissuration thermique réalisés sur un basalte islandais, Jones et al. [1997] ont montré via l'étude des émissions acoustiques que la grande partie de la microfissuration se produisait au-delà de 300°C et que près de 50 % de l'énergie acoustique était dissipée sans produire d'émissions acoustiques " audibles " par les appareils de mesures. Les auteurs expliquent ce dernier résultat par deux processus possibles : des petits grains produiraient des émissions acoustiques faibles qui seraient noyées dans le bruit et/ou il y aurait davantage de relaxation de la contrainte thermique par des mécanismes plastiques au sein de la matrice granulaire fine (pâte et microlites).

2.2.6 Objectifs de la présente étude

Nous venons de présenter de façon non-exhaustive un certain nombre de données expérimentales acquises sur les roches basaltiques du point de vue de leurs propriétés mécaniques et hydrodynamiques. Il apparaît clairement que la diversité des basaltes entraîne une complexité de compréhension des processus mécaniques à l'origine de leur déformation. Nous nous proposons au cours de cette étude d'apporter de nouvelles informations sur la déformation d'un basalte en particulier, celui de Reykjanes. Nous tenterons de répondre aux trois questions majeures suivantes :

- Est-il possible de caractériser toute l'enveloppe de rupture du basalte au laboratoire ?
- En quoi la microstructure particulière du basalte de Reykjanes conditionne ses modes de déformation selon l'état de contrainte ?
- Peut-on caractériser expérimentalement, par des signatures spécifiques, la fracturation induite par augmentation de pression de fluide ?

2.3 Dispositif expérimental et Microstructure du basalte de Reykjanes

2.3.1 La presse triaxiale ST 100

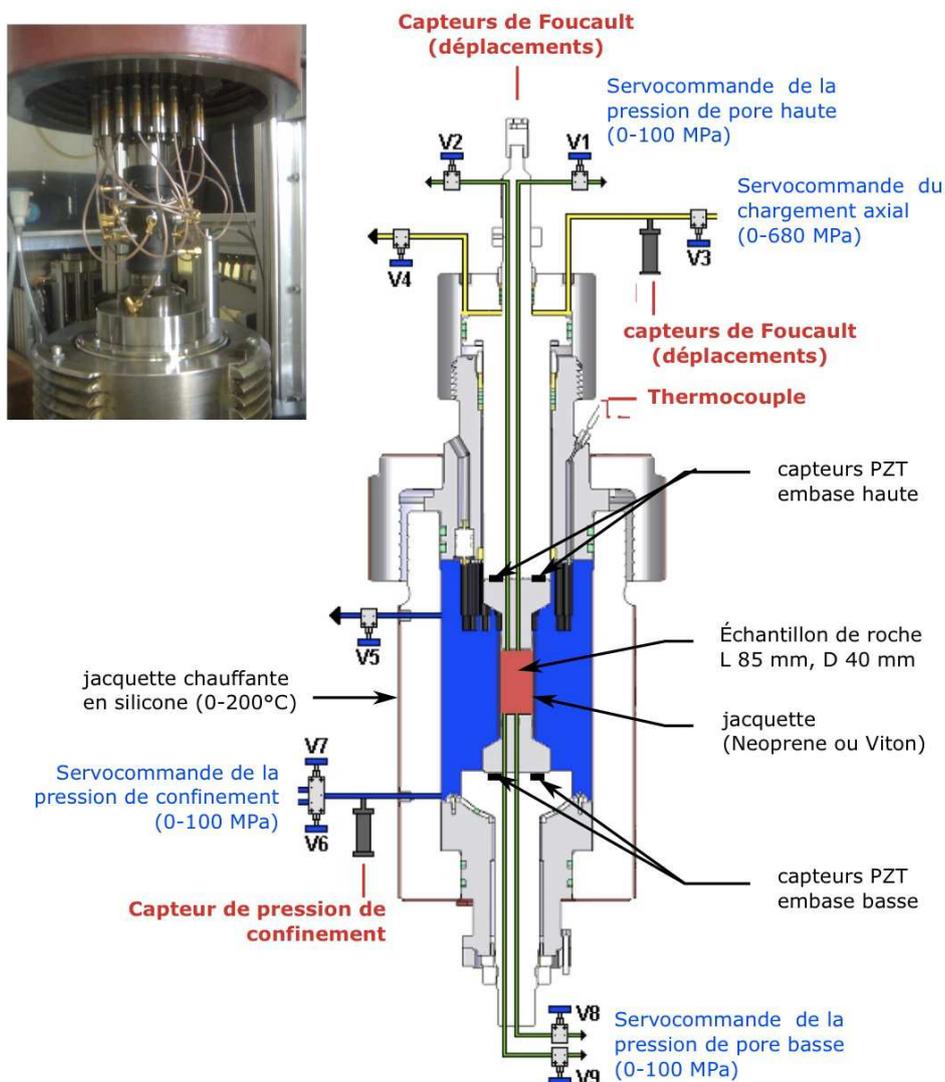


Figure 2.7 : Schéma de principe de la presse triaxiale ST 100 du laboratoire de géologie de l'ENS

Le dispositif expérimental utilisé pour étudier la déformation du basalte de Reykjanes est la presse ST 100 (Sanchez Technologies) du laboratoire de géologie de l'École normale supérieure, installée et mise en fonctionnement par Alexandre Schubnel et Nicolat Brantut en 2008. Un schéma de principe de la presse est présentée en figure 2.7. La chambre de confinement est dimensionnée pour des pressions hydrostatiques allant jusqu'à 100 MPa et des températures de 200°C. La charge maximale est d'environ 700 MPa (pour un échantillon de diamètre 40 mm). Les pressions sont mesurées avec une précision de 1 kPa. La pression de pore est générée par une double pompe volumétrique *Quizix 20k*. Avant d'être placé dans la presse, l'échantillon doit être préparé minutieusement afin d'éviter tout risque de fuite ou d'endommagement des capteurs.

2.3.2 Mesures classiques de laboratoire

i) Mesures de la déformation

Lors des essais de fracturation, il est fondamental de pouvoir suivre l'évolution de la déformation au cours du temps. Pour cela, nous disposons de trois méthodes distinctes :

- Deux couples de jauges (*Tokyosokki, FCB 2-11*) collées directement sur l'échantillon, donnent accès aux déformations axiales et radiales avec une précision d'environ 10^{-6} .
- Trois capteurs LVDT (Transformateur Différentiel à Variation Linéaire) mesurent la variation de longueur axiale avec une précision de 1 micron.
- Dans le cas où la pression de pore est fixée, le volume de pore cumulé sortant de l'échantillon permet de calculer la déformation volumique avec une précision d'environ $0.3 \mu m^3$.

ii) Mesures de vitesses des ondes élastiques

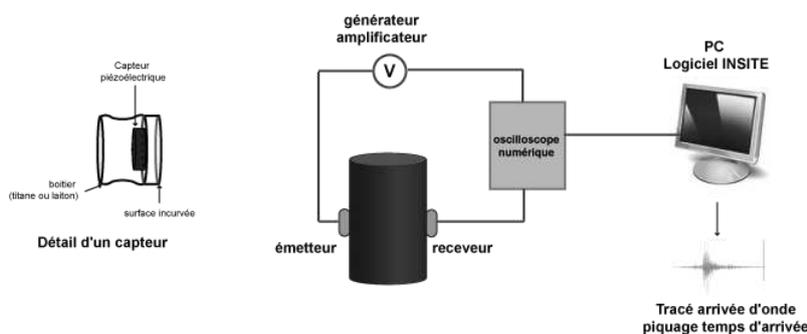


Figure 2.8 : Dispositif de mesures des vitesses d'ondes élastiques

La mesure des vitesses de propagation élastique pendant la déformation est permise grâce à un réseau de capteurs ultrasonores en céramique piézoélectrique polarisée (dits PZT). Leur fréquence propre est comprise entre 0.5 et 2 MHz en fonction de l'épaisseur et du diamètre des céramiques). Il existe deux types de capteurs : cylindriques, sensibles aux ondes de compression P et carrés, sensibles aux ondes de cisaillement S. Chaque capteur peut être utilisé comme émetteur ou comme récepteur. Les mesures de vitesses sont réalisées en envoyant un pulse de fort voltage sur chaque capteur (typiquement 200 V). Les signaux sont alors stackés (entre 5 et 100 fois) puis enregistrés via des oscilloscopes numériques *Cecchi*, avec une fréquence d'échantillonnage de 50 MHz (figure 2.8). Les données sont traitées en corrélation croisée par le logiciel *Insite* et les vitesses sont obtenues en divisant la distance parcourue par l'onde par le temps qu'elle a mis pour traverser l'échantillon. L'erreur absolue sur les vitesses est de l'ordre de 1 à 3 % et l'erreur relative entre deux mesures successives est inférieure à 0.2 %.

2.3.3 Dispositif d'écoute des émissions acoustiques

La presse ST 100 a été spécialement conçue pour l'écoute des émissions acoustiques (EA) lors des tests triaxiaux. Pour cela, de nombreux capteurs ultrasonores sont collés directement sur la surface de l'échantillon (figure 2.9) et forment un réseau permettant d'écouter la microsismicité induite dans l'échantillon. Leur fréquence propre est comprise entre 0.5 et 2 MHz.

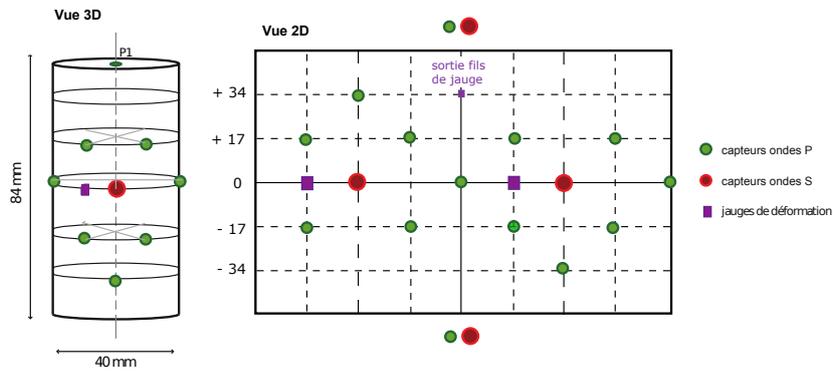


Figure 2.9 : Implantation des capteurs piézoélectriques, essais IV-V-VI

Les capteurs peuvent être utilisés de manière active (mesures de vitesse, cf. paragraphe précédent) ou passive, comme simples récepteurs. Des passages de câbles co-axiaux Haut Voltage permettent de relier les capteurs au dispositif d'enregistrement, ils sont visibles sur la photo en encart de la figure 2.7. Le dispositif acoustique est présenté en figure 2.10. Les signaux bruts sont d'abord amplifiés avant d'être envoyés dans le système d'enregistrement. L'enregistrement des émissions acoustiques peut se faire selon deux méthodes : en mode déclenché ou en mode continu.

En mode déclenché, l'enregistrement est contrôlé en imposant un voltage seuil minimum de déclenchement (entre 100 et 300 mV généralement). Un nombre minimum de capteurs (entre 1 et 6) devant dépasser ce seuil durant une fenêtre de déclenchement donnée ($50 \mu\text{s}$) est alors choisi. Le système permet l'acquisition de 16 à 60 émissions acoustiques par seconde au maximum, en fonction du nombre de points de mesure. Les données sont enregistrées via quatre oscilloscopes numériques *Cecchi*, à une fréquence d'échantillonnage de 50 MHz.

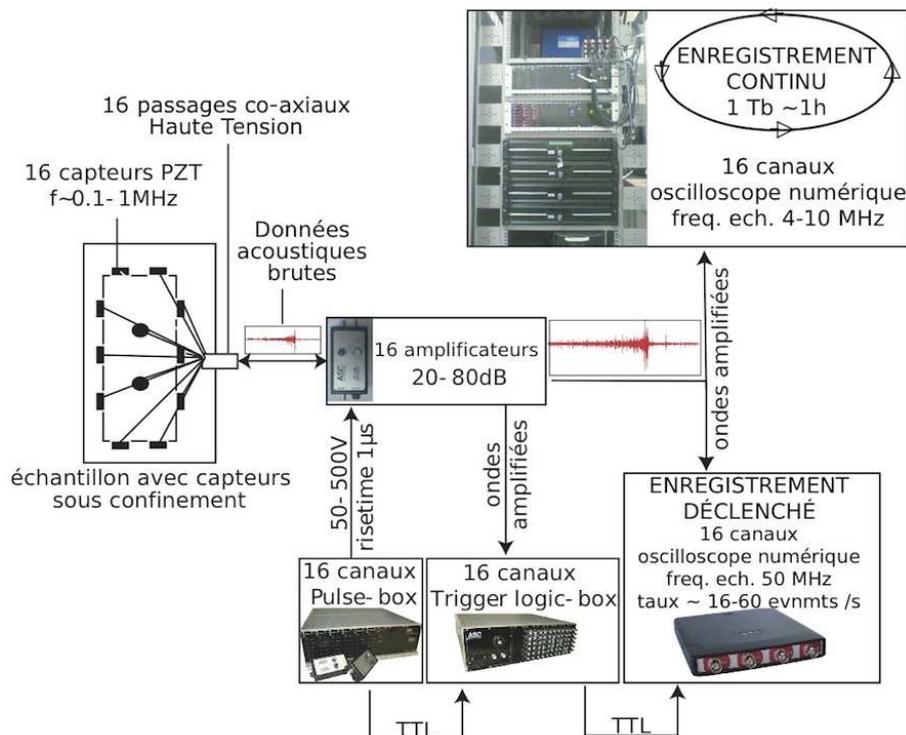


Figure 2.10 : Dispositif d'enregistrement acoustique au laboratoire de géologie de l'ENS (Image : A. Schubnel).

Un système d'enregistrement continu est également possible avec le dispositif expérimental présenté.

Il se compose de quatre oscilloscopes numériques qui digitalisent chacun 4 canaux en continu à une fréquence d'échantillonnage de 4 MHz. Une heure d'enregistrement continu correspondant à environ 1 Tb de données, ce mode est réservé aux moments clés des expériences (rupture, changement de phase, etc...). Le mode continu permet d'obtenir des acoustogrammes qui sont au laboratoire ce que les sismogrammes sont au terrain. Les formes d'ondes continues ainsi que l'ensemble des données acoustiques sont enregistrées et traitées via le logiciel *Insite* (ASC Ltd).

2.3.4 Interprétation des émissions acoustiques

i) Localisation

A partir des enregistrements déclenchés et continus, la localisation des événements acoustiques est possible. On utilise pour cela un modèle de vitesse préétabli (en se servant des mesures de vitesses réalisées au cours de l'expérience) qui attribue une vitesse des ondes P et un coefficient d'anisotropie à tout l'échantillon. Ensuite en combinant ce modèle et les temps d'arrivée des événements acoustiques aux différents capteurs, on peut les localiser dans la structure 3D de la roche.

Cependant, en utilisant la première arrivée, on ne mesure que le temps mis par l'onde pour parcourir le chemin le plus rapide et non le plus court. Se pose alors le problème de l'hétérogénéité de l'échantillon car il est fortement probable qu'une partie importante de l'énergie acoustique libérée à l'endroit de la rupture n'emprunte pas ce chemin et arrive en retard par rapport à la première arrivée, se retrouvant dans la coda du signal.

ii) Détermination des mécanismes aux foyers

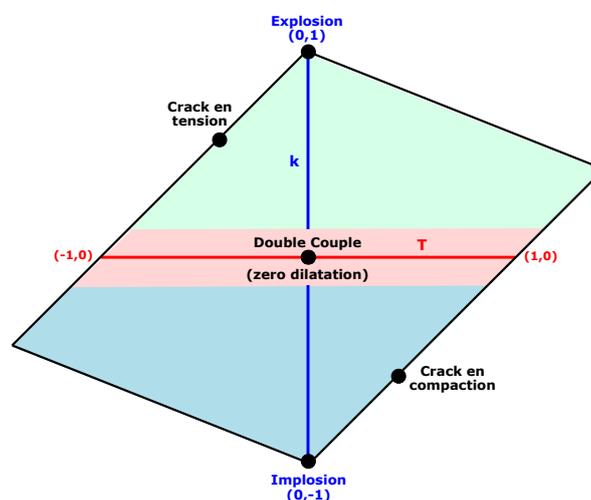


Figure 2.11 : Représentation des mécanismes au foyer dans le diagramme d'Hudson, k - T (k : composante de dilatation, T : composante de cisaillement). Le domaine bleu correspond à des événements en compaction, le domaine rouge à des événements en cisaillement et le domaine vert à des événements en tension.

Pour les événements acoustiques les plus forts et les mieux localisés, il est possible de remonter au mécanisme au foyer de la rupture. Ce paramètre est déterminé à partir du sens de la première amplitude de l'onde arrivant sur un capteur. Six capteurs au minimum sont nécessaires pour pouvoir réaliser l'inversion.

On choisit de représenter les mécanismes au foyer dans le diagramme d'Hudson [Hudson et al., 1989]. Il utilise deux paramètres T et k qui caractérisent respectivement la composante en cisaillement (volume

constant) et la composante volumétrique de la source. T et k sont compris entre -1 et 1. La figure 2.11 résume les différents types d'évènements distinguables dans un tel diagramme en fonction des valeurs prises par T et k .

iii) Données de magnitude

Le logiciel *Insite* (*ASC Ltd*) permet également de mesurer les magnitudes de moment des évènements. Ces données étant cependant à prendre avec beaucoup de précaution au vue des très faibles amplitudes des évènements enregistrés. Elles sont principalement utiles pour filtrer les EA, conserver les plus importantes pour étudier leurs mécanismes et approcher le paramètre b expérimental. La magnitude calculée est une magnitude locale (M_L) déduite de l'amplitude des évènements :

$$M_L = \log \left(\frac{\sum_{i=1}^N W_{RMS}^i d_i}{N} \right) \quad (2.17)$$

Où W_{RMS} est l'amplitude de la forme d'onde, d la distance du capteur i à la source et N le nombre total de capteurs ayant "entendu" l'émission acoustique. Lors des tests triaxiaux menés sur le basalte de Reykjanes, les magnitudes enregistrées sont généralement comprises entre -3,5 et -1,5.

2.3.5 Imagerie Post-Mortem

Afin de révéler la fracturation macroscopique, les échantillons déformés sont passés au scanner. On utilise pour cela un scanner médical utilisé exclusivement pour de l'imagerie de phénomènes géologiques (roche sèches ou saturées en différents fluide, expérience d'imbibition, modélisation analogique en 'bacs à sable', etc...) à l'IFP. Nous remercions chaleureusement Nicolas Gland et Marie-Claude Lynch pour leur active collaboration à ce travail.

Le scanner permet d'obtenir une vue 3D de l'échantillon par tomographie aux Rayons X. Les données brutes du scanner sont des coupes sagittales et axiales. Ces dernières, prises tous les millimètres, présentent davantage de résolution (de l'ordre du micron). Des reconstitutions 3D ainsi qu'une évaluation de la porosité totale peuvent en être déduites grâce à un traitement numérique adéquat (figure 2.12).

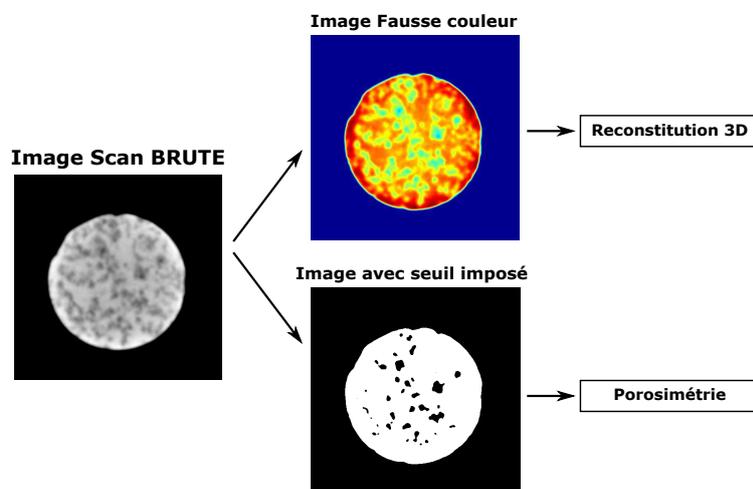


Figure 2.12 : Exemple d'image scanner obtenue sur le basalte de Reykjanes (gauche) et des images issues de traitement numérique (droite).

2.3.6 Microstructure du basalte de Reykjanes

i) Échantillonnage

Cette étude est menée sur les échantillons ISL 25 et ISL 26 provenant de la péninsule de Reykjanes (cf. figure 2.13). Il s'agit d'un basalte non altéré, mis à l'affleurement par des travaux de génie civil (construction d'une route). Deux blocs ont été extraits d'une coulée de lave récente, âgée de moins de 10 000 ans [Sigurdsson et al., 2000]. La campagne d'échantillonnage s'est déroulée au mois de Juin 2007.

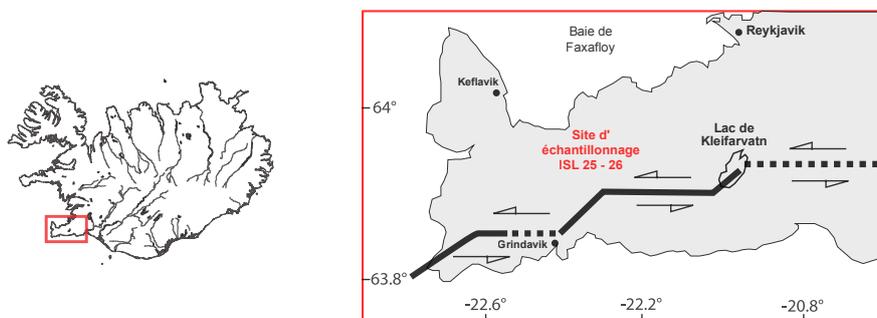


Figure 2.13 : Contexte tectonique de la péninsule de Reykjanes (SW Islande) avec site d'échantillonnage.

ii) Données de microscopie et de diffraction aux rayons X

L'étude en microscopie optique montre que le basalte étudié possède une texture microlithique (figure 2.14-a).

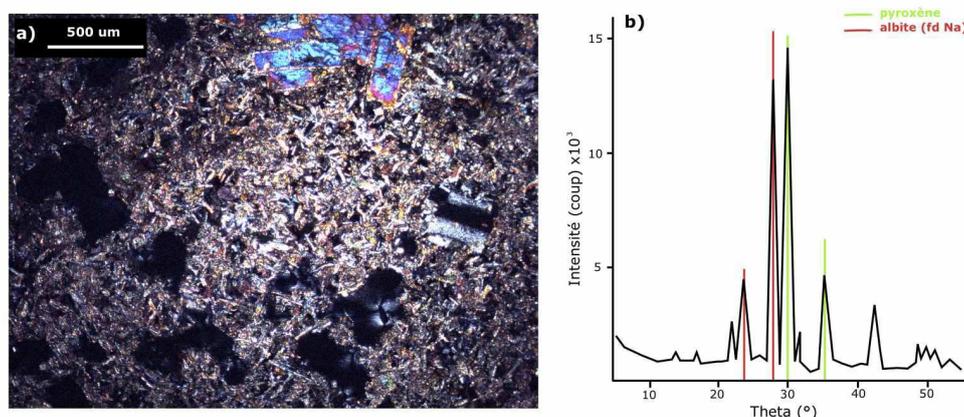


Figure 2.14 : Données de microscopie optique et de diffraction rayons X, isl 26

La diffraction aux rayons X menée sur l'échantillon ISL 26 permet de mettre en évidence deux phases principales : du pyroxène et des feldspaths plagioclases sodiques (figure 2.14-b). Il s'agit de deux phases caractéristiques de roches basaltiques peu différenciées, type basalte alcalin. En microscopie optique, on observe une texture microlithique avec des phénocristaux de pyroxène et de feldspath associés à des microlites de feldspath essentiellement.

La figure 2.15 présente deux clichés pris au Microscope Electronique à Balayage du basalte de Reykjanes. Deux structures sont identifiables : des pores aux contours sphériques et des microfissures fines. Le cliché de droite montre l'initiation d'un crack au niveau d'un pore sphérique.

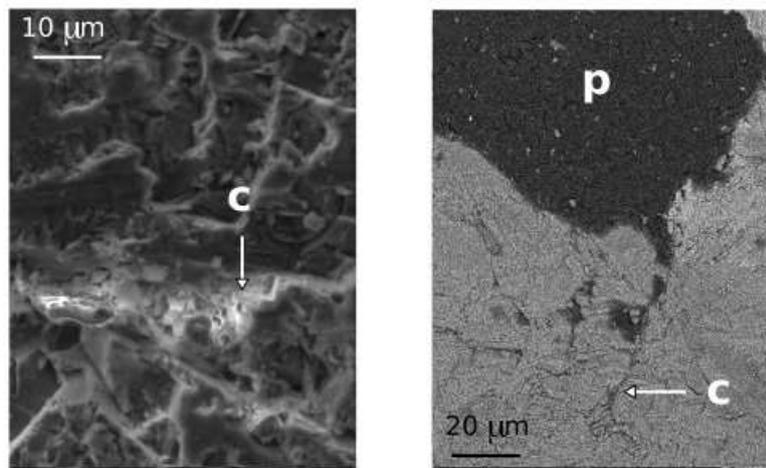


Figure 2.15 : Images de microscopie électronique à balayage permettant de voir la microstructure de porosité : cracks (c) et pores quasi-équants (p)

iii) Étude de la porosité

La porosité connectée de l'échantillon ISL 26 a été mesurée via la technique de porosimétrie par injection de mercure au Laboratoire de pétrophysique et tectonique des bassins de l'Université de Cergy-Pontoise. La figure 2.16 présente les résultats.

La porosité connectée totale est de 7.93 %. Deux types de porosité sont nettement distinguables sur le graphe. Un premier type est caractérisé par des rayons effectifs de pores compris entre 0.09 et 0.5 μm . Ces faibles ordres de grandeur conduisent à penser qu'il pourrait s'agir d'une porosité de fissures. Le deuxième type de porosité présente des rayons d'entrée de pores compris entre 5 et 400 μm . La taille plus importante de cette porosité indique qu'il s'agirait plutôt de pores équants. La figure 2.16 permet également de quantifier la part de porosité pour chacune des géométries. Ainsi les 8 % de porosité connectée totale sont répartis en environ 1 % de fissures et 7 % de pores équants.

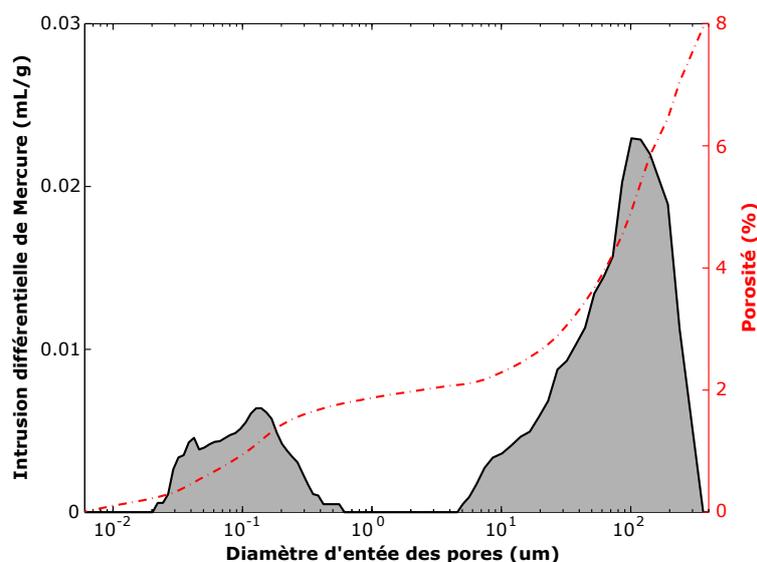


Figure 2.16 : Mesure de porosité par intrusion de mercure, isl 26

Par ailleurs, un échantillon intact de basalte de Reykjanes a été passé dans un pycnomètre à Hélium

à l'IFP avec l'aide de Nicolas Gland (département de Pétraphysique). L'hélium diffusant dans tous les espaces vides de la roche, cette technique permet de mesurer la porosité connectée au gaz de la roche, valeur proche de la porosité totale. Sur un volume de roche de 35.6675 cm^3 , le volume poreux déduit de l'intrusion d'hélium est de 3.6689 cm^3 , soit une porosité au gaz de 10.29 %. Ainsi il y aurait environ 2 % de la porosité du basalte de Reykjanes qui ne serait pas connectée à l'eau, probablement supportée par des vacuoles issues du dégazage du magma lors du refroidissement de la coulée basaltique.

2.3.7 Protocole choisi

Des expériences triaxiales ont été menées sur des échantillons de basalte de Reykjanes. La figure 2.17 présente les chemins expérimentaux suivis lors des essais IV, V et VI.

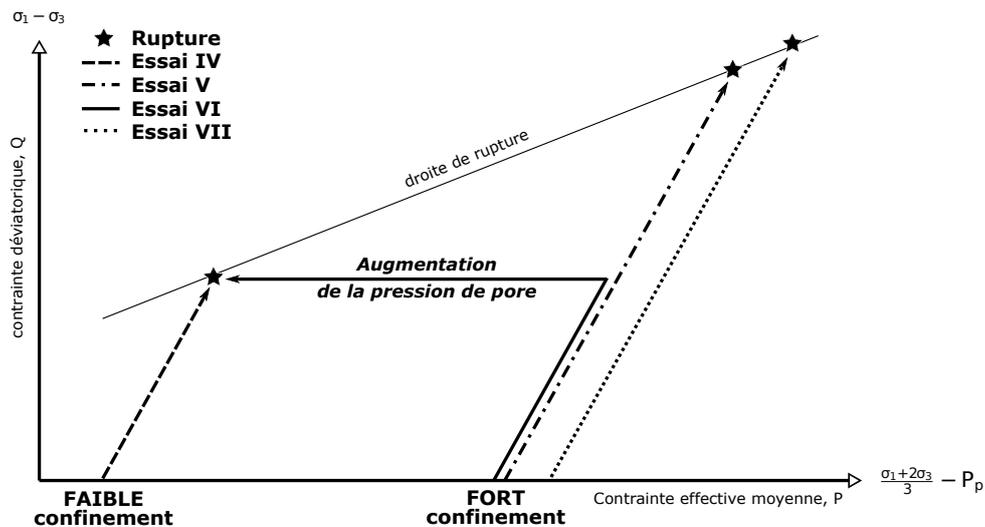


Figure 2.17 : Chemins expérimentaux et rupture dans un diagramme P-Q, essais IV-V-VI-VII

L'essai IV correspond à l'augmentation de la contrainte déviatorique jusqu'à rupture sous bas confinement (10 MPa) et pression de pore constante (5 MPa). L'essai V correspond à l'augmentation de la contrainte déviatorique sous haut confinement (80 MPa) et pression de pore constante (5 MPa). L'essai VII correspond au même type d'essai mais à plus haut confinement (100 MPa) avec pression de pore toujours maintenue constante à 5 MPa. Enfin, l'essai VI correspond à la rupture par augmentation de pression de pore sous confinement et déviateur élevé. Le tableau 2.2 résume ces différentes phases expérimentales.

essai	Confinement	Déviateur	Pression de pore
IV	10 MPa	jusqu'à rupture	5 MPa
V	80 MPa	jusqu'à "rupture"	5 MPa
VI	80 MPa	jusqu'à IV	jusqu'à rupture
VII	100 MPa	jusqu'à "rupture"	5 MPa

Table 2.2 : Chemins expérimentaux, essais IV-V-VI-VII

2.4 Déformation à bas confinement : Essai IV

Au cours de l'essai IV, l'échantillon a été saturé en eau durant toute une nuit aux conditions hydrostatiques (10 MPa de confinement, 5 MPa de pression de pore). Après saturation, la contrainte axiale a été augmentée jusqu'à atteindre la rupture.

2.4.1 Données de déformation

La figure 2.18 présente l'évolution des déformations enregistrées au cours de l'essai IV par les jauges, les capteurs LVDT et le volume de pore.

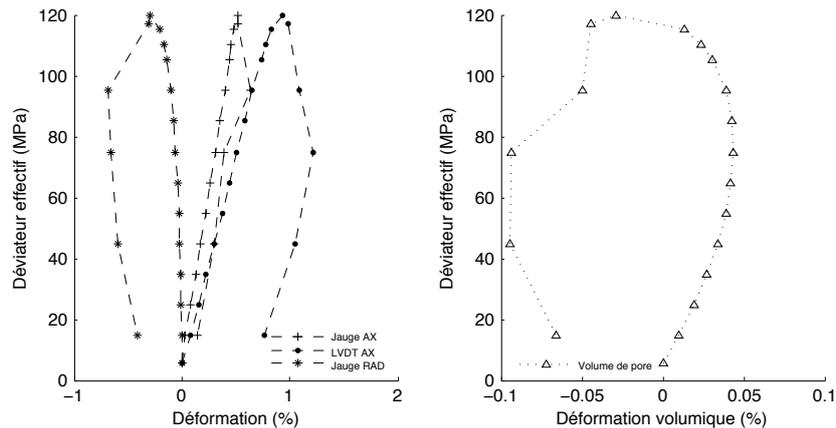


Figure 2.18 : Données de déformation - Essai IV. Le graphe de gauche correspond aux données des jauges et du LVDT (AX : déformation axiale, RAD : déformation radiale), le graphe de droite à la déformation volumique mesurée par porosimétrie.

On constate que la déformation volumique se fait d'abord en compression puis présente une phase de dilatance aux abords de la rupture. Ce comportement a déjà été observé pour EB lors d'essais uniaxiaux [Heap et al., 2009] et triaxiaux [Stanchits et al., 2006].

Les conditions de la rupture en terme de contrainte sont résumées dans le tableau 2.3.

Contrainte maximale	Pression de confinement	Déviateur maximal	Pression moyenne à la rupture
σ_1	σ_3	$\sigma_1 - \sigma_3$	$\frac{\sigma_1 + 2\sigma_3}{3} - P_p$
125 MPa	10 MPa	115 MPa	43 MPa

Table 2.3 : Conditions de la rupture, essai IV

2.4.2 Vitesses des ondes élastiques

La figure 2.25 présente les mesures de vitesses des ondes élastiques réalisées au cours du chargement axial. On constate que la vitesse des ondes P axiales reste constante pendant le chargement et que les V_p radiales augmentent légèrement en début de chargement avant de diminuer sensiblement aux abords de la rupture pour finalement chuter après. On retrouve la même tendance pour les V_s . Il semble donc que l'augmentation de contrainte axiale induise d'abord une fermeture des fissures orientées perpendiculairement à la contrainte principale avant l'ouverture de nouveaux cracks parallèlement à celle-ci.

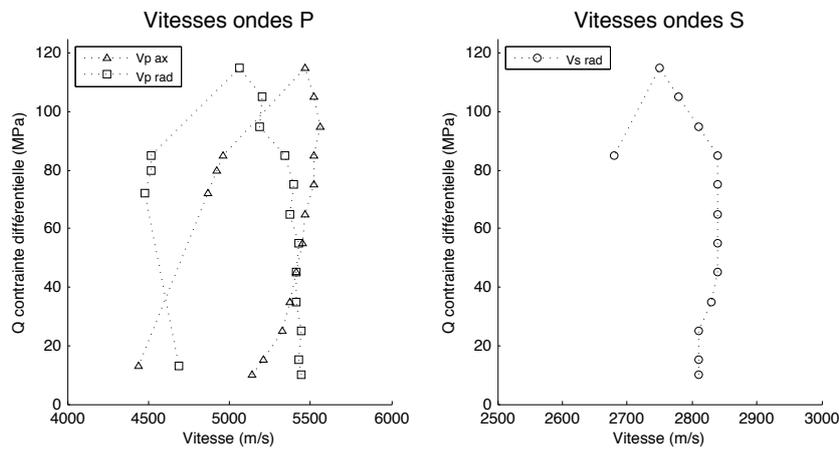


Figure 2.19 : Vitesses des ondes élastiques S et P au cours de l'essai IV.

2.4.3 Données des émissions acoustiques

Plus de 1000 émissions acoustiques ont été localisées au cours de l'essai 4. Sur la figure 2.20, on a choisi de ne représenter que les plus importantes émises 1,5 secondes avant et 1,5 secondes après la rupture.

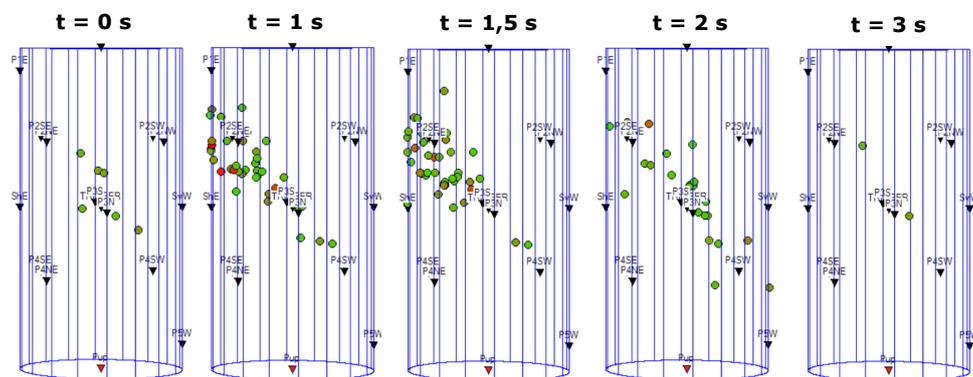


Figure 2.20 : Localisation des EA au cours de l'essai IV. Seules les quelques secondes de part et d'autre de la rupture sont représentées. La rupture macroscopique a eu lieu à $t = 1,5$ s.

Un cluster d'EA apparaît à un bord de l'échantillon (en haut à gauche sur la figure) avant de se propager dans l'ensemble de l'échantillon suivant un plan incliné à environ 45° . La vitesse de rupture est relativement rapide et l'étude de la forme d'onde continue montre peu d'activité acoustique prémonitoire comme nous le verrons à la fin de ce chapitre en comparaison avec les autres essais.

À partir des EA localisées, on en sélectionne une trentaine selon la qualité de leur localisation et leur magnitude élevée afin d'étudier leur mécanisme au foyer. Les résultats sont présentés sur la figure 2.21 dans le diagramme de Hudson. La grande majorité des EA se localisent dans la région jaune indiquant un mécanisme de rupture globalement cisailant. Il est intéressant de noter la cohérence de ce résultat obtenu à l'échelle microscopique du grain avec le plan de cisaillement obtenu à l'échelle macroscopique.

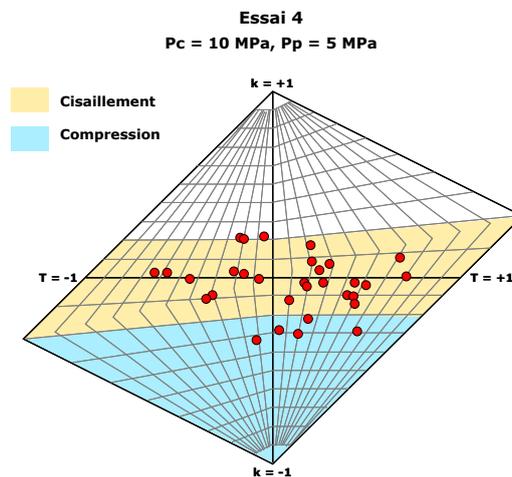


Figure 2.21 : Mécanismes au foyer des 31 évènements de plus forte magnitude ($M_w > -2.7$) enregistrés au cours de l'essai 4. Représentation dans le diagramme T, k d'Hudson.

La coexistence d'évènements en compaction, en tension et en cisaillement avec une dominance de ce dernier type est en accord avec les résultats obtenus par [Stanchits et al., 2006] pour un confinement de 20 MPa.

2.4.4 Caractérisation de l'échantillon déformé

A la sortie de la presse triaxiale, l'échantillon est resté cohérent, la fracture n'apparaissant que discrètement selon un plan de cisaillement oblique. Afin d'imager la rupture, l'échantillon a d'abord été passé au scanner médical (figure 2.22) avant d'être coupé longitudinalement pour mettre en évidence la zone de cisaillement (figure 2.23). Les images scanner brutes ont révélé la fracture macroscopique mais de façon très discrète (léger filet noir débutant à 1,5 cm du haut de l'échantillon). Les 4 coupes radiales de la figure 2.22 permettent d'imager la géométrie de la fissure dans l'échantillon. Pour une meilleure visibilité, la fracture a été repassée en rouge. En A, la fissure ne parcourt pas totalement toute la largeur de l'échantillon (zone d'initiation de la rupture). En B et C, on constate que le plan de rupture épouse les hétérogénéités de la roche formées probablement par les phénocristaux de feldspath et les pores équants. En D, la terminaison de la fissure est présentée.

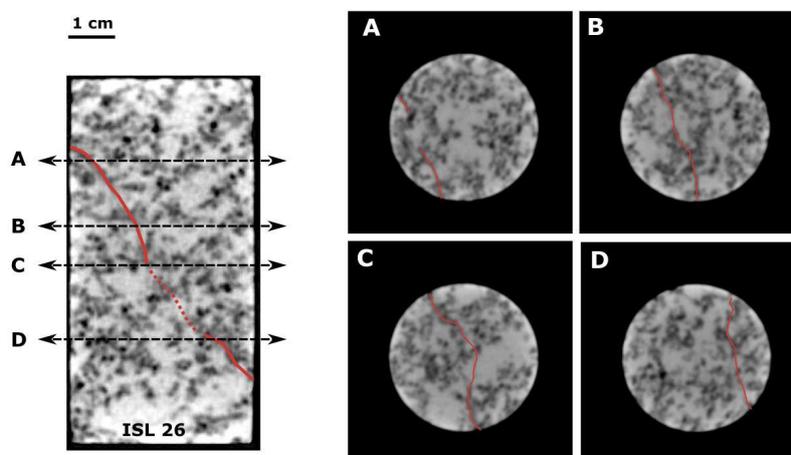


Figure 2.22 : Localisation de la fracture, essai IV - données de scanner rayon X (IFP)

La vue macroscopique de la figure 2.23 permet d'aller un petit plus loin dans l'interprétation de la

géométrie du plan de fissure. En effet on constate que la fracture n'est pas réellement plane mais qu'elle suit plutôt la microstructure de la roche en reliant les pores équants entre eux. Du cisaillement intervient très probablement dans la matrice, à la jonction entre les microlites, permettant de propager la fracture entre deux pores proches.

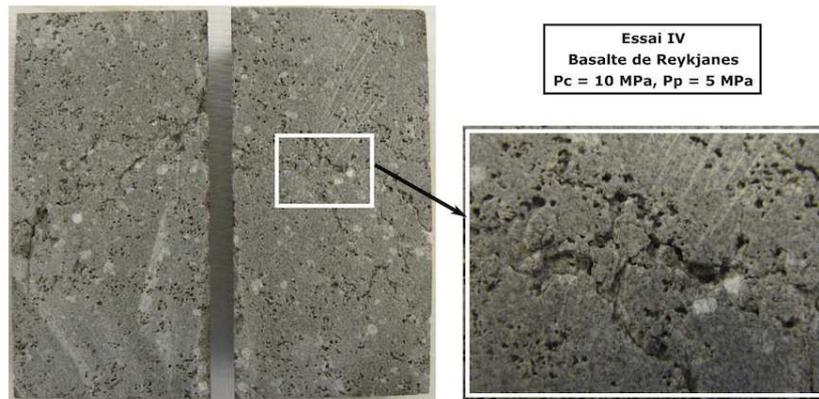


Figure 2.23 : Vue macroscopique de la fracture obtenue lors de l'essai IV. L'échantillon a été coupé en deux dans le sens sagittal de façon à avoir une vue planaire de la fracture.

2.5 Déformation à haut confinement [1] : Essai V

Au cours de l'essai V, l'échantillon a été mis à saturer durant 4 jours aux conditions hydrostatiques suivantes : 80 MPa de confinement et 5 MPa de pression de pore. La partie hydrostatique a donc été acquise sous saturation incomplète de l'échantillon. La seconde partie de l'expérience a consisté en l'augmentation de la contrainte axiale jusqu'à atteindre une déformation limite, cette seconde phase sera dénommée déviatorique par la suite.

2.5.1 Données de déformation

La figure 2.24 présente l'évolution des déformations au cours de l'essai V. Au cours de cet essai, la déformation axiale a été enregistrée uniquement grâce aux LVDT.

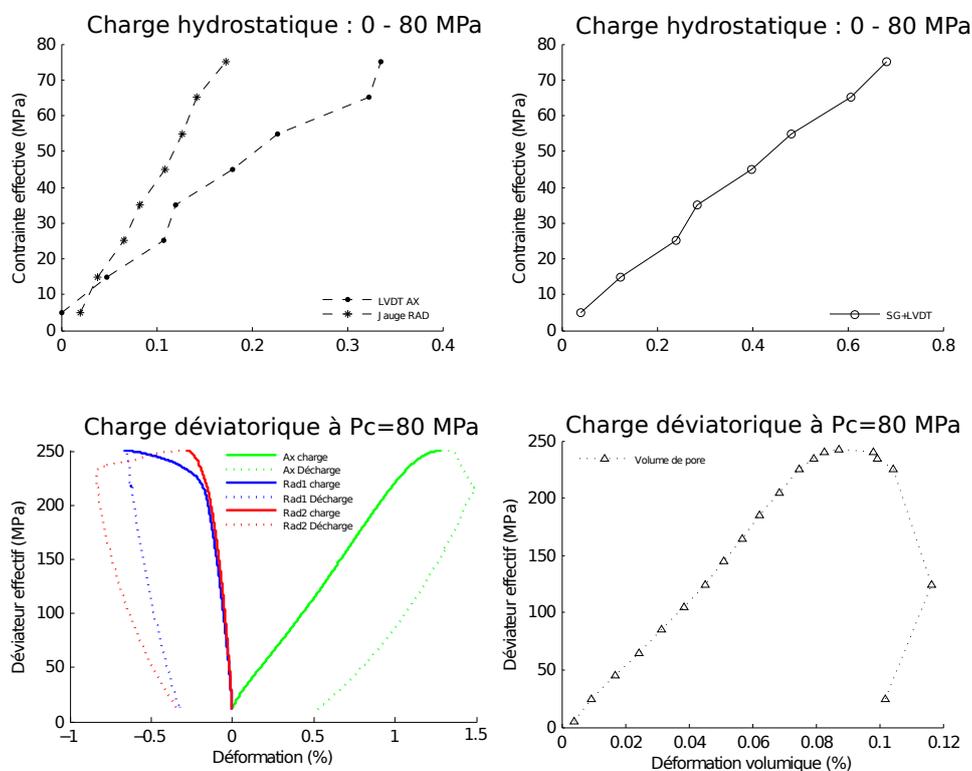


Figure 2.24 : Données de déformation - Essai V. Les graphes de gauche correspondent aux données des jauges et du LVDT (AX : déformation axiale, RAD : déformation radiale), ceux de droite à la déformation volumique mesurée par porosimétrie.

Au cours de la partie hydrostatique, l'échantillon se déforme de façon élastique, perdant environ 0.7 % de sa porosité. Nous verrons dans le chapitre 3 suivant les résultats obtenus pour un chargement hydrostatique jusqu'à 200 MPa. Les données enregistrées au cours de la phase déviatorique sont très différentes de celles acquises lors de l'essai IV. En effet, si on regarde l'évolution de la déformation volumique, on ne note aucune dilatance même quand le maximum de déviateur est atteint. La déformation se fait en compression tout au long de l'expérience.

Le tableau 2.4 récapitule les conditions de contrainte atteintes lors de la rupture.

Contrainte maximale	Pression de confinement	Déviateur maximal	Pression moyenne à la rupture
σ_1	σ_3	$\sigma_1 - \sigma_3$	$\frac{\sigma_1 + 2\sigma_3}{3} - P_p$
320 MPa	80 MPa	240 MPa	155 MPa

Table 2.4 : Conditions de la rupture, essai V

2.5.2 Vitesses des ondes élastiques

L'évolution des vitesses des ondes P au cours du chargement est présentée sur la figure 2.25. On note tout d'abord une anisotropie apparente forte des vitesses, les axiales étant beaucoup plus importantes que les radiales. Cependant, les vitesses axiales sont mesurées via des capteurs montés dans les embases de la presse, les signaux résultant sont de très mauvaise qualité d'où une incertitude importante sur les vitesses axiales mesurées (hétérogénéité des mesures bien visible). Les vitesses radiales sont constantes au cours de la charge. On note une baisse des V_P radiales mesurées au centre de l'échantillon après avoir atteint le maximum de déviateur alors que celles mesurées dans la partie haute de l'échantillon ne varient pas.

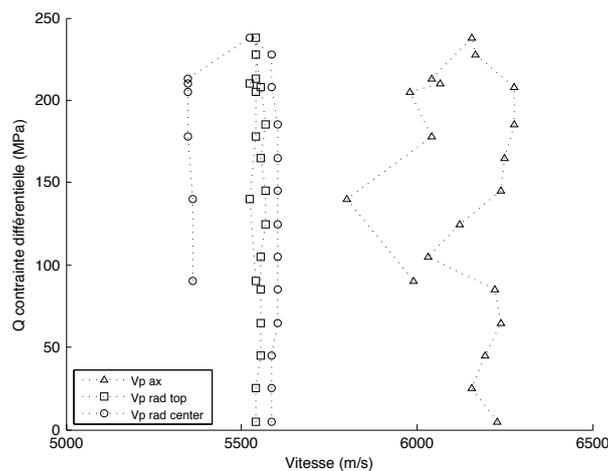


Figure 2.25 : Vitesses des ondes P mesurées au cours de la partie déviatorique de l'essai V.

2.5.3 Données des émissions acoustiques

Plus de 1000 EA ont également été localisées au cours de l'essai 5. Sur la figure 2.26, seules les 407 plus importantes ont été indiquées par commodité de lecture. On constate que la localisation est très différente de celle obtenue au cours de l'essai 4. Aux abords de la rupture, un cluster d'EA apparaît dans toute la partie centrale de l'échantillon avec une orientation subhorizontale. On note également une activité plus intense avant et après la rupture (forme d'onde continue) par rapport à l'essai 4. Il apparaît donc que la déformation du basalte à haut confinement ne possède pas du tout la même signature acoustique qu'à bas confinement.

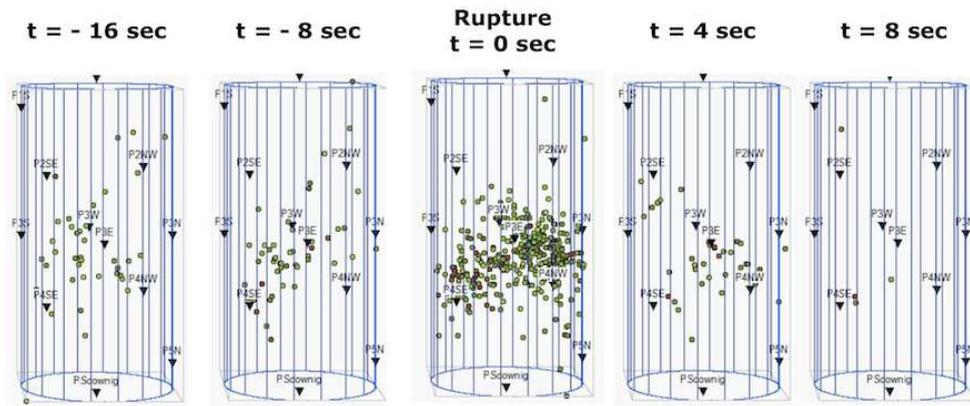


Figure 2.26 : Localisation des EA au cours de l'essai V. Seules les quelques secondes de part et d'autre de la rupture sont représentées.

De façon analogue à ce qui a été réalisé pour l'essai 4, une trentaine d'EA localisées avec précision ont été retenues pour l'étude de leurs mécanismes au foyer (figure 2.27). Plus de la moitié des évènements étudiés sont situés dans la partie bleue du diagramme de Hudson indiquant des mécanismes plutôt en compression.

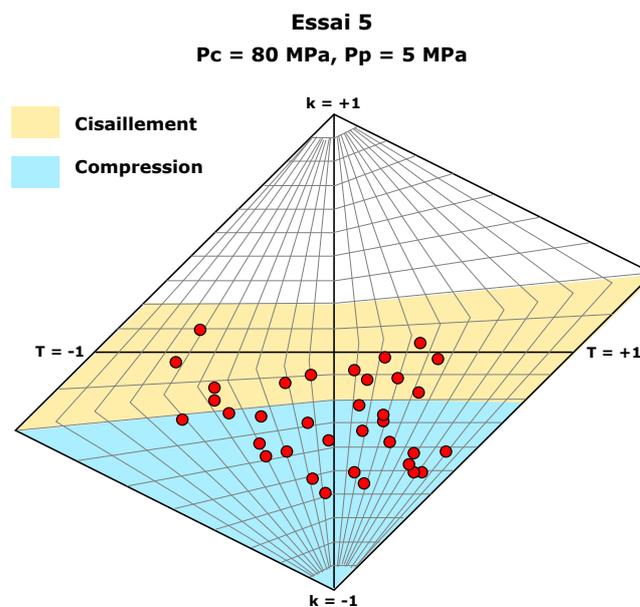


Figure 2.27 : Mécanismes au foyer des 35 évènements de plus forte magnitude ($M_w > -2.6$) enregistrés au cours de l'essai 5. Représentation dans le diagramme T, k d'Hudson.

Au cours de l'essai 5, on retrouve trois types de mécanisme distincts : cisailant, double couple et compressif. En proportion, on note davantage d'évènements purement compressifs par rapport à l'essai 4. Ces résultats sont très différents de ceux usuellement trouvés sur les roches basaltiques même à haut confinement. Ainsi à 60 MPa, Stanchits et al. [2006] ont montré sur EB que la majorité des EA étaient des évènements en tension et en cisaillement (seulement 20 % d'évènements en compression). En regardant de plus près les mécanismes au foyer des EA en fonction de leur localisation, on constate que dans la partie centrale de l'échantillon les deux types d'évènements, compressifs et cisillants, coexistent.

Ainsi l'étude des EA et de la déformation semble indiquer la mise en place d'une déformation localisée et orientée subperpendiculairement à la contrainte principale. Les mécanismes au foyer révèlent une part importante d'évènements compressifs. Ces différents indices conduisent à penser qu'à haut confinement,

le basalte ne se déforme pas selon un plan de fracture oblique mais plutôt en formant des bandes de déformation horizontales. La caractérisation macroscopique de l'échantillon permet de préciser la nature de ces bandes.

2.5.4 Caractérisation macroscopique de l'échantillon déformé

Contrairement aux résultats de l'essai IV, les images réalisées au scanner pour l'échantillon de l'essai V n'ont révélé aucune trace de fractures macroscopiques. Par ailleurs les EA enregistrées au cours de l'essai se sont révélées être localisées par paquet au centre de l'échantillon. Celui-ci a été sorti de sa jaquette afin de réaliser des coupes post-mortem. Il est alors apparu que la rupture était finalement localisée sous forme de zones à tendance horizontale mais dessinant des crénelations (figure 2.28). Ces objets semblent relativement analogues aux bandes de compaction, déjà très bien décrites dans des roches sédimentaires poreuses [Baud et al., 2004, Fortin et al., 2006, 2009].

Les bandes de déformation localisées sont visibles grâce au contraste de couleur, entre le noir de la matrice basaltique et les zones de déformation blanches. La couleur claire provient de la diffraction des rayons lumineux au niveau des zones broyées (phénomène de grain crushing). Au niveau de ces zones, la porosité équante est écrasée (pore collapse) et les anciens pores semblent reliés entre eux par des zones de cisaillement entre les grains (phénocristaux et microlites). Il apparaîtrait donc qu'il ne s'agisse pas réellement de bandes de compaction comme vues dans les grès mais plutôt de bandes de cisaillement compactantes, stade atteint dans les grès pour des pressions de confinement moyennes [Bésuelle, 2001].

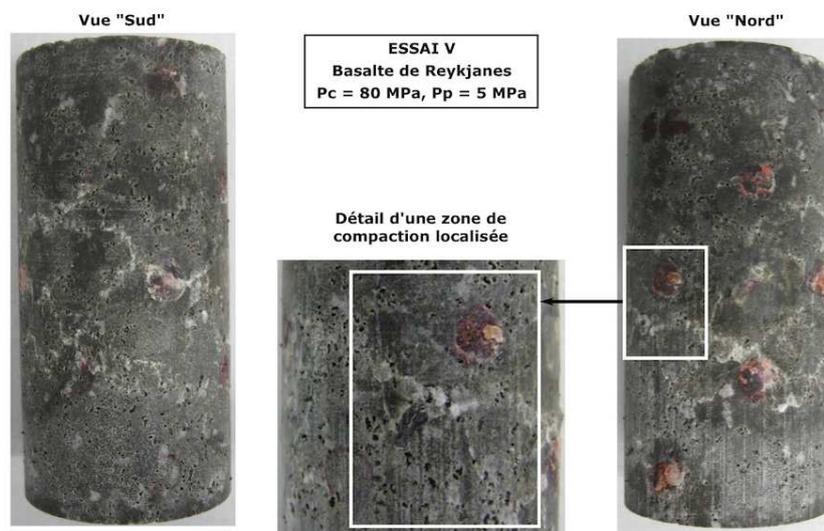


Figure 2.28 : Vue macroscopique des zones de compaction localisée.

2.6 Déformation à haut confinement [2] : Essai VII

Au cours de l'essai VII, les pressions de confinement et de pore ont été maintenues constante respectivement à 100 MPa et 5 MPa. La contrainte axiale a été augmentée jusqu'à atteindre un seuil de déformation axiale égal à 0,6 %.

2.6.1 Données de déformation

La figure 2.29 présente l'évolution des déformations au cours de l'augmentation de contrainte axiale lors de l'essai VII. La déformation volumique est mesurée grâce au volume de pore sortant au cours de l'expérience. Les déformations enregistrées localement par les jauges sont relativement faibles (moins de 1 % en valeur absolue). La déformation volumique indique un comportement compactant de l'échantillon au cours du chargement axial. Ceci est en accord avec ce qui a été vu au cours de l'essai 5. Il s'agit d'une première preuve d'un mode de déformation différent d'une rupture cisailante (vu lors de l'essai 4).

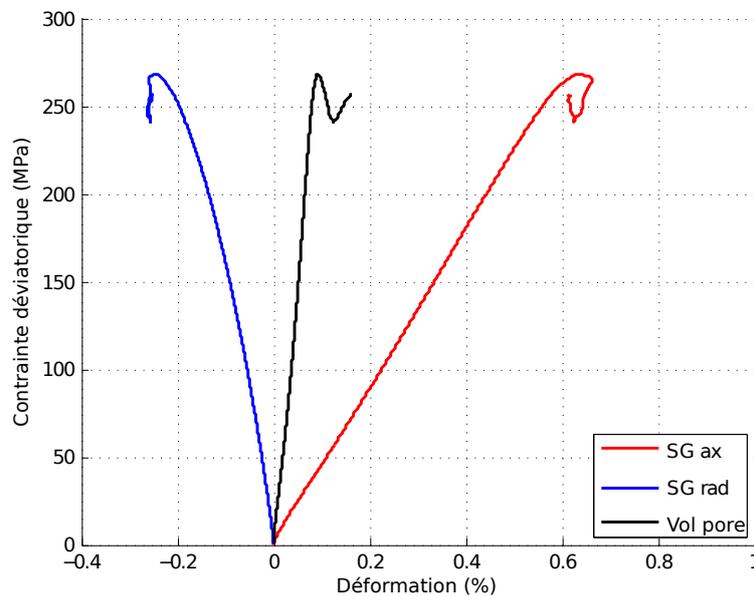


Figure 2.29 : Données de déformation acquises lors de l'augmentation de contrainte axiale au cours de l'essai VII.

Le tableau 2.5 récapitule les conditions de contrainte atteintes lors de la rupture.

Contrainte maximale	Pression de confinement	Déviateur maximal	Pression moyenne au seuil de déformation
σ_1	σ_3	$\sigma_1 - \sigma_3$	$\frac{\sigma_1 + 2\sigma_3}{3} - P_p$
355 MPa	100 MPa	355 MPa	130 MPa

Table 2.5 : Conditions de contrainte atteintes au seuil de déformation (déformation axiale égale à 0,6 %), essai VII.

2.6.2 Vitesses des ondes élastiques

L'évolution des vitesses des ondes P et S au cours du chargement axial est présentée sur la figure 2.30. On note une augmentation faible des vitesses au cours du chargement axial due probablement à la

fermeture des fissures préexistantes orientées perpendiculairement à la contrainte principale. Les vitesses des ondes chutent drastiquement une fois le maximum de contrainte axiale atteint.

L'évolution de la vitesse des ondes élastiques n'apportent pas de réelles informations sur le mode de déformation observé lors de l'essai VII. Nous allons maintenant nous intéresser aux données acoustiques.

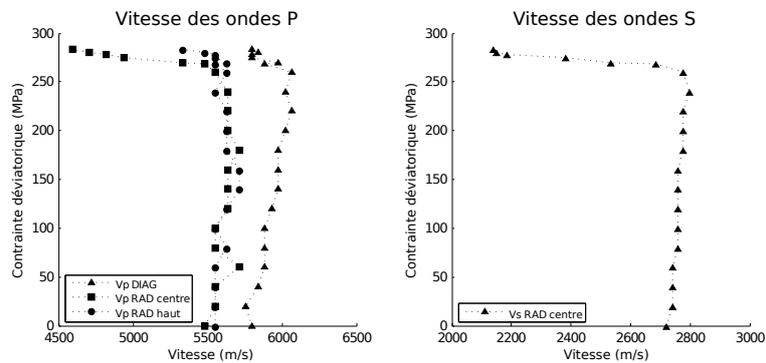


Figure 2.30 : Vitesses des ondes P et des ondes S mesurées au cours du chargement axial (essai VII).

2.6.3 Données acoustiques

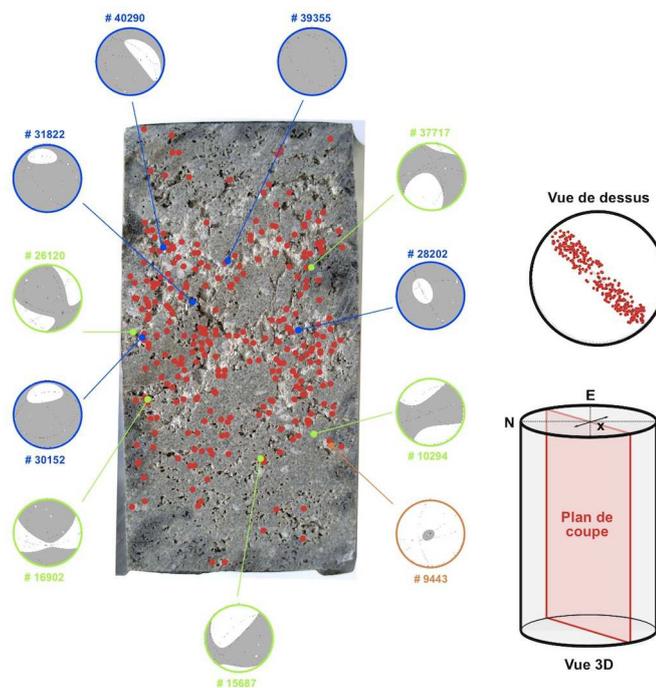


Figure 2.31 : Localisation des émissions acoustiques dans le plan central de l'échantillon. Certains mécanismes au foyer ont été représentés. Les évènements en bleu ont une composante compressive majoritaire, ceux en vert une composante cisailante majoritaire et ceux en orange une composante en tension majoritaire. $-5\text{mm} < x < +5\text{mm}$.

Au cours de l'essai VII, seules les données acoustiques acquises en déclenché ont été enregistrées. On a choisi de représenter les localisations des émissions acoustiques en surimposition de la coupe longitudinale de l'échantillon déformé (figure 2.31). Pour ce faire, seuls les évènements localisés dans le plan longitudinal central de l'échantillon ont été conservés. L'échantillon déformé a été coupé selon ce même plan et des photographies du plan de coupe ont été prises. De façon analogue à ce qui a été vu pour l'essai 5, les vues macroscopiques révèlent une déformation localisée sous forme de bandes subhorizontales réparties

dans tout l'échantillon et ressortant en blanc sur les photos. On constate que la majorité des évènements sont localisés dans ces zones broyées. Au regard de l'erreur de localisation (± 3 mm), on note une bonne cohérence entre la vue macroscopique et les localisations. Quelques mécanismes au foyer ont également été représentés sur la figure 2.31. On constate que les zones déformées sont le siège de deux types d'évènements, ceux à composante compressive et ceux à composante cisailante, sans réelle prédominance d'un type sur l'autre. Il semblerait donc que le mode de déformation observé lors de l'essai 7 soit un mode mixte, associant compaction et cisaillement.

2.6.4 Microstructure

Une étude fine de la microstructure a été réalisée sur l'échantillon déformé après l'essai VII. Un microscope électronique à balayage équipé d'un FEG (canon à émission de champ) et installé au Laboratoire de Géologie de l'ENS a été utilisé pour réaliser les clichés de microstructure.

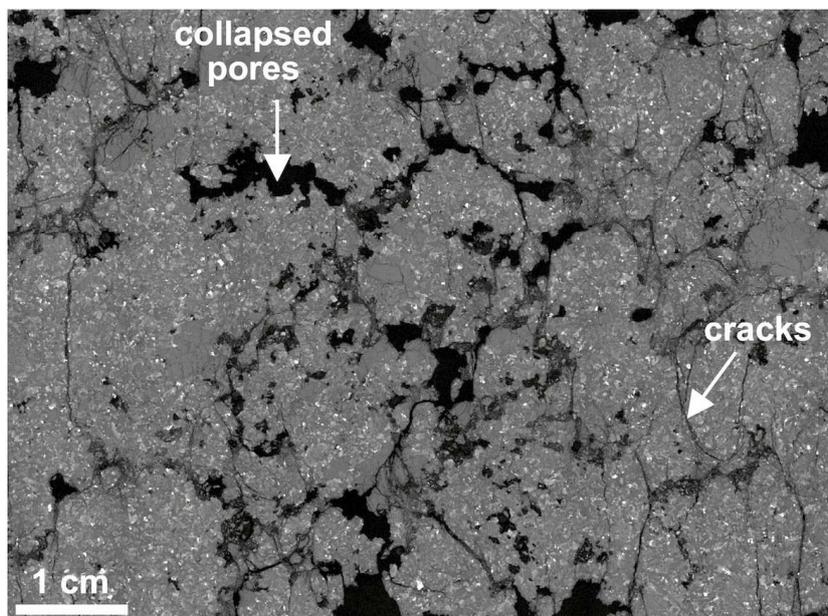


Figure 2.32 : Vue d'ensemble de la microstructure de l'échantillon déformé lors de l'essai VII. La contrainte axiale principale est orientée verticalement.

La figure 2.32 est une vue générale de l'échantillon déformé. On note la présence de pores écrasés perpendiculairement à la contrainte principale (orientée verticalement par rapport au cliché). Par ailleurs, des fissures nouvellement formées sont visibles et semblent relier les anciens pores. Une majorité de ces fissures sont verticales et donc ouvertes perpendiculairement à la contrainte principale.

La figure 2.33 regroupe 4 vues de détail de la microstructure.

Sur les clichés A et C, des pores en train de se fermer sont visibles. On note la présence de matière écrasée en leur sein illustrant le phénomène de "grain crushing". Sur le cliché B1, des pores pas encore totalement fermés sont reliés par un réseau de fissures. Le cliché B2 est un agrandissement du précédent. On constate que la fracturation est majoritairement localisée dans une phase minérale. Une étude simple de sa chimie révèle qu'il s'agit d'un pyroxène.

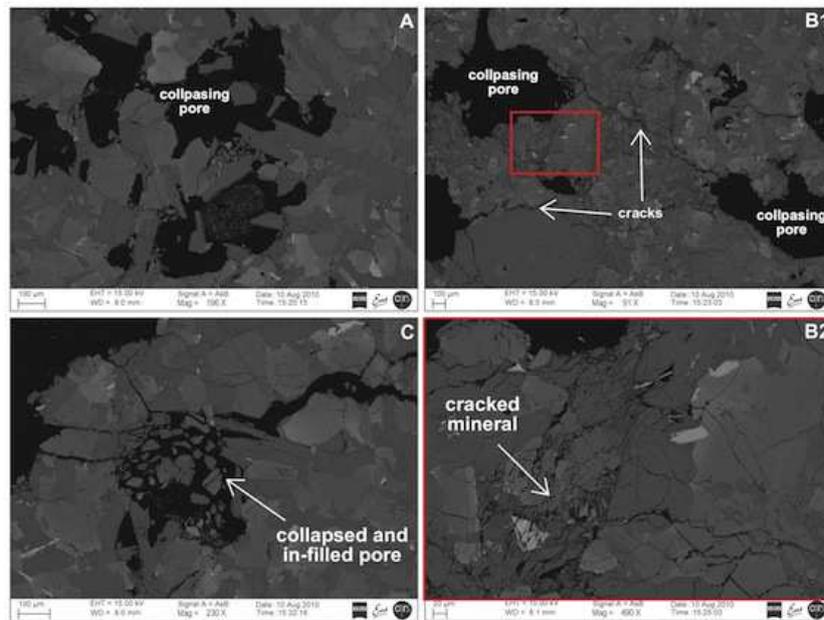


Figure 2.33 : Vues de détail de la microstructure de l'échantillon déformé lors de l'essai VII.

Cette expérience réalisée au maximum de confinement possible par la cellule ST100 confirme les résultats obtenus au cours de l'essai V. Deux modes de déformation distincts semble donc exister à bas et à haut confinement pour le basalte de Reykjanes. Une reconstitution partielle de l'enveloppe de rupture est tentée dans le paragraphe 2.8.

2.7 Déformation par augmentation de pression de fluide : Essai VI

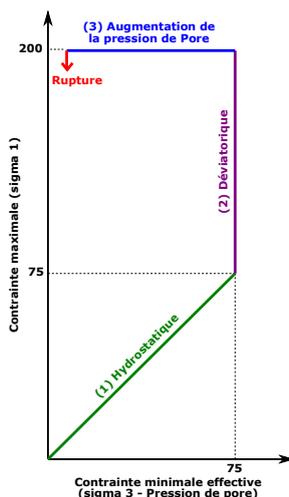


Figure 2.34 : Essai VI

Le mouvement des failles en profondeur peut induire localement une augmentation importante de la pression de fluide [Julian et al., 1997]. Réciproquement, si la pression de fluide atteint une certaine valeur (fonction de la pression hydrostatique locale), elle peut à son tour induire de la fracturation. Le lien entre augmentation locale de pression de fluide et fracturation est une clé importante dans la compréhension des phénomènes de rupture à grande échelle et de prévision des risques sismiques, principalement dans les zones où la richesse en fluides du sous-sol est connu.

Au cours de l'étude expérimentale menée sur le basalte de Reykjanes, nous avons cherché à caractériser ce type de fracturation par augmentation de la pression de pore dans l'échantillon. L'essai VI s'est déroulé en trois phases, récapitulées sur la figure ci-contre : (1) augmentation de la pression de confinement jusqu'à 80 MPa en maintenant constante la pression de pore à 5 MPa ; (2) augmentation de la contrainte axiale jusqu'à atteindre la contrainte déviatorique induisant la rupture du basalte au cours de l'essai IV (sous bas confinement), soit 120 MPa et (3) augmentation de la pression de pore jusqu'à la rupture. Au cours des trois phases, la déformation, les vitesses d'ondes élastiques ainsi que les émissions acoustiques sont enregistrées.

2.7.1 Données de déformation

La figure 2.35 récapitule les données de déformation acquises au cours des trois phases. La colonne de droite présente les données de déformations axiales et radiales, celle de gauche les données de déformation volumique. Au cours de la phase hydrostatique, l'échantillon a perdu environ 0.5 % de porosité pour un chargement de 80 MPa, ceci est en accord avec les précédents tests réalisés sur le même échantillon. Cette réduction de porosité correspond très probablement à la fermeture des fissures préexistantes.

La troisième phase de l'expérience montre des particularités intéressantes en terme de déformation. En effet, on constate que l'échantillon se déforme en dilatance (déformation volumique négative dans les conventions prises) tout au long de l'augmentation de la pression de pore. La déformation radiale est peu marquée jusqu'aux abords de la rupture, l'échantillon se déforme majoritairement radialement. La rupture est marquée par une inversion brutale des sens de déformation, tant en axial qu'en radial. Au cours de l'augmentation de la pression de pore, seules les jauges permettent de mesurer la déformation volumique. En effet, la pression de pore n'étant plus maintenue constante, on ne peut plus utiliser le volume d'eau sortant de l'échantillon.

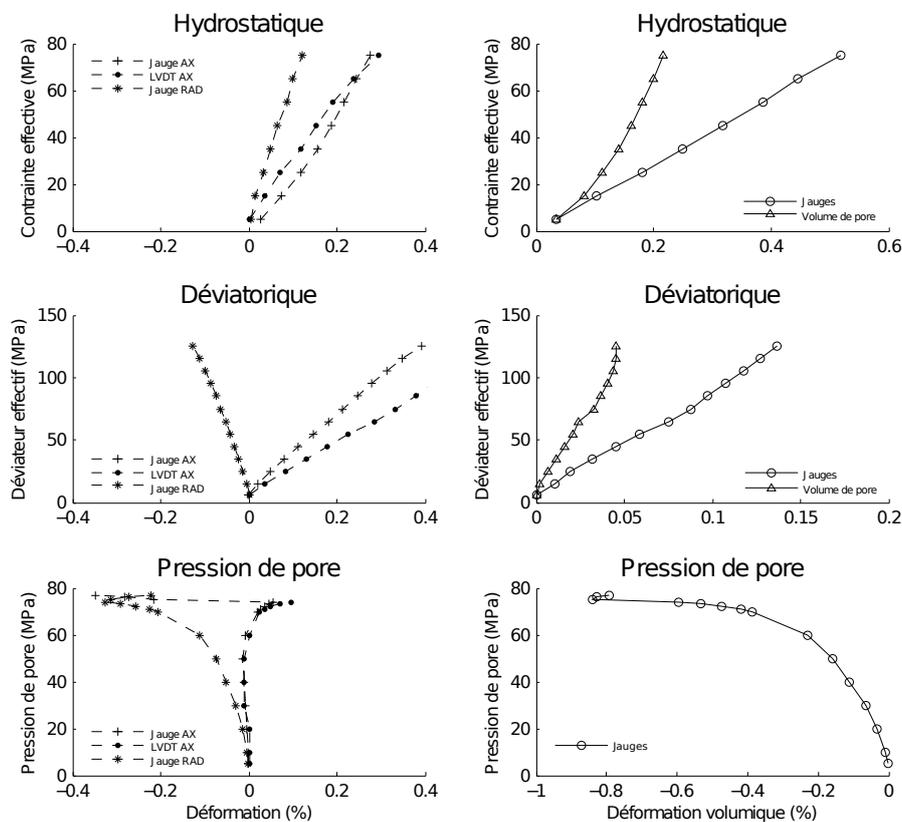


Figure 2.35 : Données de déformation, essai VI

Contrainte maximale	Pression de confinement	Déviateur	Pression moyenne	Pression de pore
σ_1	σ_3	$\sigma_1 - \sigma_3$	$\frac{\sigma_1 + 2\sigma_3}{3}$	P_p
200 MPa	80 MPa	120 MPa	120 MPa	75 MPa

Table 2.6 : Conditions de la rupture, essai VI

Le tableau 2.6 présente les conditions de contrainte atteintes lors de la rupture de l'échantillon. Celle-ci s'est produite pour une pression de pore de 75 MPa, valeur attendue d'après les données des essais IV et V. L'échantillon de basalte répond donc idéalement de façon élastique avant de se fracturer.

2.7.2 Données des vitesses élastiques

Les vitesses des ondes P sont représentées sur figure 2.36 en fonction de la contrainte effective moyenne P . L'augmentation de pression de pore induisant la rupture correspond à une baisse de P . Quelles soient diagonales ou radiales, les vitesses des ondes P évoluent de la même façon. Elles restent d'abord relativement constante aux alentours de 6000 m.s^{-1} avant de chuter brutalement à 4000 m.s^{-1} quand la pression de pore atteint 75 MPa (seuil de rupture).

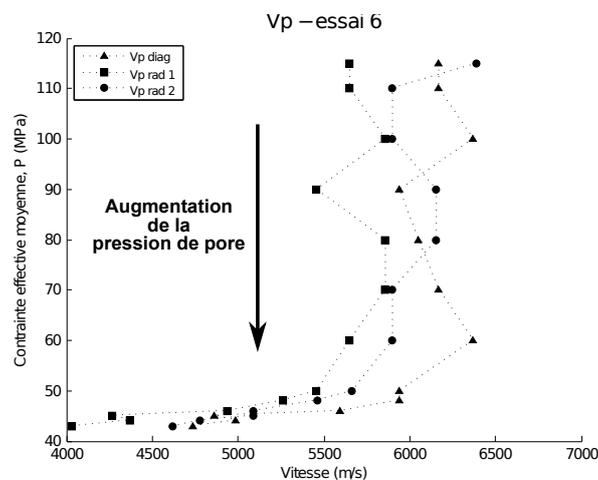


Figure 2.36 : Evolution des vitesses des ondes P en fonction de la contrainte moyenne effective, essai VI

2.7.3 Données des émissions acoustiques

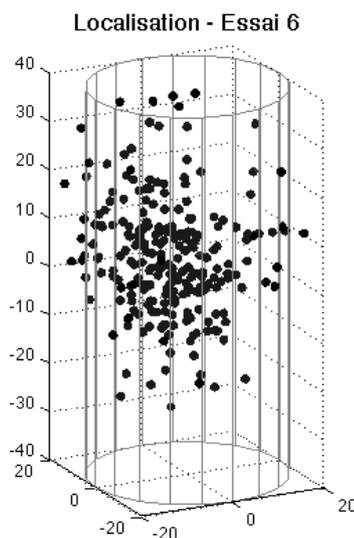


Figure 2.37 : EA - essai 6

Sur la figure ci-contre, 245 EA ont été relocalisées dans une structure 3D. La distribution spatiale des EA n'est pas aussi claire que dans les deux cas précédents. Cependant un plan de cisaillement oblique à 45° semble se dessiner. L'étude macroscopique de la fracturation révèle que l'échantillon a été cassé en deux parties distinctes selon un tel plan. La faible concordance entre localisation des EA et position de la macrofracture illustre bien le fait que les EA ne permettent pas de remonter à la fracturation macroscopique mais plutôt aux microruptures dont la coalescence entraîne la rupture de l'échantillon. Par ailleurs, il est possible que l'augmentation de pression de fluide ait induit de multiples zones de surpression locales engendrant des EA distribuées aléatoirement dans la structure. Enfin, une troisième cause possible d'explication du faible degré de concordance serait un problème expérimental avec un seuil trop bas de détection des EA, on localiserait alors des événements qui

ne sont que des artefacts ou du bruit.

2.7.4 Etude par traitement d'images de la fracturation

A la suite de l'essai en presse triaxiale, l'échantillon de basalte a été passé au scanner à l'IFP. Les données brutes du scanner sont des coupes axiales et sagittales de l'échantillon prise tous les millimètres. A partir de ces coupes, une image 2D de la fracture peut être obtenue (figure 2.38).

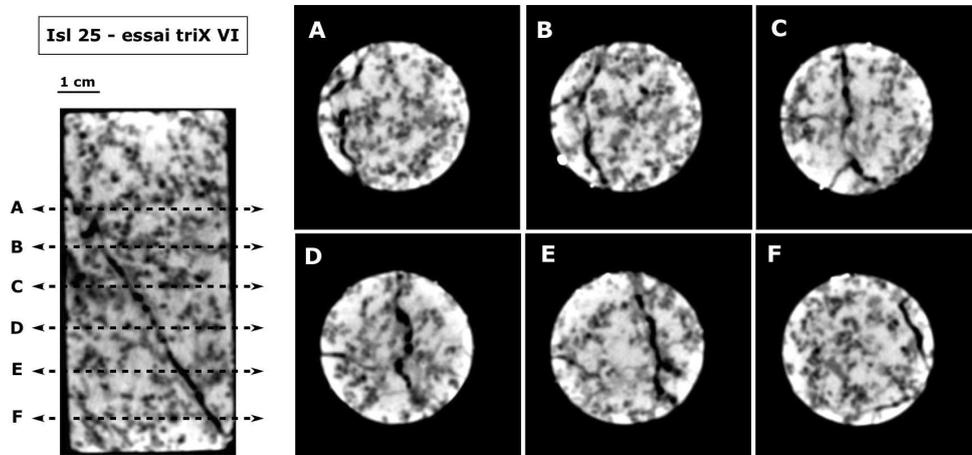


Figure 2.38 : Localisation de la fracturation, essai VI

On constate que celle-ci est oblique à environ 45° , identique à celle obtenue lors de l'essai IV. Par contre, l'ouverture de la fissure est plus importante (environ 2 mm), ceci peut être lié à deux choses : la pression de pore importante lors de la fracturation et une vitesse de déchargement rapide. Au regard de la largeur de la fissure, nous avons tenté de réaliser un traitement d'image adéquat afin de visualiser le plan de fracture en trois dimensions. Le problème majeur réside dans le fait que la fissure apparaît de la même couleur que certains éléments de la matrice rocheuse (pores sphériques mais également certains minéraux constitutifs). C'est pourquoi on choisit de travailler en fausses couleurs de façon à faire ressortir la fissure.

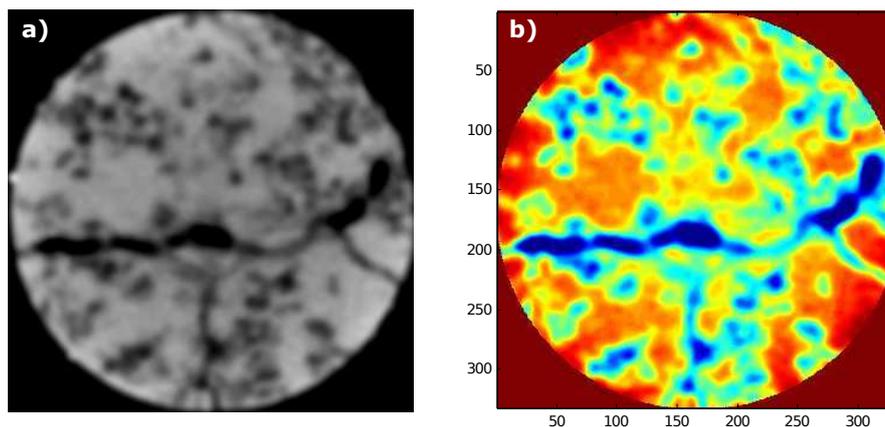


Figure 2.39 : Traitement des scans axiaux : exemple sur coupe à 48 cm (milieu de l'échantillon). a) image d'origine issue du scanner rayon X. b) image après traitement par Matlab[©]

La figure 2.39 présente un exemple du traitement d'image de base de chacune des coupes axiales obtenues au scanner. On rappelle qu'une image numérique est définie comme un signal fini bidimensionnel échantillonné à valeurs quantifiées dans un certain espace de couleur, elle est formée de points appelés pixels. Ici, l'image originale est une image codée en niveaux de gris sur un octet (8 bits) soit 256 nuances

de dégradé (image a). Le premier traitement effectué est de la transformer en image couleur. Trois plans de niveaux de gris sont alors défini (un rouge, un vert et un bleu) et la couleur finale est obtenue par synthèse additive de ces trois composantes (image b). La porosité, initialement imagée en noire, est imagée en bleu, correspondant à des valeurs de niveau de gris faibles (inférieur à 20). La zone de fracturation est ainsi mieux observable sur les nouvelles coupes.

Avant d'envisager une reconstitution 3D de la fissure, on effectue un empilement des coupes transversales selon leur ordre dans l'échantillon. Sur la figure 2.40, six coupes sur lesquelles la fissures est visible ont été empilées. On a choisi de représenter seulement les contours des plages de couleur pour plus de clarté. Le plan de fracturation se devine sur cette figure, la fissure débutant en bas à gauche de l'échantillon et se terminant en haut à droite.

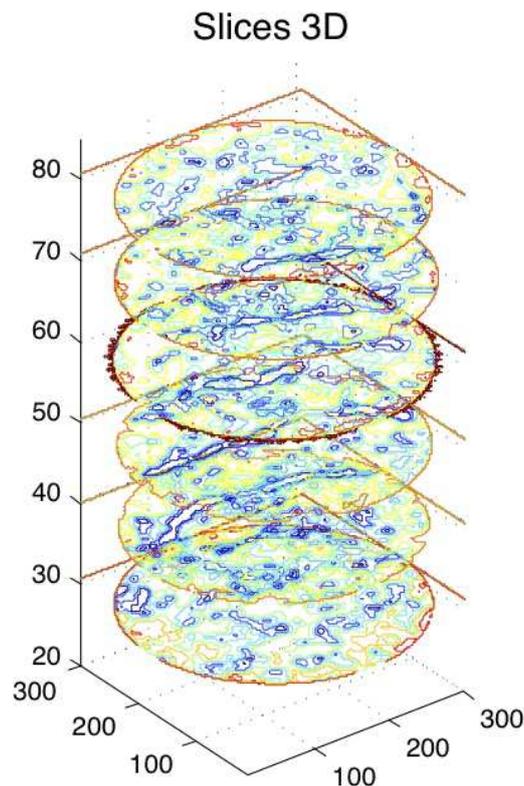


Figure 2.40 : Reconstitution 3D par slices. Les contours de la fracture apparaissent en bleu foncé.

On choisit alors de visualiser la fracture en trois dimensions. Pour cela on réalise une isosurface sur toutes les coupes transversales en choisissant une isovaleur suffisamment basse pour ne prendre en compte que la porosité (noire au scanner, teintes bleues en image reconstituée). La figure 2.41 présente le résultat visuel obtenu en prenant une isovaleur de 15. On a choisit de ne représenter que la hauteur de l'échantillon réellement traversée par la fracture, soit entre 20 et 80 mm rapporté à l'intervalle [0 ; 60] mm.

Cette visualisation permet de mettre en évidence que la fracture ne suit pas un plan parfait même si l'inclinaison générale est à 45° . Par ailleurs, l'ouverture de la fissure n'est pas la même partout, les zones d'étranglement apparaissant comme des fenêtres à l'intérieur du plan de fracture. Enfin, le modèle 3D montre qu'une certaine part de la porosité est isolée du plan de fracture. Il pourrait s'agir de la part vacuolaire, cependant la taille de ces amas est assez importante (supérieure au millimètre). Il pourrait donc s'agir d'un biais de traitement spectral, le seuil imposé étant trop fort pour écarter certaines teintes de la matrice. Des tests avec des seuils plus faibles montrent des lacunes trop importantes dans le plan de fissure. La figure 2.41 est donc un modèle de visualisation de la fracture présentant quelques défauts

dus à la matrice basaltique hétérogène.

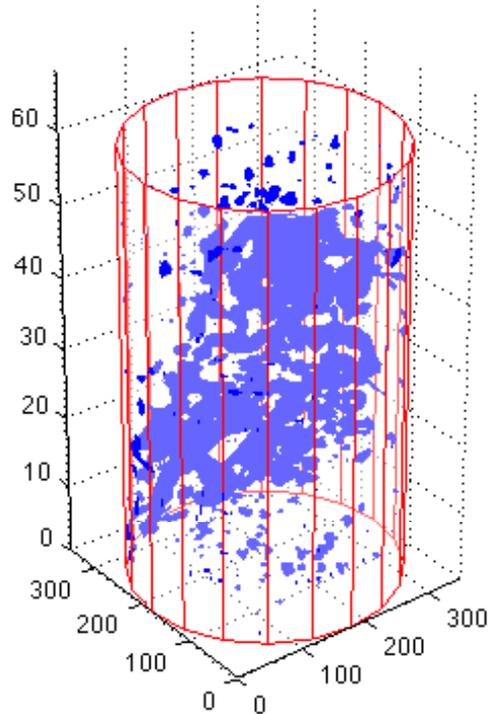


Figure 2.41 : Reconstitution 3D de la fracture.

Un traitement informatique original des données de scanner a été réalisé par Thibaut Pérol, élève ENS en stage informatique de L3. Il a développé un algorithme de seuillage des coupes axiales avec choix possible des structures de porosité à conserver. Il a ainsi mis en évidence que la fracture macroscopique correspondait à environ 1 % de la surface totale pour chaque coupe. Comme la fracture parcourt presque tout l'échantillon, on peut en déduire que la porosité totale liée à la fracturation induite par pression de fluide est d'environ 1 % (fracture principale + petites fractures secondaires).

2.8 Bilan des modes de déformation du basalte de Reykjanes

L'approche expérimentale menée sur le basalte de Reykjanes a permis de mettre en évidence des caractéristiques intéressantes sur les modes de déformation du basalte en fonction de l'état de confinement et de la pression de fluide.

La figure 2.42 présente une vue macroscopique de trois échantillons : un basalte de Reykjanes intact, l'échantillon déformé après l'essai 5 (compaction localisée) et l'échantillon cassé par augmentation de pression de pore (essai 6). La couleur noire des deux échantillons déformés est due à la présence d'une jaquette en Néoprène au cours des expériences en presse triaxiale qui déteint sur la roche. Cette photo révèle la différence notable des modes de déformation du basalte selon l'état de contrainte. Dans le cas de l'essai 6, l'échantillon n'est plus cohérent, la rupture cisailante l'ayant séparé en deux parties distinctes. Pour l'essai 5, la compaction se retrouve localisée au niveau de 3 bandes centrales présentant des crénulations.

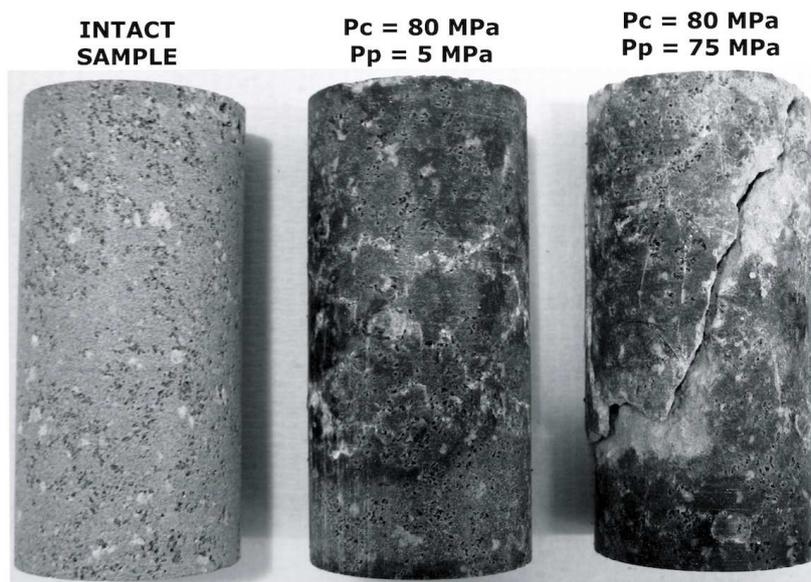


Figure 2.42 : Comparaison macroscopique de la fracturation : essais V et VI

2.8.1 Comparaison de la radiation des émissions acoustiques

À partir des formes d'ondes continues, on peut réaliser des acoustogrammes sur une période de temps d'une heure, analogues expérimentaux des sismogrammes du terrain. La figure 2.43 présente les 3 acoustogrammes déduits des essais de déformation. Pour chacun des essais, une période de 100 secondes a été sélectionnée durant laquelle la rupture s'est produite. En surimpression sur les données acoustiques, les courbes de contrainte et de déformation ont été respectivement indiquées en bleu et en vert.

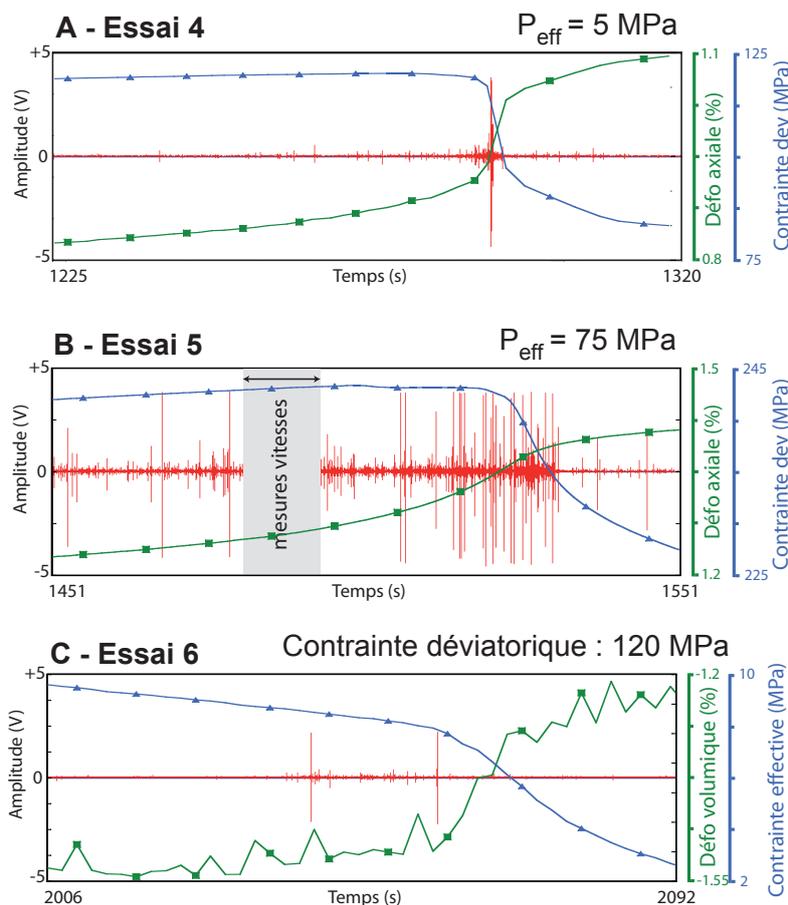


Figure 2.43 : Comparaison des radiations d'émissions acoustiques au cours des essais 4, 5 et 6.

On constate que au cours de l'essai 4, l'activité prémonitoire à la rupture se résume à quelques dizaines d'évènements faiblement énergétiques. La rupture à proprement parler ne correspond qu'à un seul pic d'émissions, sans qu'il n'y ait saturation du système (ni en amplitude ni en fréquence d'évènements). Au cours de l'essai 5, l'activité prémonitoire est plus intense et la localisation de la déformation correspond à une période d'activité acoustique intense sans que le système ne sature cependant. Enfin, au cours de l'essai 6, l'activité acoustique est très faible avec quelques évènements autour de la rupture. On ne note pas de signature acoustique propre de la rupture (en tous les cas pas au moment du saut de déformation).

Il semble donc que la rupture induite dans le basalte de Reykjanes soit caractérisée par une faible quantité d'énergie rayonnée comparativement à d'autres roches, comme les grès ou les granites notamment [Schubnel et al., 2009]. Différentes hypothèses peuvent être mises en avant pour expliquer ce comportement. On pourrait penser a priori que la porosité équivalente importante du basalte atténue fortement les émissions acoustiques. Or on retrouve ce type de porosité dans les grès qui, eux, présentent une signature acoustique forte [Fortin et al., 2006, Schubnel et al., 2007]. Il est donc davantage probable que la faible quantité d'énergie rayonnée soit due à la minéralogie du basalte de Reykjanes. En effet, cette roche est riche en feldspath, minéral présentant de nombreuses macles et dislocations. De façon analogue à ce qui a été observé dans les calcaires avec l'atténuation acoustique due à la plasticité de la calcite [Lockner and Byerlee, 1977], il est probable que ce minéral, présent sous forme de phénocristaux et de microlites dans le basalte de Reykjanes, soit responsable de l'atténuation énergétique observée.

2.8.2 Modes de fracturation dans le basalte, effet de la porosité non-connectée

A partir des coupes transversales obtenues en CT-scanner, on peut déduire l'évolution de la porosité totale dans l'échantillon. Pour cela on applique un seuil de couleur aux images brutes, la porosité apparaissant en noire et la matrice en blanc - gris. Le seuil est fixé connaissant la porosité totale de l'échantillon intact, on prend pour cela la valeur obtenue par pycnométrie Hélium de 10.3 %. On obtient une valeur de porosité par coupe transversale, on en déduit également la porosité totale après déformation (moyenne des porosités transversales). La figure 2.44 présente les résultats obtenus pour les essais 5 et 6.

Un seuillage plus fin des images de l'échantillon déformé après l'essai 6 permet de n'évaluer que la porosité de la fracture macroscopique. Elle représente environ 1 % sur chaque coupe transversale où elle apparaît. Pour l'essai 5, on ne note pas de baisse importante de la porosité dans la partie centrale. La zone déformée ne ressort que parce qu'elle est encadrée par deux valeurs de porosité maximales. Ce résultat ne semble pas très étonnant au regard de la faible porosité initiale (10 %). En effet, même si au niveau des bandes de déformation localisée, la porosité est réduite du fait du collapse de certains pores équants, il est possible que ce ne soit pas visible au scanner.

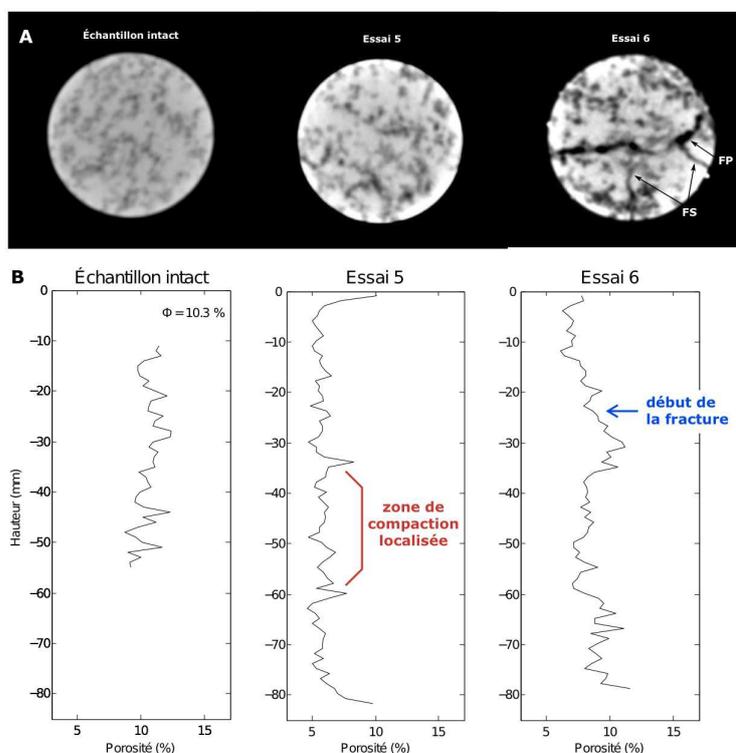


Figure 2.44 : A) Images CT-scan brutes prises à 49 cm du haut des échantillons (FP : fracture principales, FS : fractures secondaires). B) Evolution de la porosité dans les échantillons déformés après traitement numérique.

On peut mettre en avant certains défauts de cette technique de porosimétrie. Le premier, probablement le plus important, est celui du seuillage des images brutes. Il dépend de la porosité initiale d'une part mais également du réglage du scanner pour les différents essais. Or selon la déformation de l'objet le réglage peut être complètement différent. Par exemple, pour tenter de faire ressortir les bandes de déformation localisées de l'essai 5 on a préalablement saturé sous vide l'échantillon, les réglages du scanner ont donc du être complètement modifiés par rapport aux autres tests réalisés sur des échantillons secs. Par ailleurs, le deuxième défaut majeur provient du faible contraste de couleur entre certains éléments de la matrice basaltique et la microstructure de porosité. Malgré un seuil plus fin, il est possible que certains

éléments solides aient été considérés comme de la porosité, faussant aléatoirement les résultats obtenus (tableau 2.7).

Échantillon	Porosité moyenne	Écart type
Intact	10.3 %	0.9 %
Test 5	6 %	0.9 %
Test 6	8.5 %	1.2 %

Table 2.7 : Porosité moyenne déduite des images scanner

Cependant il ressort de cette étude de porosimétrie que la déformation du basalte est conditionnée par la microstructure de porosité, notamment la déformation localisée dans l'essai 5. De façon analogue, dans les grès, les bandes de compaction se produisent à partir de 40 MPa de confinement si l'échantillon est très poreux, typiquement plus de 20 % de porosité [Fortin et al., 2006]. Si l'on ne considère que la porosité connectée du basalte qui est de 8 % cela paraît très faible. Une porosité totale de 10.3 % reste faible par rapport aux valeurs des grès. Cependant la porosité non connectée du basalte est constituée de macropores équants issus du dégazage du magma. Ce sont ces pores sphériques qui se collapseront et localiseront la déformation dans des bandes. Ce serait une des hypothèses pour expliquer la formation de telles bandes de déformation localisées dans un matériel si peu poreux.

2.8.3 Enveloppe de rupture

À partir des différentes données de déformation acquises sur le basalte, on peut réaliser son enveloppe de rupture théorique. Pour cela on représente les valeurs de contrainte déviatorique Q nécessaires pour induire la rupture en fonction de la contrainte effective moyenne P (figure 2.45).

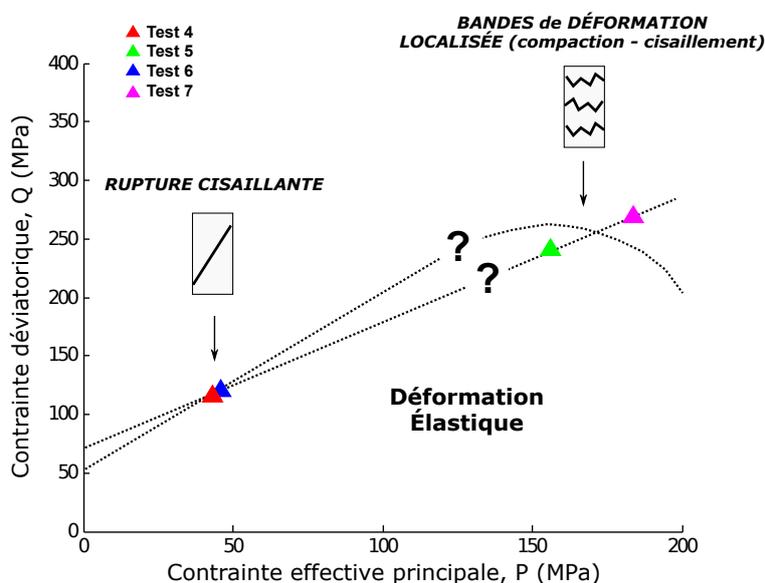


Figure 2.45 : Enveloppe de rupture extrapolée pour le basalte de Reykjanes. Les deux hypothèses sur la forme de l'enveloppe sont discutées dans le texte.

À partir des différents points expérimentaux, différentes possibilités existent pour reconstruire l'enveloppe de rupture du basalte de Reykjanes. En reprenant l'analogie avec ce qui a déjà été observé pour certaines roches poreuses, type grès ou calcaire, on peut imaginer que les points obtenus à haut confi-

nement correspondent au maximum de l'enveloppe et que celle-ci décrit une sorte de parabole. Pour confirmer cette hypothèse il serait intéressant de pouvoir déformer en hydrostatique le basalte jusqu'à des contraintes importantes (supérieure à 200 MPa) afin d'atteindre le régime de déformation cataclastique. Une deuxième hypothèse serait d'imaginer une enveloppe de rupture linéaire avec la contrainte effective. Le régime purement compactant serait alors atteint pour un confinement et une charge axiale très importante, difficilement réalisable au laboratoire.

2.8.4 Analogies avec l'échelle du terrain

i) Comparaison des paramètres b

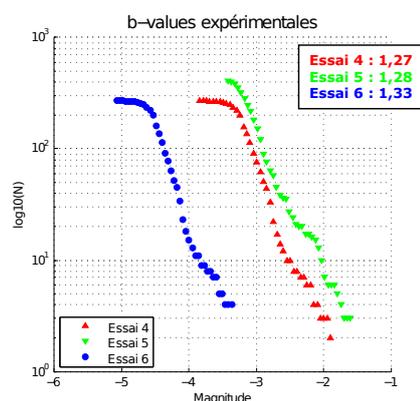


Figure 2.46 : Valeurs de b expérimentales

La figure ci-contre présente les résultats de b -values déduites des données de magnitude des EA enregistrés au cours des 3 essais de rupture. On constate que les trois valeurs obtenues sont cohérentes entre elles et proches de 1,3. Cette valeur est plus petite que celle déduite de la microsismicité enregistrée sur la péninsule de Reykjanes qui était de 1,45 cf. (figure 1.27). On constate par ailleurs que les valeurs obtenues lors des essais 4 et 5 sont identiques alors que les mécanismes de déformation observés sont très différents. Ceci est en accord avec ce que Townsend et al. [2008] ont montré dans les grès lors de la formation des bandes de compaction. On observe de façon similaire aux données naturelles un déficit d'évènements de très faible magnitudes. Il est probable que pour ces magnitudes les limites de détection du système soient atteintes. Un nombre insuffisant de capteurs détecte les évènements, ceux-ci ne sont alors pas enregistrés.

Une valeur plus faible du paramètre b expérimental par rapport au b du terrain peut s'expliquer par un transfert d'échelle non linéaire. En effet, le paramètre du terrain intègre des variables qui sont absentes au laboratoire et qui influencent le paramètre b à l'échelle régionale. C'est le cas de la température et des interactions chimiques entre le fluide et l'encaissant basaltique notamment (facteurs connus pour augmenter la valeur de b en contexte volcanique). Au laboratoire, le paramètre b correspond à la donnée intrinsèque à la matrice basaltique saturée en fluide, elle se rapproche donc de 1. Par ailleurs, les données de magnitude des EA ne sont pas des données extrêmement fiables du fait de la faible puissance énergétique des évènements enregistrés (erreur plus importante que dans le cas de la microsismicité naturelle). Il existe donc un biais expérimental sur la valeur de b déduite des essais de laboratoire.

ii) Observations de terrain de structures de déformation localisée

La déformation subhorizontale décrivant des crénulations de l'échantillon 5 ressemble aux figures de pression-dissolution observables dans les calcaires (stylolithes) sans qu'aucune analogie ne soit envisageable du fait de la nature chimique du basalte. Cependant, il est intéressant de constater que dans deux roches de lithologie complètement différentes, une augmentation de contrainte axiale sous fort confinement et avec une pression de fluide non négligeable induit une localisation de la déformation présentant le même aspect macroscopique.

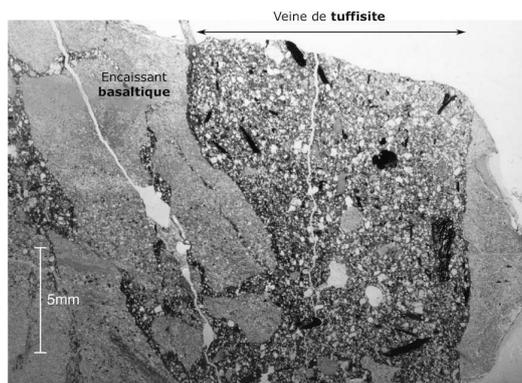


Figure 2.47 : Tuffisite dans un encaissant volcanique. Photo extraite de [Glover et al., 1993].

Sur certains édifices volcaniques, des objets géologiques particuliers, appelés tuffisites, ont été décrits et interprétés comme des preuves de fracturation associée à de la circulation de fluides [Stasiuk et al., 1996, Sparks, 1997]. Il s'agit de veines remplies de grains très fins mises en place au travers d'un encaissant volcanique ou sédimentaire (figure 2.47). Des tuffisites particulièrement bien préservés ont été mises en évidence dans un conduit rhyolitique du Torfajökull en Islande [Tuffen et al., 2003]. Il semble cependant que ces figures de déformation soient conditionnées par la viscosité et la température du magma. Il ne s'agirait donc pas de structures analogues aux bandes de déformation localisée mises en évidence dans le basalte de Reykjanes. Cependant cet exemple naturel permet de montrer la complexité très importante existant dans les modes de déformation en édifice volcanique du fait des multiples facteurs rentrant en jeu (pression de fluide, état de contrainte, rhéologie de la roche, etc...).

Dans l'état actuel des connaissances et sous réserve de publications récentes, aucune preuve de déformation localisée sous forme de bandes n'a été décrite pour des terrains basaltiques. Il se pourrait que ce mode de déformation soit dépendant de l'existence d'une porosité vacuolaire importante. Or, en profondeur, là où les conditions de pression sont favorables à ce mode de déformation, ce type de porosité pourrait ne plus exister. En effet, les coulées basaltiques se mettent en place dans des contextes géologiques particuliers, toujours associés à des anomalies thermiques chaudes. Les circulations hydrothermales en profondeur y sont donc intenses, conduisant à combler la porosité par des phases de précipitation secondaires. Ces phénomènes annexes interdiraient alors la déformation du basalte sous forme de bandes de compaction - cisaillement.

CHAPITRE 3

Dépendance des propriétés élastiques du basalte avec la fréquence de sollicitation : Approches théorique et expérimentale

Résumé

Les transferts d'échelle fréquentielle sont courants en Sciences de la Terre, en particulier dans le cas des ondes élastiques parcourant les roches. Les études de terrain s'intéressent aux évènements naturels (séismes, trémors, etc. . .) générant des ondes à basse fréquence (BF), typiquement aux alentours du hertz. La BF correspond également au domaine des mesures en puits de forage (centaine de Hz). A l'inverse, les techniques de laboratoire permettent d'étudier les roches à des hautes fréquences (HF), généralement autour du mégahertz (fréquence propre de vibration des cristaux piézoélectriques). Or dès lors qu'une roche est saturée en fluide, ses propriétés mécaniques sont fortement dépendantes de la fréquence de déformation induite par le passage de l'onde.

Au cours de notre étude théorique, un modèle de milieu effectif avec une porosité mixte (pores + cracks) a été développé pour calculer les modules HF. Les modules BF sont dérivés des modules HF secs par les équations de Biot-Gassmann. Les effets de fréquence sont interprétés selon la microstructure du modèle considéré. Le développement théorique choisi est confronté à d'autres modèles existant dans la littérature et approchant également les problèmes de fréquence d'un point de vue théorique. Enfin, une extrapolation aux vitesses des ondes sismiques est envisagée avec l'objectif d'apporter une quantification théorique de la dispersion en fréquence entre les données de terrain et les données de laboratoire.

L'originalité de ce travail est l'acquisition de données expérimentales sur le basalte de Reykjanes grâce à un nouveau protocole expérimental en presse triaxiale permettant de travailler à la fois à haute et basse fréquence. L'étude en fréquence porte sur le module élastique d'incompressibilité obtenu à HF via les ondes ultrasonores et à BF par oscillation de la pression de confinement. Les résultats expérimentaux montrent que, en présence d'eau dans la roche, les modules BF sont plus faibles que les modules HF tant que les fissures restent ouvertes. Cet effet de fréquence s'interprète comme une circulation locale de fluide entre cracks et pores (squirt-flow). Les données expérimentales sont concordantes avec les prédictions théoriques, ce qui permet de valider les hypothèses du modèle ainsi que le nouveau dispositif expérimental.

3.1 Généralités théoriques

3.1.1 De la roche à sa représentation théorique, notion de modèles effectifs

i) Préambule

Les objets naturels tels que les roches peuvent être extrêmement hétérogènes. Or si l'on veut réaliser une approche théorique du milieu rocheux, il est important de s'affranchir de ces nombreuses hétérogénéités. C'est pourquoi on utilise l'hypothèse d'ergodicité en définissant un volume de roche de taille suffisamment grande pour pouvoir définir des propriétés homogènes et représentatives du milieu étudié. Ce volume est appelé le Volume Élémentaire Représentatif (VER).

La théorie des milieux effectifs repose sur la constitution de modèles physiques permettant d'estimer les propriétés macroscopiques d'un milieu en fonction des propriétés locales de chaque constituant de ce milieu. Dans le cas d'une roche, les constituants sont simples, il s'agit de la matrice et des vides à l'intérieur (inclusions). L'histoire géologique de la roche conditionne la géométrie des inclusions (fissures ou pores sphériques par exemple). Selon l'approche théorique choisie, différents modèles de milieu effectif peuvent être mis en place.

ii) Différents modèles à inclusion

Ces modèles reposent sur la connaissance de l'effet de l'introduction d'inclusions au sein d'une matrice solide [Kuster and Toksoz, 1974]. Ils se basent tout d'abord sur la connaissance de la perturbation induite au premier ordre par la présence d'une inclusion dans la matrice [Eshelby, 1957]. Le modèle le plus simple est le modèle dit « dilué » ne prenant en compte qu'une inclusion dans une matrice (pas d'interactions). Dès lors que plusieurs inclusions sont introduites, il existe différents moyens de prendre en compte les interactions entre elles. Les approches auto-cohérente et différentielle sont les plus utilisées dans ce cas.

1. L'approche **auto-cohérente**

La théorie auto-cohérente s'appuie sur l'hypothèse suivante : une seule inclusion (représentative d'une population d'inclusions) est insérée au sein d'une grande matrice aux propriétés effectives connues [Budiansky and O'Connell, 1976, Murphy, 1985]. En fonction de la microstructure de la roche étudiée, cette approche peut être tout à fait satisfaisante, à partir du moment où la porosité totale reste faible.

2. L'approche **différentielle**

Dans l'approche différentielle, les inclusions sont ajoutées une à une dans la matrice. A chaque itération la matrice d'intrusion est modifiée, tenant en compte l'effet de l'inclusion introduite à l'itération précédente. Le calcul des propriétés du milieu effectif se fait donc pas à pas, nécessitant des itérations successives dans le développement numérique. Henyey and Pomphrey [1982], Norris [1985] ont été les premiers à développer cette approche pour un milieu fissuré. Le Ravalec and Guéguen [1996a,b] l'ont étendue au cas d'un milieu mixte, avec pores et fissures, afin de caractériser la dispersion en fréquence des modules et des vitesses des ondes élastiques.

Au cours de cette étude, nous avons utilisé un modèle dilué avec plusieurs inclusions introduites dans une matrice sous l'hypothèse de non-interaction (NIA) entre les inclusions. Le développement théorique suivi s'appuie sur les modèles de milieux effectifs développés par Mark Kachanov [Kachanov, 1980, 1993,

Kachanov et al., 1994, 2003]. La figure 3.1 présente différentes approches de milieux effectifs selon la prise en compte ou non des interactions.

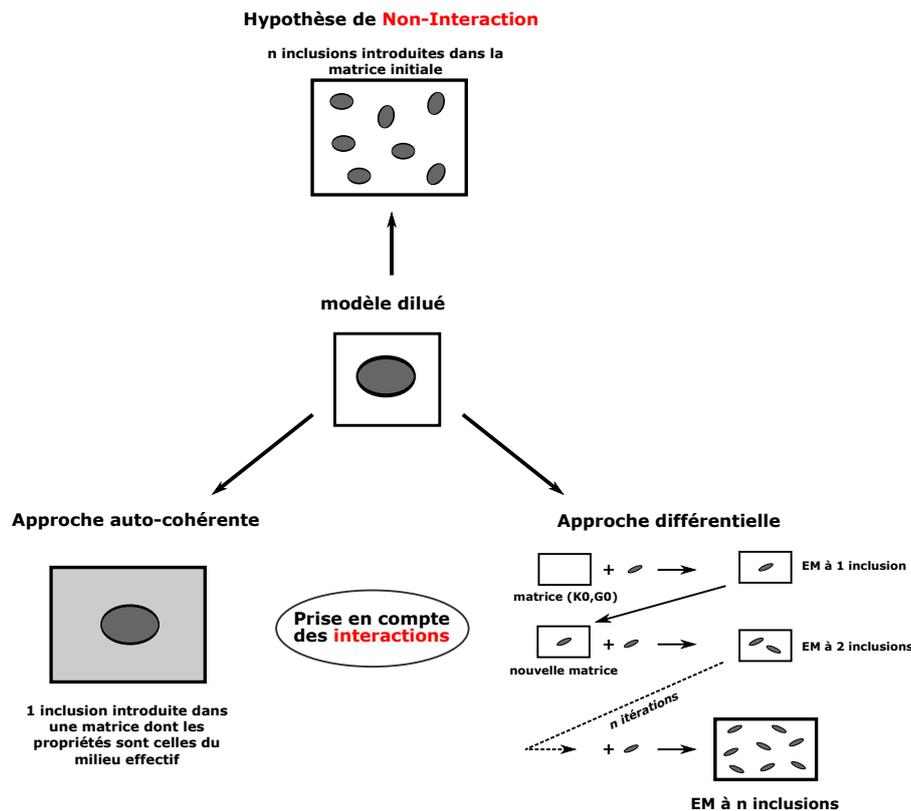


Figure 3.1 : Modèles d'approche théorique de milieux effectifs (EM : milieu effectif).

iii) Choix de la géométrie des inclusions et de la caractérisation intrinsèque de la matrice

Les inclusions introduites dans les différents modèles théoriques peuvent présenter des géométries variées. Deux moyens existent pour caractériser ces géométries. Le premier est de décrire l'espace poreux comme un spectre continu de pores au rapport d'aspect variable. Ce paramètre varie de 0 à 1 (pores sphériques), et peut être décrit par une fonction choisie (hyperbole, sigmoïde ou gaussienne par exemple). Cette approche décrit parfaitement les différentes microstructures envisageables ; elle nécessite cependant des développements analytiques complexes. C'est pourquoi un second moyen est très souvent utilisé, celui de la ségrégation de l'espace poreux en deux familles : des pores sphériques au rapport d'aspect égal à 1 et des fissures au rapport d'aspect très inférieur à 1.

On peut également choisir des paramètres géométriques d'inclusion en se basant sur l'étude de la microstructure des roches. En effet, chaque roche se caractérise par une microstructure particulière. Celle-ci s'appuie sur deux composantes principales : l'état de la matrice (isotrope ou non) et la forme de la porosité (fissures ou pores sphériques notamment). On peut alors établir différents modèles théoriques de porosité et de matrice. La figure 3.2 présente trois modèles « types » de roche existant dans la littérature.

le modèle **1** est celui d'une roche plutonique de type granite. La porosité est une porosité de fissures (traits pleins sur la figure). Ces fissures sont dues à la rétraction thermique lors du refroidissement du magma et sont distribuées aléatoirement dans la roche [Schubnel, 2002]. La matrice est formée de cristaux jointifs sans porosité intergranulaire. Le modèle **2A** est un modèle mixte avec la présence de pores et de fissures dans la microstructure de porosité. La matrice est homogène mais peut également

être modélisée comme un arrangement de grains jointifs en utilisant un modèle granulaire [Brandt, 1955]. Le modèle **2A** est utilisé généralement dans les modèles de roches sédimentaires de type grès [Fortin, 2005]. La porosité se trouve à la jonction des grains, au contact avec la matrice. Le modèle **2B** est également un modèle utilisé dans le cas des roches sédimentaires, mais plutôt de nature carbonatée. La particularité de ce modèle est d'avoir une double porosité équivalente : une macroporosité dans la matrice (jonction de grains) et une microporosité dans la structure plus fine [Anselmetti et al., 1998, Baechle et al., 2004]. Sur la figure 3.2, le cas d'un calcaire oolithique a été représenté, la microporosité se localise au niveau de la jonction des grains de calcite formant le cortex des oolithes. Enfin, le modèle **3** est un modèle utilisé dans le cas des roches argileuses d'origine profonde (shales). Le modèle présente un litage horizontal de la matrice, liée à la compaction des strates sédimentaires, la porosité est formée par des ellipsoïdes alignées sur ces axes d'anisotropie [Sarout, 2006].

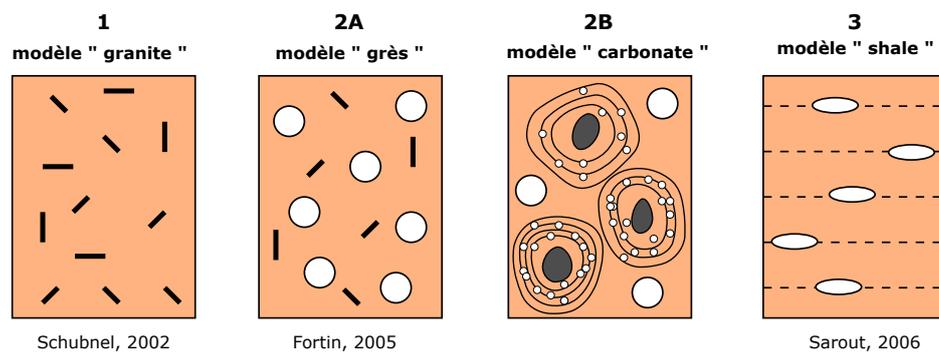


Figure 3.2 : Trois modèles micromécaniques de roches. Le modèle 2B correspond à un cas particulier, celui d'un carbonate oolithique à porosité double (micro et macro).

Comme toutes les roches vues précédemment, la roche basaltique est formée d'un squelette solide et d'un espace poreux. Cet espace vide peut être de différentes natures : des fissures ou des pores plus ou moins sphériques. Dans le cas du basalte, cette dualité est relativement plus complexe du fait de son contexte géodynamique de formation particulier. Cette roche possède évidemment une porosité de fissures élevée (due principalement à son refroidissement), les fissures étant réparties aléatoirement dans la roche (sauf dans le cas d'une trempe thermique orientée). En ce qui concerne les autres pores, deux sous-catégories peuvent être identifiées : les pores issus du dégazage subi par la lave lors de son refroidissement et des pores à la jonction entre les microlites, les phénocristaux et la pâte. La figure 3.3 présente un modèle de porosité pour une roche basaltique islandaise.

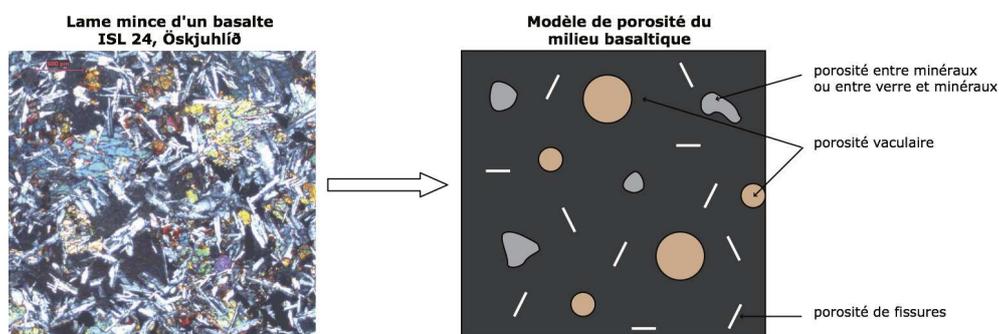


Figure 3.3 : Modèle théorique de porosité pour une roche basaltique.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent avec les données de porosimétrie mercure, la microstructure du basalte étudié peut être simplifiée et limitée à deux familles de pores : des fissures et

des pores équants (dégazage + jonctions phénocristaux - microlites).

Dans le cadre de cette étude théorique, nous utiliserons donc une approche effective simple avec ségrégation de l'espace poreux en crack + pores. Avant de nous intéresser aux formulations utilisées, nous allons nous pencher sur le problème fréquentiel et en particulier sur le comportement d'un fluide dans une roche en fonction de la fréquence de déformation à laquelle celle-ci est soumise (effet d'une contrainte ou du passage d'une onde élastique).

3.1.2 Échelles fréquentielles en géophysique

i) Période, fréquence, longueur d'onde et amplitude

L'application d'une force extérieure à une roche produit une déformation de celle-ci. En retour, si la roche a un comportement élastique, la déformation génère une force de rappel qui assure un retour de la roche à sa position initiale dès que la force appliquée est supprimée. Cette perturbation est transmise de proche en proche par des ondes élastiques qui propagent la vibration grâce au mouvement local des particules du milieu. En prenant le cas simple d'une onde sinusoïdale, différents paramètres permettent de caractériser le déplacement de l'onde :

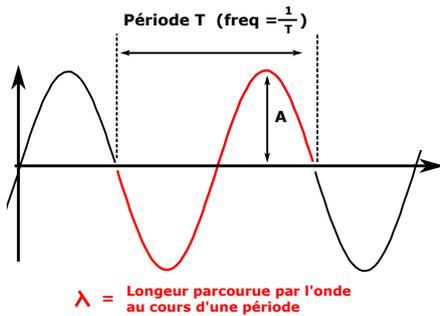


Figure 3.4 : Onde sinusoïdale.

La longueur d'onde est l'équivalent spatiale de la période temporelle. Il s'agit de la distance parcourue par l'onde au cours de cette période.

En notant V la vitesse de l'onde et f sa fréquence (égale à l'inverse de la période T), la longueur d'onde λ s'exprime par :

$$\lambda = V \times T = \frac{V}{f} \quad (3.1)$$

Ce paramètre est donc inversement proportionnel à la fréquence : les ondes HF sont caractérisées par des petites longueurs d'onde alors que les BF par des grandes longueurs d'onde. Un autre paramètre important dans le cas du déplacement d'une onde dans un solide est l'amplitude A . Ce paramètre influence directement l'amplitude de déformation induite dans la roche par le passage de l'onde.

ii) Gammes de fréquence en géophysique

Au cours de cette étude, on ne s'intéresse qu'à l'effet du passage d'ondes de volume dans une roche. Selon les outils géophysiques considérés, ces ondes sont émises à plus ou moins haute fréquence. De façon arbitraire, on appellera basse fréquence (BF) les champs géophysiques caractérisés par $f < 10 \text{ Hz}$ et haute fréquence (HF) ceux caractérisés par $f > 10 \text{ kHz}$. En considérant une onde sismique se déplaçant à $5 \cdot 10^3 \text{ m.s}^{-1}$ (ondes P par exemple), on peut établir les longueurs d'onde correspondantes à ces gammes de fréquence (figure 3.5).

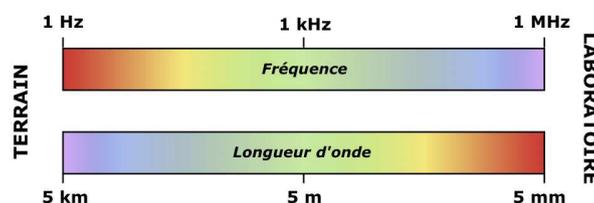


Figure 3.5 : Gammes de fréquence et de longueur d'onde associées dans le cas d'une onde sismique se déplaçant à 5 km.s^{-1} .

La figure 3.6 présente les différentes gammes de fréquence et de déformation de phénomènes naturels (tremblements de terre) et d'outils géophysiques (in-situ ou au laboratoire). Cette figure illustre l'écart existant entre les phénomènes naturels de type séismes et les mesures faites actuellement au laboratoire en utilisant des ondes ultrasonores : 7 ordres de grandeur en terme de fréquence et 4 en terme de

déformation. L'amplitude de déformation correspond à la déformation induite par le passage de l'onde et non à l'amplitude de l'onde elle-même.

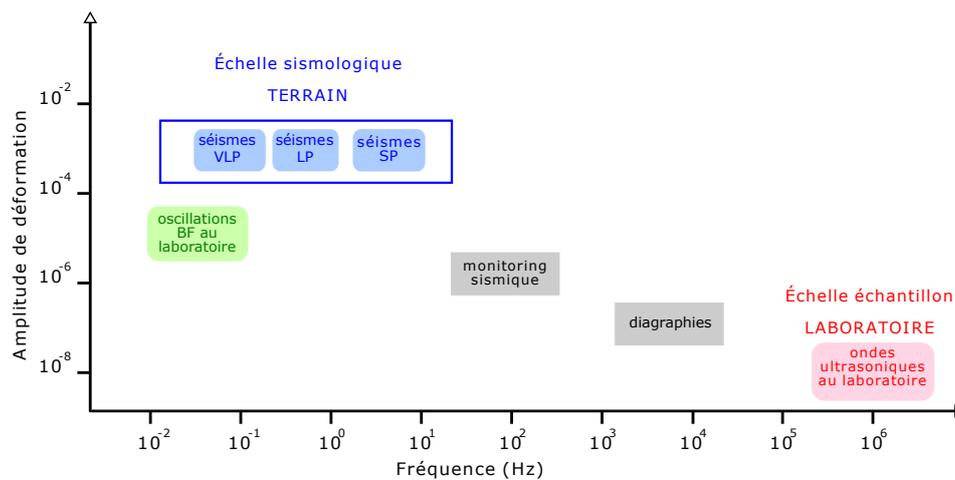


Figure 3.6 : Gammes de fréquence et de déformation de phénomènes naturels et d'outils géophysiques, modifié d'après [Batzle et al., 2006]. L'utilisation des oscillations BF (encadré vert) est développé dans la suite de ce chapitre.

Sur le terrain, comme nous l'avons vu au cours du chapitre 1, les ondes sismiques sont générées dans le domaine BF, typiquement autour du Hertz. Par ailleurs, les techniques géophysiques classiques d'étude en puits utilisent des fréquences comprises entre la dizaine de Hertz et la centaine de kiloHertz [Mari et al., 1999].

Au laboratoire, l'utilisation des ondes élastiques se fait dans le domaine HF (généralement autour du MHz). C'est pourquoi il est très difficile d'extrapoler les données obtenues au laboratoire, quelque soit la précision atteinte [Paterson, 1987]. Pourtant, les études au laboratoire sont parfois les seules permettant d'étudier l'évolution des paramètres élastiques des roches avec des grandeurs telles que la température ou la pression, c'est pourquoi il apparaît fondamental de comprendre comment les échelles 'laboratoire' et 'terrain' sont reliées [Guéguen et al., 2009]. Par ailleurs l'étude des signaux sismiques basse fréquence profite d'un regain d'intérêt car ils permettraient d'imager de façon plus précise les réservoirs d'hydrocarbures [Goloshubin et al., 2006]. L'étude expérimentale menée au cours de cette thèse et présentée dans la suite de ce chapitre est basée sur le développement d'une nouvelle technique expérimentale permettant d'approcher des fréquences jusqu'ici réservées au terrain.

3.1.3 Influence du changement de fréquence sur les propriétés des roches

i) Théorie des milieux effectifs et haute fréquence

Comme nous l'avons déjà évoqué, l'approche classique du laboratoire s'appuie sur des données obtenues à haute fréquence, généralement de l'ordre du MHz. À cette fréquence, si la roche est remplie de fluide, celui-ci n'a pas le temps de circuler même localement à l'intérieur du VER, il est considéré comme figé. La théorie des milieux effectifs décrit l'état HF, ne prenant en compte aucun écoulement de fluide dans le milieu.

Dans une approche HF, les inclusions sont considérées comme des entités indépendantes les unes des autres, la notion de VER est obligatoire pour avoir une approche homogène des paramètres. La pression de fluide à l'intérieur des inclusions peut être différente si l'on considère une porosité formée de pores

sphériques (rapport d'aspect = 1) ou de cracks (rapport d'aspect $\ll 1$). Ces derniers sont plus sensibles à la contrainte que les pores équants, c'est pourquoi la pression de fluide à l'intérieur des cracks peut être supérieure à celle régnant à l'intérieur des pores sphériques. Ce gradient de pression peut alors induire un écoulement du fluide depuis les zones de haute pression vers les zones de plus basse pression, si la fréquence est suffisamment basse pour que le fluide ait le temps de circuler entre un crack en un pore voisin (à l'intérieur du même VER).

ii) Théorie de la poroélasticité et basse fréquence

Les régimes basse fréquence sont ceux observés lors de processus naturels comme les séismes. Les ondes sont générées aux alentours du Hertz, parfois encore plus bas dans le cas des séismes LP et VLP. Le domaine BF est celui de la théorie de la poroélasticité, décrit par Biot [1956a]. Les fluides potentiellement présents dans la roche ont le temps de s'écouler à l'échelle du VER ou plus.

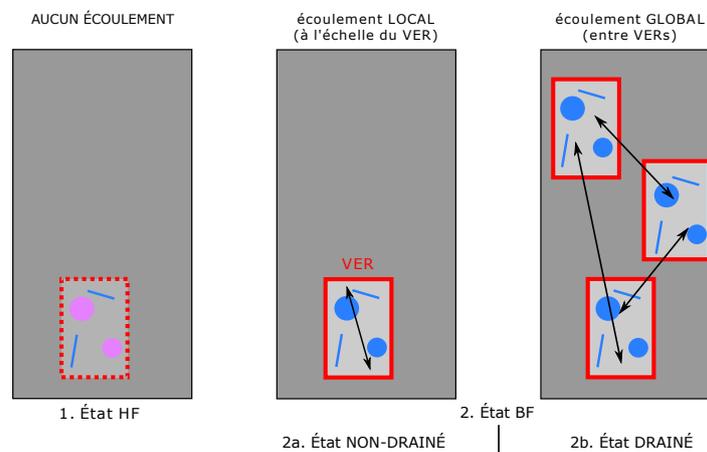


Figure 3.7 : Écoulement d'un fluide à haute et basse fréquences : 3 cas à considérer.

Selon l'échelle de l'écoulement, Cleary [1978] a défini trois états possédant chacun un temps caractéristique (figure 3.7) :

- État 1 : aucun écoulement même entre les inclusions. Il s'agit d'un état de fluide "figé".
- État 2a : l'écoulement se fait à l'échelle locale du VER. Cet état correspond à l'état non-drainé au sens strict de la poroélasticité.
- État 2b : l'écoulement se fait à l'échelle global macroscopique, entre les différents VERs constituant les modèles rocheux. Il s'agit de l'état drainé au sens strict de la poroélasticité.

Le passage de l'état 2 à l'état 3 correspond à la transition entre état drainé et état non-drainé. En notant τ_3 le temps caractéristique correspondant, Cleary [1978] a montré qu'il s'exprimait en fonction d'une longueur d'écoulement L et d'un paramètre c de diffusivité par la relation suivante :

$$\tau_3 = \frac{L^2}{4c} \quad (3.2)$$

Avec $c \approx \frac{\kappa}{\eta} K_0$, où κ est la perméabilité (m^2) et η la viscosité du fluide ($\text{Pa}\cdot\text{s}^{-1}$). On peut alors théoriquement prédire la fréquence de coupure entre les états BF drainé et non drainé ($f = \frac{1}{\tau_3}$).

iii) Des modules HF aux modules BF : les équations de Biot-Gassmann

De façon générale, l'équation de Biot-Gassman permet de passer de modules élastiques drainés à leurs équivalents non-drainés [Gassmann, 1951]. Cette équation ne repose sur aucune hypothèse concernant la microstructure (ex : la géométrie des inclusions). Cependant en associant cette relation aux théories classiques de poroélasticité les modules saturés basse fréquence peuvent être exprimés en fonction des modules secs :

$$\begin{cases} K_{sat}^{BF} = K_{sec} + \frac{\beta^2 K_f}{\Phi + (\beta - \Phi) \frac{K_f}{K_0}} \\ G_{sat}^{BF} = G_{sec} \end{cases} \quad (3.3)$$

Où ϕ est la porosité totale, K_f le module d'incompressibilité du fluide et β un paramètre sans dimension défini par $\beta = 1 - \frac{K_{sec}}{K_0}$. K_{sec} et G_{sec} correspondent aux modules secs (égaux entre HF et BF) et K_0 est le module d'incompressibilité de la matrice sans inclusion.

3.1.4 Mécanismes de dispersion en fréquence

Lors du passage d'une onde au travers d'un solide, une partie de l'énergie de cette onde est perdue durant chaque période du signal élastique. Cette dissipation énergétique est à l'origine des phénomènes d'atténuation et de dispersion des ondes. Il existe différents mécanismes à l'origine de ces phénomènes : glissement frictionnel, diffusion et écoulements de fluide. L'un des plus anciens proposés pour expliquer l'atténuation est celui du glissement frictionnel entre grains [Walsh, 1966]. Ce mécanisme prévaut dans le cas de roches sèches et pour des fréquences inférieures à 1 KHz. Plus récemment, à partir de données expérimentales et théoriques, Sharma and Tutuncu [1994] ont proposé un mécanisme complémentaire d'atténuation lié à l'adhésion des grains entre eux sans glissement. Quand la longueur d'onde est du même ordre de grandeur ou plus petite que la taille des inclusions dans la roche, le mécanisme de diffusion devient important, en particulier pour des fréquences supérieures à 100 KHz [Toksoz et al., 1988]. Enfin, dès lors que le milieu poreux est totalement ou partiellement saturé en fluide, la majeure partie de l'énergie perdue par l'onde est en fait utilisée dans des mouvements d'écoulement induit par son passage. En fonction de l'échelle d'écoulement, on distingue différents mécanismes : macroscopique, mésoscopique et microscopique. En plus du mécanisme fondamental de Biot, on ne présentera ici que les mécanismes macro et micro, l'intermédiaire n'étant finalement qu'une extension du mécanisme macro vers des échelles plus petites [Pride et al., 2004].

i) Mécanisme de Biot

La théorie de la poroélasticité de Biot [Biot, 1956a,b, 1962] prévoit une influence de la fréquence sur la vitesse des ondes élastiques.

Le mécanisme mis en cause est celui d'un double couplage entre le fluide et le solide, l'un de nature inertielle (force d'inertie différente entre le fluide et le solide) et l'autre de nature visqueuse (force de frottement) [Bourbié et al., 1986]. Une augmentation de fréquence entraîne une augmentation de la force d'inertie, le fluide n'arrive plus à suivre le mouvement de l'ensemble solide + fluide, ce qui tend à rendre la roche plus rigide et donc à augmenter la vitesse des ondes élastiques [Le Ravalec, 1995]. La limite HF/BF de Biot est donnée par la fréquence caractéristique suivante :

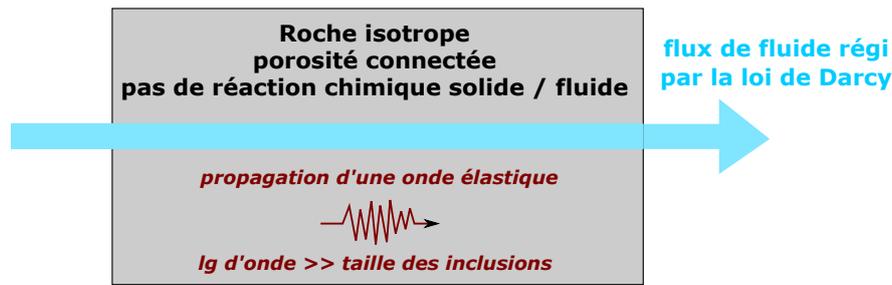


Figure 3.8 : Ecoulement lié au passage d'une onde élastique selon les hypothèses de la théorie de Biot

$$f_{Biot} \approx \frac{\eta\Phi}{2\pi\kappa\rho_f} \quad (3.4)$$

Où ρ_f est la masse volumique du fluide. En prenant $\eta = 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}^{-1}$ la viscosité du fluide, $\kappa = 10^{-15} \text{ m}^2$ la perméabilité du solide, $\rho_f = 1000 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ et $\Phi = 0.1$ (paramètres type basalte), on obtient $f_{Biot} \approx 10 \text{ MHz}$. La limite BF de Biot se situe finalement à une fréquence très élevée (excepté pour les roches très perméables). Les études expérimentales réalisées à la suite de la théorie de Biot ont montré que la dispersion des vitesses était en réalité beaucoup plus importante que celle prédite par le mécanisme de Biot, en particulier dans le cas des roches fissurées [Winkler, 1985, 1986]. C'est pourquoi d'autres mécanismes de dispersion ont été introduits pour expliquer les données expérimentales.

ii) Mécanisme macroscopique, le 'global flow' ou 'pocket flow'

Le mécanisme d'écoulement global a été pour la première fois théorisé par le modèle de [White, 1975]. Il repose sur une hétérogénéité de saturation du milieu. Considérons une roche saturée avec un mélange eau - air. Le passage d'une onde élastique induit la mise en place d'un gradient de pression : la pression de fluide augmentera davantage dans la partie saturée en eau que dans la partie saturée en air car la compressibilité des deux fluides n'est pas la même. Ceci induit donc un écoulement 'global' depuis une zone de la roche vers une autre. Cette approche a été utilisée pour caractériser la vitesse des ondes élastiques dans des milieux à saturation bimodale mais également pour caractériser l'atténuation BF dans un milieu stratifié [Quintal et al., 2009].

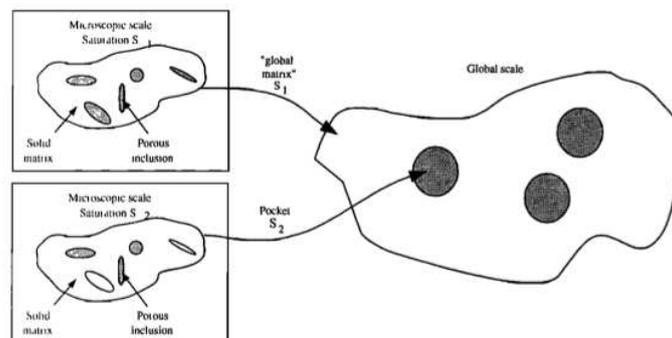


Figure 3.9 : Modèle de 'pocket flow', tiré de [Le Ravalec and Guéguen, 1996a].

Il existe une fréquence caractéristique f_{GF} pour laquelle l'atténuation est maximale en fonction des propriétés physiques de la roche. Elle peut être exprimée par [Le Ravalec and Guéguen, 1996a] :

$$f_{GF} \approx \frac{3K_p \kappa S^{1/3}}{R^2 \Phi \eta} \quad (3.5)$$

Où K_p est le module d'incompressibilité de l'espace poreux (fonction de la porosité, du module d'incompressibilité du fluide et du module effectif), S la saturation en fluide et R un paramètre de taille du domaine de la roche considéré (en prenant le cas simplifié d'une sphère il s'agit du rayon). En prenant le cas d'une roche basaltique complètement saturée en eau et un rayon de domaine de 5 mm, on obtient $f_{GF} = 75 \text{ kHz}$. Le 'pocket flow' est un mécanisme très important à prendre en compte dès lors que l'on considère un milieu fortement hétérogène (mixture de fluide, milieu stratifié, etc...).

iii) Mécanisme microscopique, le 'local flow' ou 'squirt-flow'

Un autre mécanisme susceptible de venir renforcer le précédent est celui du squirt-flow théorisé puis mis en évidence sur des roches fissurées [Mavko and Nur, 1975, Mavko and Jizba, 1991, Dvorkin and Nur, 1993, Dvorkin et al., 1994, 1995, Diallo et al., 2003]. L'écoulement du fluide est considéré dans ce cas à l'échelle locale du pore. L'existence d'un gradient de pression de fluide entre les inclusions peut induire un mouvement orienté du fluide. Les cracks étant plus sensibles à la contrainte que les pores ronds, cet effet est très important dans le cas de roches poreuses fissurées. En effet, le fluide se retrouve éjecté des cracks vers les pores équants voisins ou vers les cracks présentant une orientation différente (cf. figure 3.10).

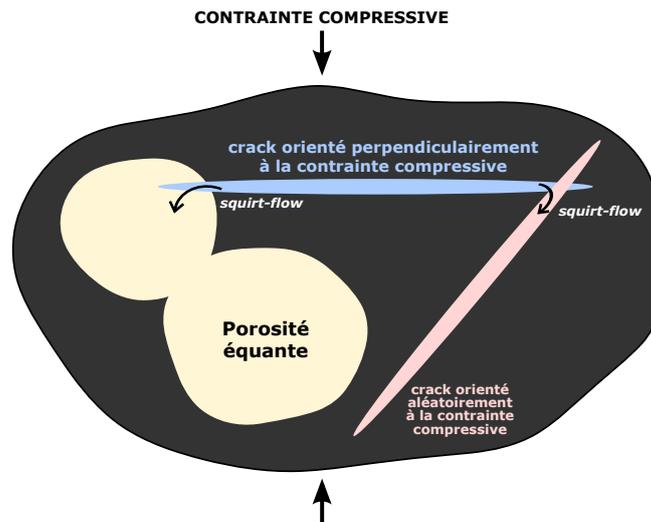


Figure 3.10 : Effet de squirt-flow entre cracks et pores et entre cracks et cracks selon leur orientation. Inspiré de [Mavko and Nur, 1975].

De façon analogue au cas du 'global flow', il existe une fréquence caractéristique f_{SF} pour l'effet de squirt-flow, dont l'approximation est :

$$f_{SF} \approx \frac{\xi^3 E_0}{24\eta} \quad (3.6)$$

Où E_0 est le module de Young de la matrice solide de la roche. En prenant $E_0 = 70 \text{ GPa}$, $\xi = 10^{-3}$ et $\eta = 10^{-3} \text{ Pa.s}^{-1}$, on obtient $f_{SF} = 3 \text{ kHz}$, une fréquence plus petite que la précédente. Il est important de souligner que la fréquence caractéristique est fortement dépendante de la géométrie des fissures.

Par ailleurs, quelque soit le mécanisme impliqué dans la dispersion, un paramètre essentiel à prendre

en compte est la différence entre la longueur d'onde λ de propagation et la longueur caractéristique de l'écoulement L , la théorie HF de dispersion n'est valide que si $\lambda \gg L$ [Maultzsch et al., 2003].

Le développement théorique de la dispersion en fréquence développé ici ne considère que l'effet local de squirt-flow. L'abandon volontaire du 'pocket flow' et des autres mécanismes d'interactions de grain dans la matrice tient au fait que nous ne considérons que le cas d'un milieu poreux entièrement saturé en un seul type de fluide (aqueux).

3.2 Mise en place d'un modèle théorique HF de milieu effectif

Ce modèle est un modèle global de milieu effectif. Les inclusions sont divisées en deux familles, des pores équants et des cracks. Avant d'utiliser ce modèle pour calculer les modules élastiques HF, on s'intéressera à la description dans le détail de sa constitution.

3.2.1 Modélisation d'un milieu poreux

i) La prise en compte d'une cavité isolée dans un milieu isotrope solide

Avant de s'intéresser à un modèle complexe formé de plusieurs pores, de différentes géométries, penchons nous sur le cas d'une cavité isolée représentant une inhomogénéité dans un VER de volume V . Le principe de base est de considérer que si un état de contrainte est imposé aux limites du VER, la déformation totale ϵ de celui-ci est égal à la déformation observée sans cavité ϵ_0 ajoutée à une déformation supplémentaire $\Delta\epsilon^c$ due à la présence de la cavité [Eshelby, 1957] :

$$\boxed{\epsilon = \epsilon_0 + \Delta\epsilon^c} \quad (3.7)$$

Les différents développements théoriques découlant de ce postulat sont regroupés dans ce qu'on appelle le « problème d'Eshelby » dont la description ne fait pas l'objet de ce mémoire.

ii) Problème : les interactions entre pores

Afin d'approcher la structure de la roche contenant de nombreux pores, il faut savoir si ces pores interagissent ou non. Si le nombre de pores par unité de volume est faible, les interactions peuvent être négligées, on utilise alors l'Approximation de Non-Interaction (NIA). Numériquement, David [2008] a montré que cette approximation était valable pour des porosités inférieures à 30 %. Si ces interactions ne sont pas négligées, l'approximation de Mori-Tanaka est souvent utilisée [Mori and Tanaka, 1973, Benveniste, 1987] pour un milieu composite formée d'une matrice et de plusieurs inhomogénéités. Le développement théorique est présenté de façon exhaustive dans [Sarout, 2006].

iii) Équations associées

Dans le cas d'un milieu dont la porosité n'est composée que de pores sphériques, les expressions reliant les différents coefficients élastiques sont données par les équations suivantes [Shapiro and Kachanov, 1997, Zimmerman, 1991] :

$$\text{pores secs : } \begin{cases} \frac{K_0}{K} = 1 + \Phi_p \frac{3(1 - \nu_0)}{2(1 - 2\nu_0)} \\ \frac{G_0}{G} = 1 + \Phi_p \frac{15(1 - \nu_0)}{7 - 5\nu_0} \end{cases} \quad (3.8)$$

$$\text{pores saturés : } \begin{cases} \frac{K_0}{K} = 1 + \Phi_p \frac{3(1 - \nu_0)}{2(1 - 2\nu_0)} \left(\frac{\delta_p}{1 + \delta_p} \right) \\ \frac{G_0}{G} = 1 + \Phi_p \frac{15(1 - \nu_0)}{7 - 5\nu_0} \end{cases} \quad (3.9)$$

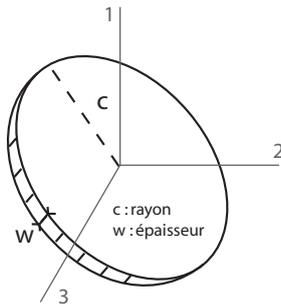
Les indices $_0$ se réfèrent aux modules du solide, les indices $_f$ à ceux du fluide. δ_p caractérise le couplage existant entre matrice, fluide et pores, il s'exprime par :

$$\delta_p = \frac{2E_0}{9(1-\nu_0)} \left(\frac{1}{K_f} - \frac{1}{K_0} \right), \quad (3.10)$$

Les expressions des modules secs peuvent être déduites des équations 3.9 du cas saturé en utilisant le cas limite $\delta_p \rightarrow +\infty$ (en faisant tendre K_f vers 0) ; ce qui entraîne la limite suivante : $\frac{\delta_p}{1+\delta_p} \rightarrow 1$.

3.2.2 Modélisation d'un milieu fissuré

i) Modélisation d'une fissure



De façon théorique, les fissures peuvent être modélisées comme des « pièces de monnaies » (*penny shaped*). Les paramètres géométriques caractéristiques des fissures sont leur rapport d'aspect $\xi = \frac{w}{c}$ et la densité de fissures ρ [Walsh, 1965] :

$$\rho = \frac{1}{V} \sum_i^n c_i^3 \quad (3.11)$$

Figure 3.11 : 'Penny Shaped'

Où V est le volume du VER. A partir de ce modèle, des lois reliant la perméabilité aux paramètres géométriques ξ et ρ ont été développées [Dienes, 1982, Guéguen and Dienes, 1989].

On peut également choisir de modéliser les cracks comme des sphéroïdes, c'est-à-dire des sphères aplaties dans une direction. ω et c correspondent alors aux demi-grands axes.

Facteur de forme et densité de fissure sont définis de la même façon que dans le cas des penny-shaped. La porosité de fissure s'exprime par :

$$\Phi_{crack} = \frac{4}{3} \pi \xi \rho \quad (3.12)$$

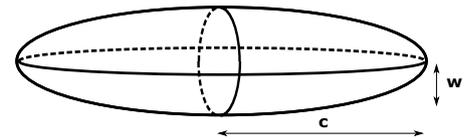


Figure 3.12 : Crack sphéroïdal

Ce modèle de fissure est souvent utilisé dans les études théoriques de la dispersion des ondes sismiques [Le Ravalec et al., 1996, Guéguen et al., 1997, Guéguen and Sarout, 2009]. On utilisera également ce modèle de fissure dans la suite de l'approche théorique.

ii) Théorie et équations utilisées

D'un point de vue théorique, les modules élastiques peuvent être calculés à partir de développements mathématiques similaires à ce que l'on a vu précédemment pour les pores. En effet, la théorie d'Eshelby s'applique sur les penny-shaped ou les sphéroïdes car ils peuvent être considérés comme des ellipsoïdes à volume quasi-nul. Dans le cas sec, ceci est acceptable, par contre dans le cas saturé le volume des fissures est un paramètre important. Kachanov [1993] a calculé l'effet de fissures saturées en additionnant la déformation de la fissure sans fluide avec celle créée par une pression de fluide donnée. En reprenant l'Approximation de Non-Interaction, on obtient :

$$\text{fissures sèches : } \begin{cases} \frac{K_0}{K} = 1 + \rho \frac{16(1 - \nu_0^2)}{9(1 - 2\nu_0)} \\ \frac{G_0}{G} = 1 + \rho \frac{32(1 - \nu_0)(5 - \nu_0)}{45(2 - \nu_0)} \end{cases} \quad (3.13)$$

$$\text{fissures saturées : } \begin{cases} \frac{K_0}{K} = 1 + \rho \frac{16(1 - \nu_0^2)}{9(1 - 2\nu_0)} \left(\frac{\delta_c}{1 + \delta_c} \right) \\ \frac{G_0}{G} = 1 + \rho \left[\frac{16(1 - \nu_0)}{15(1 - \frac{\nu_0}{2})} + \frac{32(1 - \nu_0)}{45} \left(\frac{\delta_c}{1 + \delta_c} \right) \right] \end{cases} \quad (3.14)$$

où δ_c est le paramètre de couplage entre contrainte, pression de fluide et géométrie des fissures :

$$\delta_c = \frac{E_0 \pi \xi}{4(1 - \nu_0^2)} \left(\frac{1}{K_f} - \frac{1}{K_0} \right), \quad (3.15)$$

De façon similaire à ce que l'on a vu précédemment, on retrouve les modules secs en faisant tendre δ_c vers $+\infty$ dans 3.14.

3.2.3 Modélisation d'un milieu mixte, le CPEM (Cracks and Pores Effective Medium)

i) Équations utilisées

La majorité des roches crustales possède les deux types d'inclusions (pores et fissures). La porosité de fissure ne représente qu'une faible partie de la porosité totale de la roche, typiquement elle n'excède pas 2 % pour la plupart des roches de la croûte terrestre [Guéguen and Sarout, 2009].

Le développement théorique ici présenté s'appuie sur l'utilisation d'un modèle effectif de roche avec une double porosité : des pores équants et des cracks sphéroïdaux sont ajoutés simultanément dans une matrice (figure 3.13). Ce modèle sera appelé par la suite CPEM (Cracks and Pores Effective Medium).

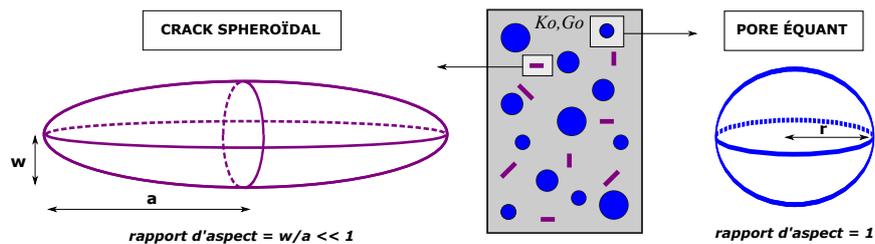


Figure 3.13 : Modèle de microstructure utilisé dans le développement théorique

Les cracks sont distribués aléatoirement dans l'espace de la matrice et présentent une orientation également aléatoire. Un modèle similaire a déjà été utilisé par Fortin and Guéguen [2007] pour des grès. Le CPEM se distingue de celui de Fortin and Guéguen [2007] par deux hypothèses majeures :

- On utilise ici l'approximation de Non-Interaction (NIA) qui considère que le champ de contrainte localement créé par une inclusion ne modifie pas celui de l'inclusion voisine. La porosité des basaltes islandais étudiés est inférieure à 10 % et permet donc de rester dans les limites de validation de la NIA.
- Les cracks sont modélisés dans le CPEM par des sphéroïdes alors que dans l'étude de [Fortin and Guéguen, 2007] il s'agissait de "penny-shaped".

En prenant en compte la présence de cracks et de pores équants dans le milieu, les équations utilisées pour le CPEM sont les suivantes :

$$\text{Cas sec : } \left\{ \begin{array}{l} \frac{K_0}{K_{HF}} = 1 + \Phi_p \frac{3(1-\nu_0)}{2(1-2\nu_0)} + \rho \frac{16(1-\nu_0^2)}{9(1-2\nu_0)} \\ \frac{G_0}{G_{HF}} = 1 + \Phi_p \frac{15(1-\nu_0)}{7-5\nu_0} + \rho \frac{32(1-\nu_0)(5-\nu_0)}{45(2-\nu_0)} \end{array} \right. \quad (3.16)$$

$$\text{Cas saturé : } \left\{ \begin{array}{l} \frac{K_0}{K_{HF}} = 1 + \Phi_p \frac{3(1-\nu_0)}{2(1-2\nu_0)} \left(\frac{\delta_p}{1+\delta_p} \right) + \rho \frac{16(1-\nu_0^2)}{9(1-2\nu_0)} \left(\frac{\delta_c}{1+\delta_c} \right) \\ \frac{G_0}{G_{HF}} = 1 + \Phi_p \frac{15(1-\nu_0)}{7-5\nu_0} + \rho \left[\frac{16(1-\nu_0)}{15(1-\frac{\nu_0}{2})} + \frac{32(1-\nu_0)}{45} \left(\frac{\delta_c}{1+\delta_c} \right) \right] \end{array} \right. \quad (3.17)$$

3.3 Prédictions théoriques de l'effet 's squirt-flow' en utilisant le CPEM

Le CPEM permet d'obtenir l'expression des modules élastiques HF. Les équations de Biot-Gassmann permettent d'obtenir les modules élastiques BF à partir des modules HF secs (équation 3.3). Il est donc théoriquement possible de calculer une dispersion en comparant ces deux jeux de modules par la relation suivante :

$$Dispersion = \frac{M_{HF} - M_{BF}}{M_{BF}} \times 100 \quad (3.18)$$

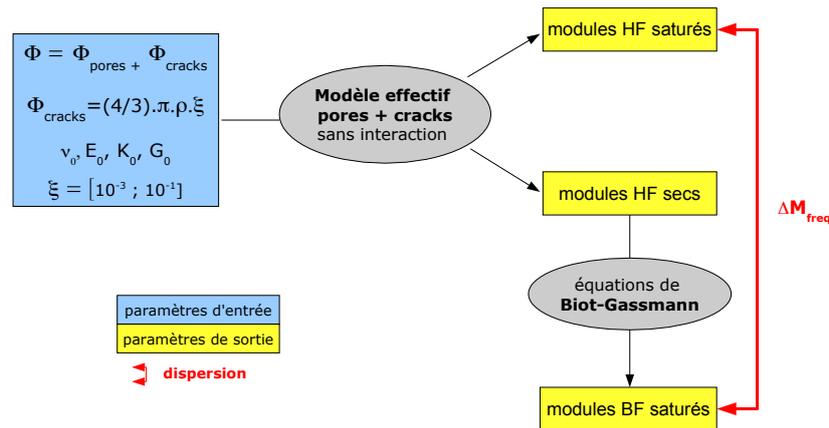


Figure 3.14 : Principe théorique de l'étude de la dispersion en fréquence des modules élastiques K et G .

La figure 3.14 schématise l'approche théorique développée pour étudier la dispersion en fréquence des modules élastiques K et G . Le tableau 3.1 présente les paramètres d'entrée utilisés dans le modèle.

K_0	G_0	E_0	ν_0	Fluide	K_f	Φ
48.8	27.9	70.2	0.26	2.2	8 %	

Table 3.1 : Paramètres d'entrée du modèle, type basalte. Les modules élastiques K_0 , G_0 , E_0 sont donnés en GPa.

On ne s'intéresse qu'à la comparaison des modules pour des roches saturées en eau ($K_f \approx 2.2 \text{ GPa}$). Une dispersion en fréquence a également été mise en évidence dans le cas de roches partiellement saturées, elle est alors fortement dépendante de la nature du fluide [Nur and Simmons, 1969, Dutta and Odé, 1979, Wang et al., 1990, Wang and Nur, 1990, Mavko and Mukerli, 1998].

3.3.1 Effet des pores - Effet des cracks

i) Milieu effectif avec seulement des pores équants

La dispersion calculée pour les modules K et G dans le cas d'un milieu avec seulement des pores équants est nulle. Dans le cas du module de cisaillement, l'explication théorique est simple. En effet le module G BF obtenu par Biot-Gassmann est le même que le module G HF sec. Or ce dernier s'exprime de la même façon que le module G HF saturé (équations 3.8 et 3.9). Cela revient à dire que les modules G saturés HF et BF sont égaux, donc que la dispersion est nulle.

Dans le cas de la dispersion en K , l'explication théorique n'est pas aussi triviale. Si l'on formalise l'écriture de la dispersion en remplaçant les modules HF et BF par leur expressions respectives (équations 3.9 et 3.3), on obtient :

$$DispK = \frac{\Phi_p(K_0 - K_f) \left(1 - \frac{E_0}{3K_0(1-2\nu_0)}\right)}{\left(\Phi_p \frac{K_0 - K_f}{K_0 - K_d} + \frac{K_f}{K_d}\right) \left(K_d + \frac{2E_0}{9(1-\nu_0)} \left(\frac{K_0}{K_f} - 1\right)\right)} \quad (3.19)$$

Or $K_0 = \frac{E_0}{3(1-2\nu_0)}$, d'où on obtient une dispersion théorique nulle pour le module élastique K .

Finalement, il apparaît cohérent que la présence de pores sphériques dans un milieu ne modifie pas les modules élastiques selon la fréquence de déformation. En effet, les structures sphériques sont isotropes et ne peuvent présenter une pression interne de fluide variable lors de l'application d'un champ de contrainte, qu'il soit isotrope ou anisotrope.

ii) Milieu effectif avec seulement des cracks

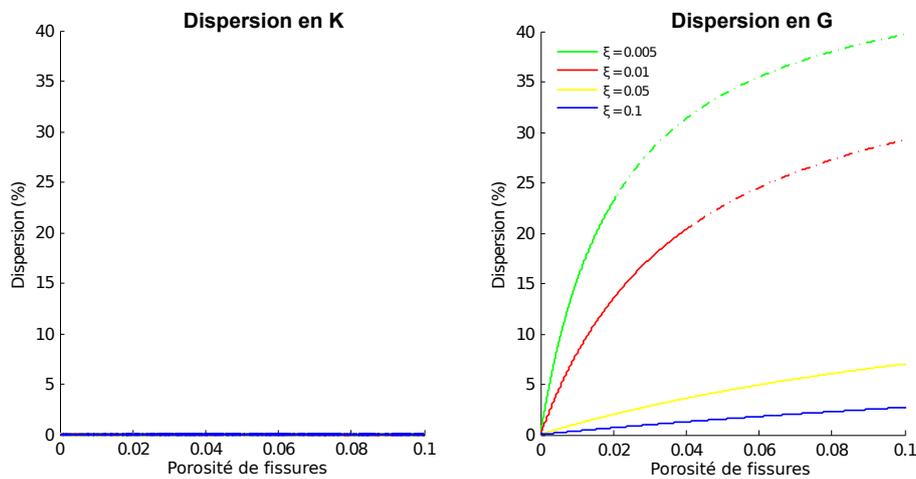


Figure 3.15 : Résultats numériques de la dispersion en fréquence obtenus pour un milieu ne contenant que des cracks. ξ correspond au facteur de forme des fissures.

La figure 3.15 présente les résultats numériques de la dispersion (représentée en fonction de la porosité de fissures) calculées pour un milieu dont la porosité n'est formée que par des cracks. Il est important de rappeler que la théorie des milieux effectifs n'est considérée approximativement valide que jusqu'à une densité de fissures de 0,5 [Schubnel and Guéguen, 2003]. Cette valeur est cohérente avec la théorie de percolation développée dans [Guéguen et al., 1997]. Nous avons choisi d'extrapoler cette validité théorique jusqu'à environ 4 en fixant la porosité totale à 8 % et en testant des cracks de rapport d'aspect de $5 \cdot 10^{-3}$. C'est pourquoi sur les différentes figures présentées, les courbes pleines correspondent à des densités de fissures inférieures à 1 (dans les limites extrêmes de validité des milieux effectifs) et les courbes pointillées correspondent aux extrapolations.

La dispersion en K calculée pour un tel milieu est égale à 0. Du fait de l'orientation aléatoire des cracks dans la matrice, l'application d'un champ de contrainte isotrope ne provoque pas de variation de pression de fluide dans la population de cracks. En revanche, la dispersion calculée pour le module G est non nulle et dépendante de la géométrie et de la densité des fissures. En effet, plus les cracks sont fins (rapport d'aspect faible), plus la dispersion en G est importante. Par ailleurs, pour des valeurs de rapport d'aspect inférieure à 10^{-2} , les courbes de dispersion ont des allures d'hyperboles tendant vers une valeur

asymptotique maximum de dispersion atteinte pour des fractions de cracks élevés (en dehors des limites de validité théorique).

Les cracks sont donc très sensibles à la contrainte cisillante. Finalement, la porosité de fissures et les facteurs de forme des cracks sont les paramètres qui contrôlent les propriétés physiques du milieu et donc la dispersion en fréquence. Il s'agit d'un résultat classiquement mis en évidence dans les études théoriques sur la dispersion des vitesses des ondes sismiques [Mavko and Jizba, 1991, Thomsen, 1995, Le Ravalec and Guéguen, 1996b].

iii) Bilan

La figure 3.16 résume l'effet de la microstructure sur la dispersion en fonction de la nature du champ de contrainte appliqué, isotrope ou anisotrope (cisaillement).

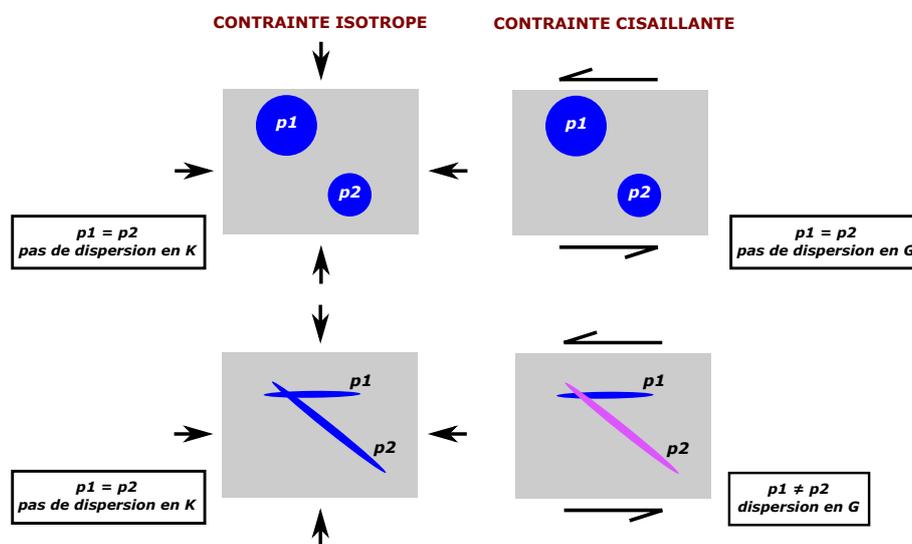


Figure 3.16 : Effet des pores et des cracks selon le champ de contrainte appliquée au VER (isotrope ou cisailant), inspiré de [Guéguen, 2009].

Les dispersions en fréquence peuvent s'interpréter en termes de pressions de fluide à l'intérieur des inclusions, qui, à l'état HF, peuvent être différentes d'une inclusion à l'autre. Ainsi une dispersion non nulle correspond à un état de déséquilibre des pressions de fluide à l'intérieur d'une population d'inclusion. C'est le cas pour un milieu fissuré soumis à un champ de contrainte cisillant anisotrope.

3.3.2 Effet conjugué : résultats numériques pour le CPEM

Dans le cas d'un milieu mixte pores + fissures, on a choisi de représenter la dispersion en fonction de la fraction de fissures R , définie par la relation suivante : $R = \frac{\Phi_{cr}}{\Phi}$ avec Φ_{cr} la porosité de fissures et Φ la porosité totale. De façon théorique, on fait varier R de 0 (porosité uniquement formée de pores équants) à 1 (porosité uniquement formée de fissures). Cependant, dans les conditions naturelles et pour des porosités de l'ordre de 10 %, la valeur $R = 1$ est irréaliste. En effet, dans la majorité des roches crustales, la porosité de fissure est inférieure à 2 %. C'est pourquoi nous avons représenté sur les figures des cadres grisés correspondant aux gammes « naturelles » de porosité de fissures (maximum : $R = 0,2 \Rightarrow \Phi_{cr} = 1,6 \%$).

i) Dispersion en K

La figure 3.17 présente les résultats numériques de la dispersion obtenus sur le module K.

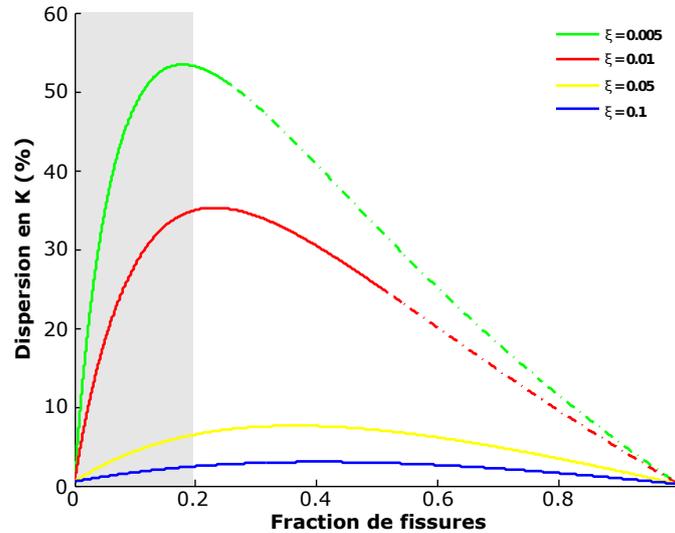


Figure 3.17 : Résultats numériques - Dispersion en K pour le CPEM

On constate que pour les valeurs extrêmes de la fraction de fissure (0 et 1), cette dispersion est nulle. On retrouve les résultats présentés dans le paragraphe précédent : si la porosité est uniquement composée de pores ou de cracks, sous l'effet d'une contrainte isotrope, les pressions de fluide sont les mêmes dans toutes les inclusions et il n'y a donc pas de dispersion. En revanche, quand R décrit l'intervalle ouvert $]0, 1[$, la dispersion en K est non nulle, elle atteint même une valeur maximum pour une certaine valeur de R , augmentant quand le rapport d'aspect des cracks augmente (maximum de dispersion en K : 53 % pour $\xi = 5 \cdot 10^{-3}$). Cela correspond au fait que les pressions de fluide ne sont plus équilibrées entre les inclusions et qu'un écoulement local du fluide se produit suivant les gradients de pression. Or les cracks sont plus sensibles à un chargement isotrope que les pores ronds. L'écoulement se produit donc depuis les cracks, zones davantage pressurisées, vers les pores, c'est l'effet "squirt-flow".

Sur l'intervalle $R \in [0; 0.2]$ (gamme naturelle de porosité de fissures) et pour un rapport d'aspect inférieur à 10^{-2} , on constate que l'on atteint théoriquement une valeur maximale de dispersion en K.

Au cours de l'approche expérimentale développée durant cette thèse, des données HF et BF de K ont été obtenues. La comparaison et la mise en relation des prédictions théoriques avec les données expérimentales seront abordées à la fin de ce chapitre.

ii) Dispersion en G

La figure 3.18 présente les résultats numériques de la dispersion obtenus pour le module G.

La dispersion est une fonction croissante de la fraction de cracks. Elle croît de 0, valeur obtenue pour une porosité uniquement formée de pores sphériques, vers une valeur asymptote quand $R = 1$ (porosité de fissures). La dispersion augmente quand le rapport d'aspect des cracks diminue mais est toujours plus faible que la dispersion obtenue pour le module K (maximum de dispersion en G : 37 % pour $\xi = 5 \cdot 10^{-3}$).

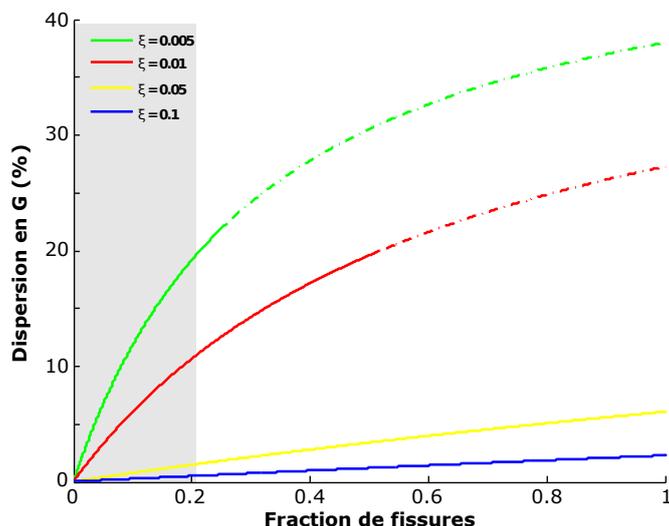


Figure 3.18 : Résultats numériques - Dispersion en G pour le CPEM.

3.3.3 Comparaison avec l'étude de Endres and Knight [1997]

Afin de valider notre modèle théorique basé sur des hypothèses simplificatrices relativement fortes (NIA notamment), il est important de confronter nos résultats avec d'autres prédictions théoriques issues de modèles différents. Nous avons choisi de nous appuyer sur les données de Endres and Knight [1997]. Cette étude reprend un modèle à inclusions [Kuster and Toksoz, 1974] pour tenter une généralisation de [Budiansky and O'Connell, 1980] sur l'effet de fréquence théorique dans les roches. Ces résultats ont également servi de point de comparaison à l'étude de Chapman et al. [2002]. Le tableau 3.2 présente les paramètres d'entrée utilisés dans le modèle.

ν_0	E_0	G_0	K_0	Fluide	K_f	Φ
0.26	43	17	30		2.32	10 %

Table 3.2 : Paramètres d'entrée du modèle de Endres and Knight [1997], type grès

Les prédictions théoriques de notre modèle suivent les mêmes tendances que celles de Endres and Knight [1997] (figure 3.19). Pour la dispersion en G, les résultats sont identiques. En revanche pour le module K, nos dispersions théoriques sont plus importantes. L'explication est à rechercher du côté de la formulation théorique des modules BF. Dans notre approche, nous avons directement appliqué la formulation de Biot-Gassmann pour calculer les modules BF saturés à partir des modules HF secs. Dans l'approche de Endres and Knight [1997], un modèle BF est développé qui converge vers la formulation de Biot-Gassmann sous certaines hypothèses de microstructure dans le cas du module K et qui est identique à l'équation de Biot-Gassmann sans aucune hypothèse dans le cas du module G. C'est donc probablement pour cette raison que l'on observe des différences dans les prédictions de dispersion en K et non en G.

Cependant les tendances évolutives restent les mêmes alors que les approches théoriques utilisées sont très différentes. Ceci nous permet de mettre en évidence une certaine cohérence dans nos interprétations physiques de la dispersion en fréquence. En effet, les échanges de fluide locaux associés aux gradients de pression de fluide induits entre les cracks et les pores sont des processus qui peuvent être modélisés par différentes approches mais qui restent à la base de la différence entre milieu effectif HF et proélasticité BF.

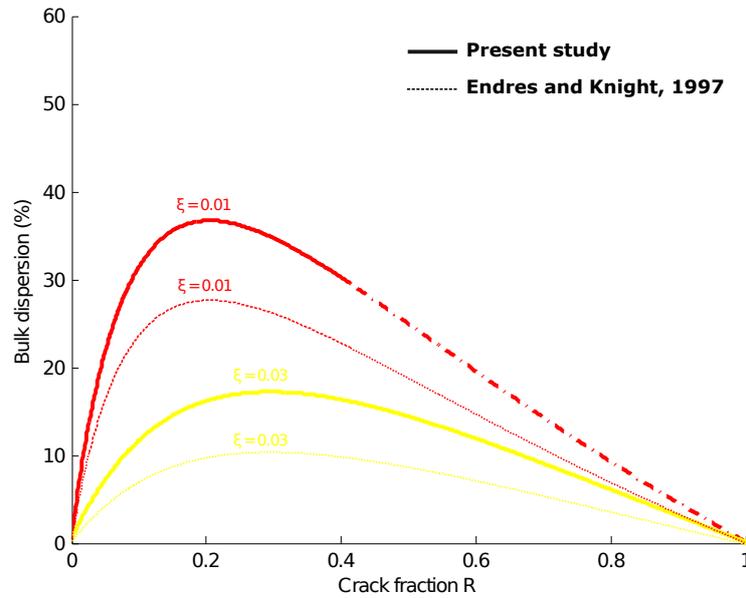


Figure 3.19 : Comparaison avec l'étude de Endres and Knight [1997] - Prédications théoriques de la dispersion en fréquence des modules K et G.

3.3.4 Extrapolation aux vitesses des ondes sismiques

i) Vitesses des ondes P et S

Maintenant que nous avons accès aux couples (K,G) HF et BF, nous pouvons calculer deux autres jeux de données HF et BF, les vitesses des ondes sismiques P et S selon les formules suivantes :

$$V_P = \sqrt{\frac{K + \frac{4}{3}G}{\mu}} \quad (3.20)$$

$$V_S = \sqrt{\frac{G}{\mu}} \quad (3.21)$$

Avec μ la masse volumique de la roche, que nous prendrons égale à 2700 kg.m^{-3} . La dispersion en fréquence est calculée en comparant les vitesses HF et BF : $Dispersion = \frac{V_{HF} - V_{BF}}{V_{BF}} \times 100$.

La figure 3.20 présente les résultats obtenus à partir du modèle développé, la dispersion est représentée en fonction de R . Nous avons choisi de limiter l'intervalle de R à $[0;0,2]$ qui correspond à un intervalle de porosité de fissures de $[0;0,16]$ avec une porosité totale fixée à 0,08 ce qui est cohérent avec les données naturelles existantes pour la majorité des roches crustales.

Quand le milieu est composé de cracks de facteurs de forme importants (supérieurs à 10^{-2}), les dispersions en fréquence de V_P et V_S sont faibles ($< 2 \%$). Pour des valeurs de rapport d'aspect plus faibles, la dispersion augmente, atteignant environ 18 % pour les ondes P et 10 % pour les ondes S quand $\xi = 5.10^{-3}$. Cette dernière valeur est cohérente avec les valeurs théoriques calculées par Winkler [1986] et validées par des données expérimentales [Winkler, 1985, Murphy, 1985]. Par ailleurs, les prédictions théoriques de Dvorkin et al. [1995], basées sur un modèle de squirt-flow également, sont du même ordre de grandeur que les nôtres : 7 % pour la vitesse des ondes P et 4 % pour la vitesse des ondes S. En notant cependant que ces dispersions ont été obtenues dans le cas d'une roche saturée en huile (module d'incompressibilité de 1.6 GPa au lieu de 2.2 GPa dans le cas de l'eau).

Par ailleurs nos prédictions théoriques sont également en accord avec des données acquises par la

technique BF de barres résonantes que l'on développera dans la section suivante [Lucet et al., 1991, Lucet and Zinszner, 1992]. En effet, sur un calcaire de l'Estailade (porosité totale : 30 % répartis en deux ensembles), Cadoret et al. [1995] ont mesuré une dispersion de 7 % pour les vitesses en 'extension' (relatives au module de Young, homologue des ondes P) et de 5 % pour les vitesses des ondes S. Ces valeurs étant du même ordre de grandeur que celle prédites ici dans le cas de cracks de faible rapport d'aspect ($\xi \approx 0.005$). Il est important de noter que ces dispersions calculées ne sont valables que dans le cas d'une distribution aléatoire des cracks selon leur orientation. L'anisotropie de distribution des fissures, par exemple dans le cas de fractures alignées, est également un paramètre influençant la dépendance en fréquence des modules élastiques [Thomsen, 1995, Maultzsch et al., 2003].

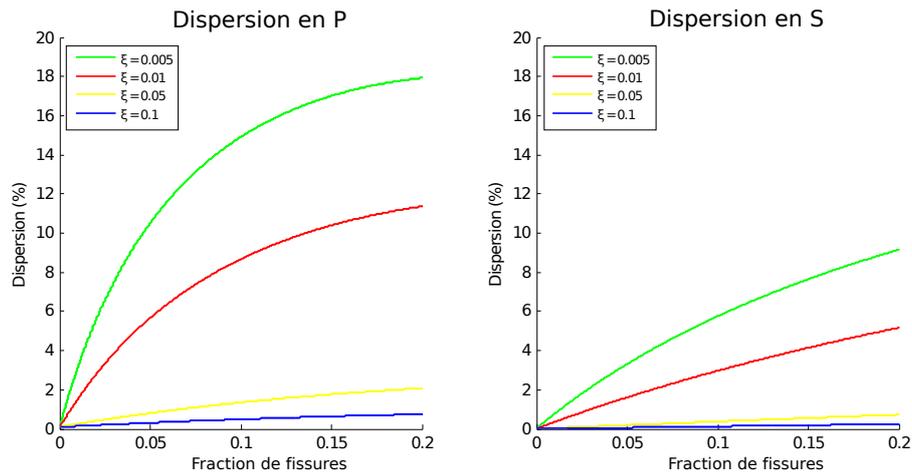


Figure 3.20 : Résultats numériques - Dispersion en fréquence des vitesses des ondes P et S.

ii) Rapport $\frac{V_p}{V_s}$

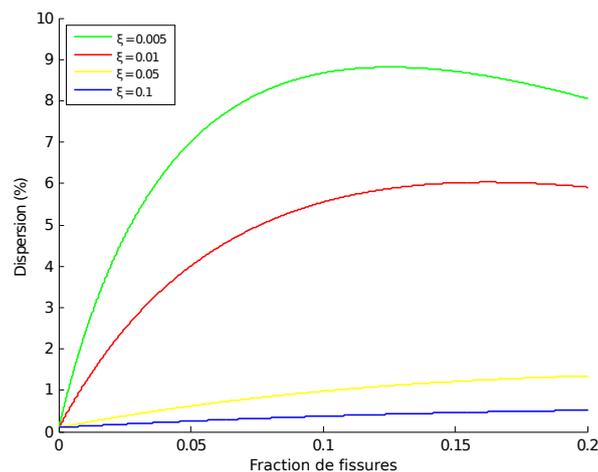


Figure 3.21 : Résultats numériques - Dispersion en fréquence du rapport V_p/V_s .

A partir de ces résultats, nous pouvons mettre en évidence une dernière dispersion, celle du rapport V_p/V_s (figure 3.21). De la même façon que pour les vitesses des ondes élastiques, cette dispersion est quasi négligeable quand les cracks introduits dans le modèle ont un rapport d'aspect élevé (supérieur à 10^{-2}), atteignant au maximum 1 %. En revanche si le rapport d'aspect est inférieur à 10^{-2} , la dispersion augmente avec la fraction de crack. Pour $\xi = 5 \cdot 10^{-3}$, la dispersion atteint une valeur maximum de 8.8 %

pour une fraction de crack égale à 0.12 correspondant à une porosité de fissures voisine de 1 %. Ces paramètres de géométrie des cracks sont des valeurs usuellement rencontrées dans le cas des roches crustales fissurées. Des données expérimentales obtenues sur le calcaire d'Estailades (30 % de porosité totale) montrent une dispersion d'environ 15 % du ratio $\frac{V_p}{V_s}$ entre les bandes de fréquence 1 et 500 kHz [Cadoret et al., 1995]. L'ordre de grandeur restant le même, la différence peut s'expliquer par la nature même du matériau testé (porosité plus complexe du calcaire qu'une simple répartition bimodale entre pores et cracks).

L'étude du rapport V_p/V_s est un des moyens utilisés en sismologie pour mettre en évidence l'existence de fluides aqueux ou magmatiques en profondeur [Foulger et al., 1995, Barclay et al., 2001, Foulger et al., 2004, Geoffroy and Dorbath, 2008]. Un rapport V_p/V_s faible, typiquement inférieur à 1.8, s'interprète en effet généralement par l'existence de zones de fusion partielle ou d'une modification de l'état de saturation de l'espace poreux. Ainsi si l'objectif recherché est d'utiliser des données expérimentales HF pour contraindre les paramètres BF du terrain susceptibles d'influer sur V_p/V_s , il est important de souligner qu'un biais de presque 10 % peut exister entre les deux gammes de fréquence.

3.3.5 De la dispersion au facteur de qualité

Au cours de cette étude théorique, nous avons approché l'effet de fréquence sous l'angle de la dispersion. Il existe d'autres paramètres pour l'évaluer comme par exemple l'atténuation. Pour cela on introduit un facteur de qualité Q permettant de mesurer l'écart à l'élasticité à partir du bilan énergétique [Bourbié et al., 1986]. Classiquement en sismologie, les études en fréquence portent sur le facteur inverse Q^{-1} . Il convient donc de pouvoir relier simplement dispersion et atténuation.

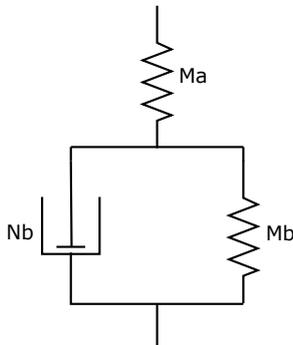


Figure 3.22 : Modèle de Zener

La dissipation énergétique correspond à un écart à l'élasticité, ce qui signifie pour les ondes élastiques que contrainte et déformation sont déphasées. Pour prendre en compte ce déphasage, on se place dans le domaine de la viscoélasticité linéaire en introduisant des modules élastiques complexes. L'utilisation de modèles analogiques associant ressorts et amortisseurs permet de décrire simplement le comportement viscoélastique. On prendra ici le modèle classique de Zener (figure ci-contre) : un ressort et un amortisseur montés en dérivation et associés en série avec un ressort. Le facteur Q^{-1} s'exprime alors en fonction des modules (M_a , M_b), de la fréquence ω et du rapport $\tau = \frac{N_b}{M_b}$:

$$Q^{-1} \approx \frac{\omega \tau}{1 + (\omega \tau)^2} \frac{M_a}{M_b} \quad (3.22)$$

Pour relier dispersion et atténuation, il suffit d'exprimer les modules M_a et M_b à basse et à haute fréquence. L'état BF correspond à un montage en série des deux ressorts, le module M_{BF} est alors égal à $\frac{1}{\frac{1}{M_a} + \frac{1}{M_b}}$. Dans l'état HF, seul le ressort A rentre en jeu (car l'amortisseur retient le ressort B) et le module M_{HF} est simplement égal à M_a .

D'où :

$$\frac{M_a}{M_b} = M_{HF} \times \frac{M_{HF} - M_{BF}}{M_{HF} M_{BF}} \quad (3.23)$$

Or en notant D la dispersion égale à $\frac{M_{HF} - M_{BF}}{M_{BF}}$, on en déduit que $\frac{M_a}{M_b} = D$.

En reprenant l'équation 3.22, et en considérant que le pic d'absorption est obtenu pour $\omega\tau = 1$ [Guéguen and Palciauskas, 1992], on peut relier simplement le facteur de qualité inverse avec la dispersion par :

$$Q^{-1} = \frac{1}{2}D \quad (3.24)$$

Ainsi dans les hypothèses d'un milieu élastique très faiblement visqueux, facteur de qualité inverse et dispersion des modules sont reliés par un facteur 0,5. Il est important de souligner que l'on ne peut comparer que la dispersion des *modules* avec Q^{-1} quand on utilise un modèle viscoélastique de type Zener et non la dispersion des vitesses.

Le modèle théorique ici développé présente une formulation simple s'appuyant sur un modèle de milieu effectif sans interaction. La comparaison avec d'autres études théoriques montre que les prédictions théoriques sont robustes malgré les hypothèses relativement fortes du modèle. Afin de valider davantage l'approche théorique utilisée, il est nécessaire de comparer les prédictions avec des données expérimentales. Nous avons développé au cours de cette thèse un nouveau protocole permettant d'obtenir au laboratoire des données HF et BF sous la forme du module d'incompressibilité K . Les paragraphes suivants de ce chapitre présentent cette étude expérimentale originale ainsi que la confrontation des résultats avec les prédictions théoriques.

3.4 Étude expérimentale [1] : Bibliographie, dispositif et microstructure

3.4.1 Revue bibliographique

Les effets de fréquence sur le comportement élastique des roches ont toujours été très étudiés, principalement sur les roches réservoirs (grès, carbonate notamment). Ces dernières années, l'approche en fréquence a bénéficié d'un regain d'intérêt avec le développement de la sismique 4D [Nur, 2009] et le suivi sismologique passif [Saenger et al., 2009]. Ces techniques ont pour objectif d'identifier et d'évaluer les variations de nature et de volume des fluides présents dans les réservoirs, qu'ils soient en production ou non.

L'effet de fréquence, au laboratoire comme sur le terrain, repose sur le fait que les ondes élastiques ne se propagent pas de la même façon selon les propriétés mécaniques des roches traversées. Or ces propriétés (compressibilité notamment) sont extrêmement dépendantes de la fréquence à laquelle les ondes élastiques sont émises. Deux paramètres permettent de quantifier l'effet de fréquence : l'atténuation qui correspond à la fraction d'énergie perdue par l'onde à chaque période et la dispersion qui repose sur le fait que les différentes fréquences constituant l'onde ne se propagent pas à la même vitesse. Atténuation et dispersion sont deux entités reliées permettant de caractériser l'effet de fréquence sur la propagation d'une onde élastique.

Le problème majeur de l'étude des effets de fréquence au laboratoire est de parvenir à réaliser des mesures BF. En effet, les capteurs piézoélectriques classiquement utilisés ont des fréquences propres de vibration voisines ou supérieures à la centaine de kHz, ils donnent donc accès à des mesures HF. Afin de mesurer expérimentalement des paramètres élastiques à BF, il existe deux grands moyens : la résonance et les techniques de mesures conjointes de contrainte - déformation (figure 3.23).

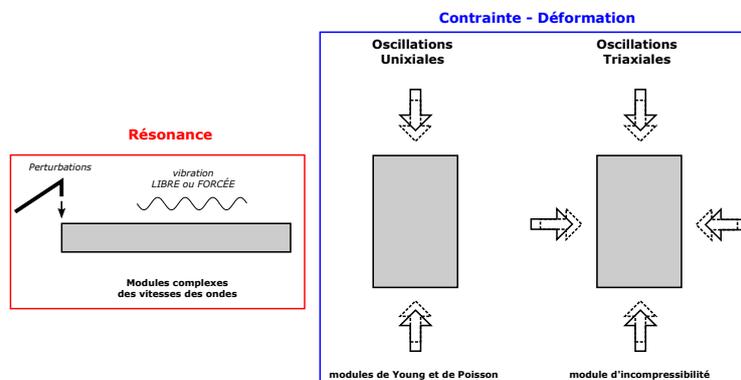


Figure 3.23 : Techniques expérimentales permettant d'étudier l'effet de la fréquence sur les propriétés élastiques des roches.

La méthode des barres résonnantes repose sur l'utilisation d'échantillon cylindrique de longueur importante soumis à une force sinusoïdale les faisant rentrer en vibration. Il existe différents modes de vibration sensibles aux différents modules élastiques. D'une part, ces modules sont calculés à partir de la fréquence de résonance, de la densité et des dimensions de l'échantillon. D'autre part, l'atténuation est mesurée différemment selon le mode de vibration choisi. Dans le cas des vibrations forcées, elle se calcule à partir du pic de résonance et de la bande passante (largeur du pic à $\frac{1}{\sqrt{2}}$ fois l'amplitude). Dans le cas de vibration libre, elle est calculée à partir du temps de décroissance de l'amplitude [Lucet, 1989]. Cette technique peut être couplée à un méthode de mise sous confinement, Lucet et al. [1991], Lucet and Zinszner [1992] ont ainsi acquis des données d'atténuation en fréquence jusqu'à des pressions de

confinement de 40 MPa. Ces auteurs ont d'ailleurs appliqué leur méthode sur une andésite de Volvic, lave très poreuse (23 % de porosité, [Rasolofosaon and Zinsner, 2002]). D'autres études employant la même technique sur des granites (porosité de fissure de 1 %) ont mis en évidence une dispersion des vitesses sismiques de 5 % entre 2 et 7 kHz et une réduction de cette dispersion de 4 % avec l'augmentation de 10 MPa de la pression effective [Murphy, 1984, 1985]. Cette technique a également été utilisée pour étudier l'influence de la saturation sur la dispersion en fréquence des vitesses des ondes élastiques [Cadoret et al., 1995].

Le deuxième volet expérimental de l'étude des effets de fréquence porte sur l'utilisation d'oscillations sinusoïdales forcées de la contrainte déviatorique permettant de mesurer des modules BF. En effet, si la longueur d'onde des oscillations est supérieure à la longueur de l'échantillon, alors la déformation engendrée est proportionnelle au déplacement axial enregistré et le module de Young E est égal à la pente de la droite contrainte - déformation [Spencer, 1981]. Dans le cas de certains dispositifs expérimentaux, les données de déformation radiale permettent de façon analogue d'obtenir le coefficient de Poisson ν . Il s'agit alors de la pente de la droite déformation axiale - déformation radiale [Batzle et al., 2006]. Une mesure d'atténuation est également possible pour chaque fréquence d'oscillation forcée testée. Les résultats obtenus à l'ambient (sans pression de confinement) montrent que les modules élastiques sont fortement dépendant de la présence d'un fluide dans la roche : de sa nature et de son degré de saturation. En comparant les données BF à des données HF classiques acquises grâce à des capteurs piézoélectriques, Batzle et al. [2006] ont montré que les modules HF étaient presque double des modules BF. Cette technique a été appliquée également avec du confinement [Adam et al., 2006, Adam and Batzle, 2008]. Les auteurs montrent que les effets d'atténuation et de dispersion diminuent avec le chargement. Enfin, certains auteurs ont étudié l'effet de l'augmentation de l'amplitude des oscillations [Heap and Faulkner, 2008]. Des expériences menées sur des basaltes de l'Etna montrent que le module de Young diminue et que le coefficient de Poisson augmente quand l'amplitude des oscillations augmente [Heap et al., 2009]. Cependant ces résultats sont à considérer avec beaucoup de précaution car lors de ces essais il est probable que les limites à l'élasticité et à la linéarité soient dépassées.

Au cours de cette thèse, un nouveau protocole expérimental a été développé pour étudier l'effet de fréquence. Il repose également sur une méthode de mesures conjointes de contrainte - déformation. Son originalité tient dans le fait que ce n'est pas la contrainte axiale que l'on fait osciller mais la pression de confinement ubiquiste dans toutes les directions. Le module étudié est alors le module d'incompressibilité K . Nous détaillerons la technique expérimentale après avoir présenté la presse triaxiale utilisée.

3.4.2 Dispositif expérimental

i) Présentation

Les essais expérimentaux ont été menés au laboratoire de géologie de l'École Normale Supérieure. Le dispositif utilisé est la presse triaxiale Geodesign dont un schéma simplifié est présenté en figure 3.24. Cette presse est reliée à deux pompes de pression (l'une assurant le confinement et l'autre le chargement axial), à un multiplicateur de pression et à une pompe assurant la pression de pores. Cette dernière pouvant être remplie de fluides (gaz ou liquides).

La presse triaxiale est composée de différents ensembles visibles sur la figure 3.25. La cellule est l'espace dans lequel est positionné l'échantillon. Celui-ci est protégé de l'huile de confinement par une jaquette en Néoprène ou en Viton. Le circuit de pression de confinement correspond à l'alimentation en huile

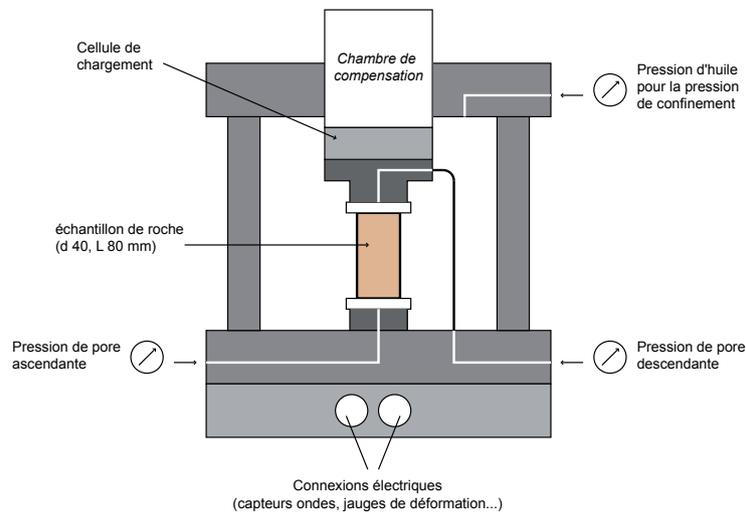


Figure 3.24 : Schéma de principe simplifié de la presse Geodesign

sous pression dans la cellule. Le chargement déviatorique est assuré par un vérin autocompensé. Enfin, un circuit de pression de pore permet l'injection d'un fluide à l'intérieur de l'échantillon à une pression indépendante des précédentes. La pompe dédiée à ce circuit est une pompe *Quizix* à deux cylindres de régulation.

L'échantillon est placé dans la cellule entre deux embases qui sont connectées à la semelle de la cellule ainsi qu'à la pompe générant la pression de pore. La semelle possède 34 passages de fils étanches permettant les mesures à l'intérieur de la cellule (déformation et vitesses d'ondes élastiques).

La chambre de confinement est dimensionnée pour des pressions isotropes allant jusqu'à 300 MPa, valeur représentative d'une pression lithostatique exercée in situ sur une roche à une profondeur d'environ 10 km. Cependant, la pompe générant la pression de confinement ne délivre que jusqu'à 100 MPa, c'est pourquoi un multiplicateur de pression est indispensable pour des pressions plus importantes. Le chargement déviatorique vertical peut atteindre 800 MPa.

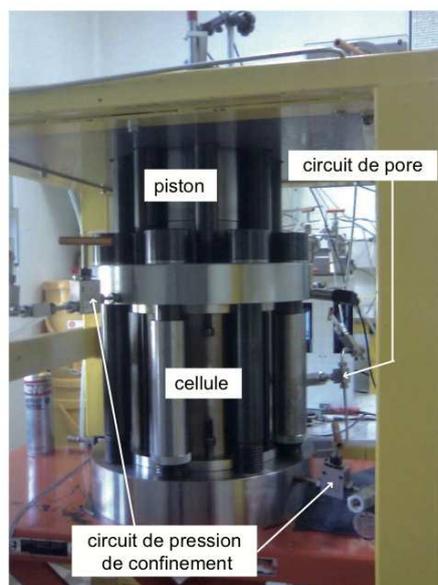


Figure 3.25 : Photo de la presse triaxiale Geodesign fermée avec les différents ensembles

Avant d'être placé dans la cellule, l'échantillon est minutieusement préparé (même protocole que dans le cas de la presse ST100) afin de pouvoir mesurer différents paramètres au cours des tests hydrostatiques (déformation et vitesses des ondes élastiques).

ii) Mesures de déformation et tests oscillants

Des jauges de déformation sont collées sur l'échantillon avant qu'il ne soit revêtu de sa jaquette. Chacune des jauges est montée en pont de Wheatstone qui permet une colinéarité entre déformation de l'échantillon et variation du signal électrique. Pour cet essai expérimental, deux paires de jauges sont collées au milieu de l'échantillon et en vis à vis (cf. 3.27), chaque paire est composée d'une jauge axiale et d'une jauge radiale. La déformation volumique ϵ_{vol} se calcule à partir des déformations axiales et radiales, respectivement notées ϵ_{ax} et ϵ_{rad} par la formule 3.25, il s'agit en fait de la trace de la matrice de déformation ($tr\epsilon$).

$$\epsilon_{vol} = \epsilon_{ax} + 2 \times \epsilon_{rad} \quad (3.25)$$

Au cours de cette étude expérimentale, une technique innovante a été mise en place pour mesurer le module d'incompressibilité de la roche à BF. L'idée est de faire osciller la pression de confinement, aux différents paliers de pression effective, et de mesurer la déformation volumique induite (figure 3.26). Les fréquences d'oscillation couvrent trois ordres de grandeur, du mHz au Hz, les limites du système d'oscillation ne permettant pas de couvrir des fréquences ni plus faibles ni plus élevées. Il s'agit donc de mesures BF fortement distinctes des mesures HF des vitesses des ondes élastiques (autour du MHz).

L'objectif est d'avoir accès aux modules élastiques par la pente de la courbe contrainte - déformation, suivant la loi de Hooke (cf. section 2.1 de ce chapitre). Dans le cas simple d'une roche isotrope, l'écriture de la loi de Hooke est simplifiée et il existe une relation linéaire entre le tenseur des contraintes $\underline{\underline{\sigma}}$ et le tenseur des déformations $\underline{\underline{\epsilon}}$:

$$\underline{\underline{\sigma}} = K \times tr\epsilon + 2 \times G \times \underline{\underline{\epsilon}} \quad (3.26)$$

La pente de la droite $\sigma = f(tr\epsilon)$ donne directement accès au module d'incompressibilité K . Or les mesures de déformation à l'aide des jauges permettent d'obtenir la déformation volumique totale qui correspond à la trace du tenseur des déformation. Ainsi, à chaque palier de mesure, les données de contrainte et de déformation induite donnent accès au module K à l'état BF. On peut remarquer sur la figure 3.26 que l'on reste dans les limites de l'élasticité avec une linéarité réversible.

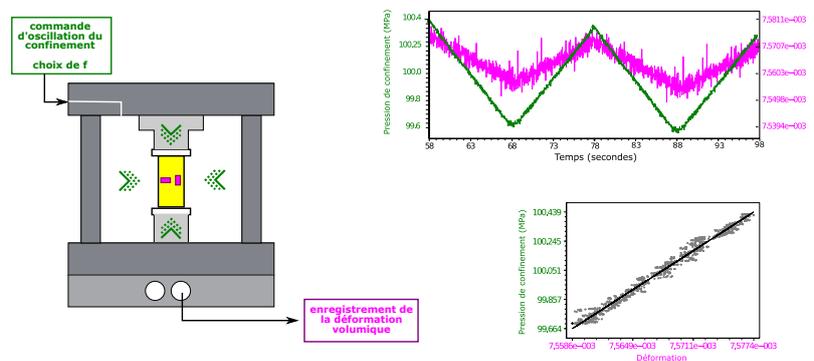


Figure 3.26 : Résultats bruts d'un test oscillant

3.4.3 Protocole expérimental

La figure 3.27 montre le schéma d'implantation des capteurs ainsi que le travail préparatoire achevé : l'échantillon dans sa jaquette placé sur la semelle de la presse entre les deux embases. Afin d'étudier les effets de fréquence sur le basalte de Reykjanes, nous ne procédons qu'à des essais hydrostatiques (pas de contrainte déviatorique appliquée). Au cours d'un cycle hydrostatique, la pression de confinement est augmentée de 0 à 200 MPa avec des paliers de 10 MPa lors de la charge puis de 20 lors de la décharge. L'expérience menée sur ISL 26 comporte deux cycles : l'un avec de l'air comme fluide saturant le milieu poreux et l'autre avec de l'eau minérale. La pression de fluide à l'intérieur de l'échantillon est maintenue constante au cours des deux cycles à 10 MPa.

La déformation est mesurée en continu tout au long de l'expérience grâce aux deux paires de jauges collées sur l'échantillon. Par ailleurs, des mesures ponctuelles sont effectuées aux différents paliers des deux cycles :

- mesures de vitesses d'ondes élastiques Haute Fréquence (MHz),
- mesures de perméabilité à certains paliers choisis,
- tests d'oscillation de la pression de confinement à différentes fréquences : 0.5 Hz, 0.05 Hz et 0.005 Hz sur l'intervalle [0–100] MPa de pression de confinement et 0.005 Hz sur l'intervalle [100–200] MPa.

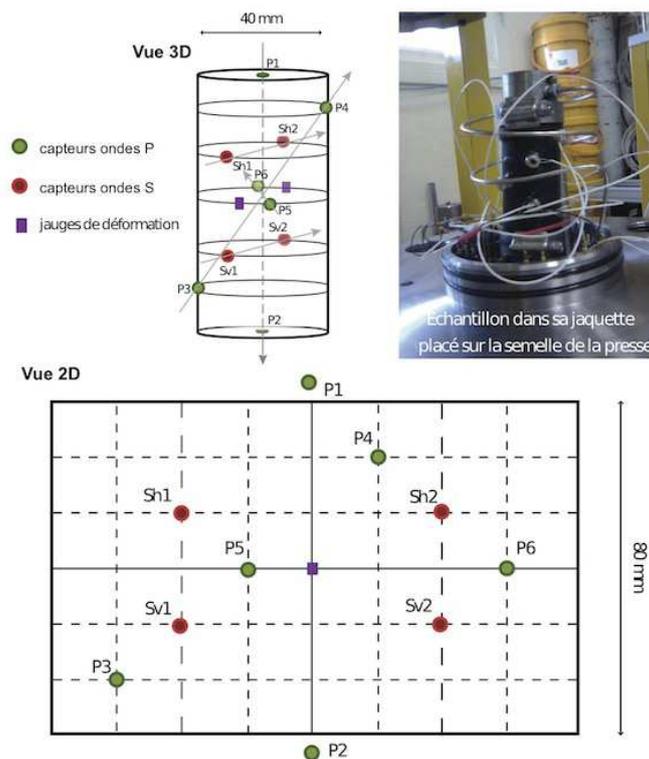


Figure 3.27 : Travail préparatoire : implantation capteurs - isl 26

3.4.4 Rappels sur la microstructure du basalte de Reykjanes

L'étude détaillée de la microstructure du basalte de Reykjanes a été présentée dans le chapitre précédent. Il s'agit d'un basalte alcalin à texture microlitique d'âge très récent (moins de 10 000 ans) et échantillonné en surface sur la péninsule de Reykjanes. On rappelle ici les résultats les plus importants portant sur la caractérisation de la porosité, obtenus par porosimétrie mercure et confirmés par microscopie électronique. La porosité connectée totale de la roche est d'environ 8 %, répartie en deux familles de

pores distinctes : 7 % de pores équants d'environ $100 \mu\text{m}$ de diamètre (issus probablement du dégazage de la lave) et 1 % de fissures beaucoup plus fines (environ $0,1 \mu\text{m}$ d'ouverture). On rappelle également que la porosité totale de la roche est estimée à 10,3 % (donnée obtenue par pycnométrie Hélium).

3.5 Étude expérimentale [2] : Résultats et Interprétations

3.5.1 Évolution de la porosité avec la pression effective

La déformation volumique est obtenue à l'aide des données de déformation axiale et radiale (formule 3.25). Connaissant la porosité initiale de la roche (obtenue par porosimétrie mercure), on peut représenter l'évolution de la porosité au cours des cycles chargement - déchargement subis par l'échantillon. Cette évolution est représentée en figure 3.28.

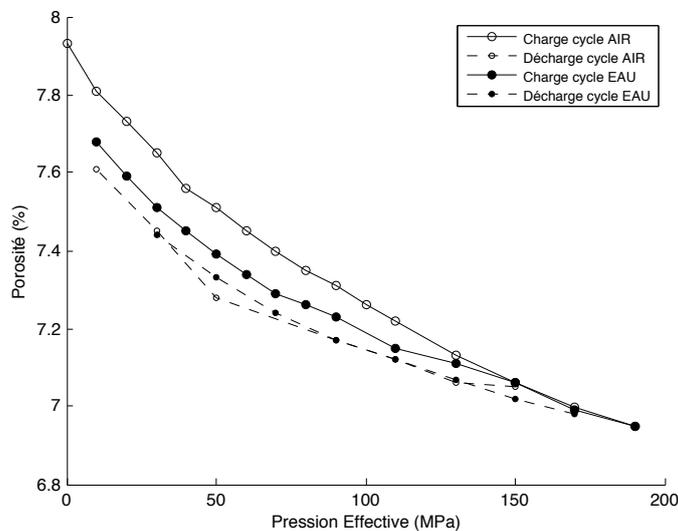


Figure 3.28 : ISL 26 - Évolution de la porosité avec la pression effective

La porosité de l'échantillon passe de 7,93 % avant le premier chargement à 6,95 % pour 190 MPa de pression effective. Lors des deux cycles, cette valeur est atteinte. On note que lors des phases de déchargement ainsi que lors de la phase de chargement à l'eau, la porosité ne revient pas tout à fait à sa valeur initiale. Cependant le comportement mécanique du basalte de Reykjanes semble être quasiment élastique.

Ainsi, un chargement hydrostatique de 190 MPa (confinement effectif) conduit à une réduction d'environ 1 % de la porosité totale. Cette valeur est identique à celle de la porosité de fissures initiale. Ces premières données de porosimétrie semblent donc indiquer une fermeture des fissures dans le basalte de Reykjanes avec la charge hydrostatique.

3.5.2 Vitesse HF des ondes élastiques

i) Évolution des vitesses avec la pression effective

La figure 3.29 présente l'évolution des vitesses des ondes P et S mesurées en radial dans ISL 26. La vitesse des ondes P augmente de 34 % lors du cycle à l'air ($5200 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ à $P_{\text{eff}} \approx 10 \text{ MPa}$ et $6950 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$

à $P_{eff} \approx 190$ MPa) et de 27 % lors du cycle à l'eau (5600 m.s^{-1} à $P_{eff} \approx 10$ MPa et 7120 m.s^{-1} à $P_{eff} \approx 190$ MPa).

On constate que la vitesse des ondes S augmente de 34 % lors du cycle 'AIR', passant de 2350 m.s^{-1} à 10 MPa de pression effective à 3150 m.s^{-1} à 190 MPa de pression effective. Pour le cycle 'EAU', l'augmentation est de 26 %, passant de 2500 m.s^{-1} ($P_{eff} \approx 10$ MPa) à 3150 m.s^{-1} ($P_{eff} \approx 190$ MPa). La vitesse des ondes S semble atteindre un maximum aux alentours de 3150 m.s^{-1} lors des deux cycles.

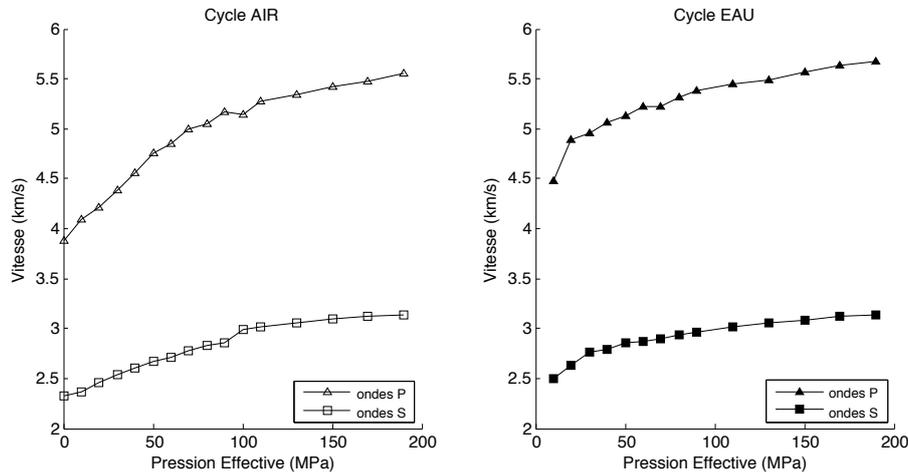


Figure 3.29 : ISL 26 - Évolution de la vitesse des ondes P et S avec la pression effective

L'évolution des vitesses des ondes P et S est similaire lors des deux cycles. L'augmentation des vitesses des ondes au cours de la charge hydrostatique sont en accord avec les données de porosimétrie révélant une fermeture des fissures dans la roche. En effet, les ondes élastiques sont extrêmement sensibles à la présence d'interfaces matrice - vide dans la roche et les fissures, de géométrie plane, sont beaucoup plus sensibles à la pression hydrostatique que les pores ronds. Les vitesses des ondes semblent atteindre une valeur plateau pour les derniers paliers de chargement, ce qui indiquerait que la quasi-totalité des fissures dans l'échantillon sont fermées à 190 MPa de pression effective.

ii) Coefficient de Hertz

Expérimentalement, l'évolution des vitesses (V) avec la pression effective (P_{eff}) est de type loi de puissance : $V = kP_{eff}^h$. L'exposant h est appelé *coefficient de Hertz*. Ce coefficient permet d'estimer l'effet d'une variation de pression effective sur la vitesse des ondes : plus une roche est sensible à la pression effective (variabilité des vitesses), plus le coefficient de Hertz est grand [Zinszner and Pellerin, 2007].

En terme de microstructure, ce coefficient matérialise les défauts mécaniques omniprésents dans les roches (joints de grain, microcracks, macles, etc...) dont l'effet tend à diminuer avec l'augmentation de la contrainte. En représentant l'évolution de V avec P_{eff} dans un diagramme bilogarithmique (figure 3.30), le coefficient de Hertz correspond à la pente de la régression linéaire.

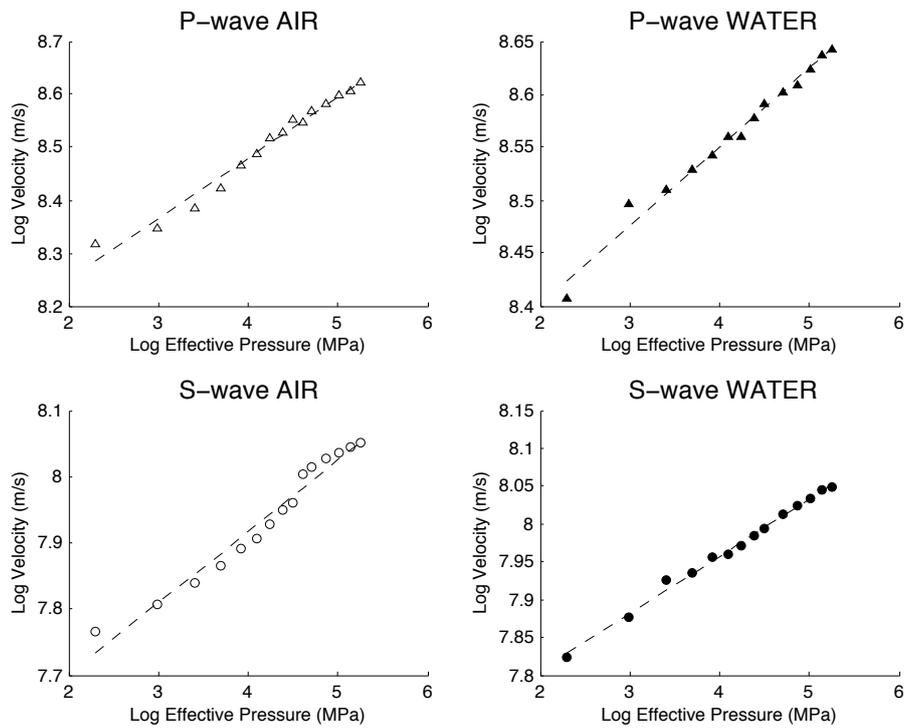


Figure 3.30 : ISL 26 - Pression effective VS. Vitesses des ondes élastiques (échelle logarithmique)

	AIR	EAU
ondes P	0,115	0,075
ondes S	0,109	0,076

Table 3.3 : Coefficients de Hertz calculés au cours des cycles 'AIR' et 'EAU'

Le tableau 3.3 présente les coefficients de Hertz calculés au cours des essais III-a (saturation à l'air) et III-b (saturation à l'eau). On ne note pas de différences très importantes entre les coefficients calculés pour les ondes de compression et de cisaillement, contrairement à ce qui peut être calculé pour certaines roches réservoirs [Rasolofosaon and Zinszner, 2003, Fornel et al., 2007].

Les coefficients de Hertz calculés pour le basalte de Reykjanes sont relativement importants, proches de ceux calculés pour des grès [Zinszner and Pellerin, 2007, Rasolofosaon et al., 2008]. Ceci est cohérent avec la microstructure relativement complexe du basalte, et principalement du fait de l'existence de nombreux joints de grain et de microcracks (1 % de porosité de fissure).

3.5.3 Inversion des vitesses HF : modules HF et paramètres des cracks

Quand une contrainte est appliquée sur l'échantillon, celui-ci se déforme et perd du volume. La masse volumique ρ de l'échantillon évolue donc avec la contrainte appliquée. A partir des données de déformation enregistrées par les jauges, il est possible d'obtenir l'évolution de la masse volumique au cours des cycles chargement-déchargement. Pour chaque stade i de contrainte appliquée, la masse volumique s'obtient par la formule 3.27.

$$\rho_i = \frac{m_{\text{sec}}}{V_{i-1} \times (1 - (\epsilon_{\text{vol}})_i)} \quad (3.27)$$

Où m_{sec} est la masse de l'échantillon mesurée à sec, V_{i-1} le volume de l'échantillon au stade précédent et ϵ_{vol} la déformation volumique mesurée par les jauges.

A partir des mesures de vitesse des ondes élastiques et de la déformation, il est possible d'inverser les équations afin d'obtenir les modules élastiques haute fréquence (HF). A partir des équations 2.14 et 2.15, on exprime les modules de compressibilité K et de cisaillement G par les formules suivantes :

$$\begin{cases} V_P = \sqrt{\frac{(K + \frac{4}{3}G)}{\rho}} \\ V_S = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \end{cases} \iff \begin{cases} G = V_S^2 \times \rho \\ K = (V_P^2 \times \rho) - \frac{4}{3}V_S^2\rho \end{cases} \quad (3.28)$$

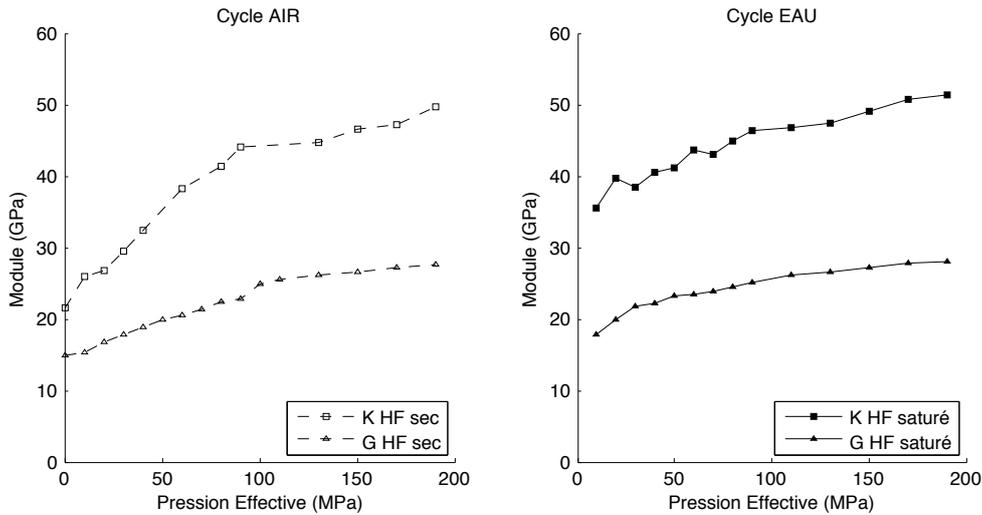


Figure 3.31 : ISL 26 - Évolution des modules élastiques (K, G) HF

La figure 3.31 montre l'évolution des modules élastiques K et G au cours des deux cycles effectués sur l'échantillon ISL 26. Les modules sont exprimés en GPa.

En utilisant un modèle de milieu effectif, on peut inverser les données des modules élastiques HF afin d'en déduire les paramètres géométriques des cracks. Deux méthodes d'inversion ont été utilisées : (1) une méthode directe basée sur le modèle développé par Fortin and Guéguen [2007] avec des fissures en forme de pièces de monnaie et (2) une méthode par minimisation d'une fonction objective (différence des moindres carrés entre données expérimentales et données théoriques) basée sur le CPEM développé dans la précédente section avec des cracks sphéroïdaux. Nous ne développerons ici que la seconde méthode, la première ayant déjà fait l'objet de publications antérieures [Fortin, 2005, Fortin and Guéguen, 2007].

La fonction objective J utilisée pour l'inversion est une fonction évaluant la différence des moindres carrés entre les données théoriques (indices $_{th}$) et les données expérimentales (indices $_{me}$). J est exprimée en fonction du rapport d'aspect ξ :

$$J(\xi) = \frac{1}{2} [c_k(K_{me} - K_{th})^2 + c_g(G_{me} - G_{th})^2] \quad (3.29)$$

Où (c_k, c_g) sont des coefficients pondérateurs, pris, en première approximation, égaux à 1. Les données théoriques sont les modules HF calculés à partir du CPEM dans le cas saturé (équations 3.17). L'objectif est alors de minimiser cette fonction, c'est-à-dire rechercher la valeur ξ_0 permettant d'obtenir $J(\xi_0)$ le plus petit possible. De nombreuses techniques d'optimisation existent, nous avons choisi d'utiliser la

PSO (Particle Swarm Optimization). L'algorithme d'inversion utilisé dans cette étude a été développé et gracieusement mis à disposition par Mickaële Le Ravalec (IFP).

La figure 3.32 présente les résultats obtenus par les deux inversions. En ce qui concerne la densité de fissures, les deux méthodes convergent même si la méthode directe surestime légèrement les valeurs (la densité de fissure n'atteint jamais 0 alors que les données de porosité tendent à montrer qu'à 200 MPa de confinement toutes les fissures sont fermées). Les résultats concernant le rapport d'aspect des cracks sont plus nuancés. Entre 0 et 100 MPa de confinement, l'évolution est la même. Sur l'intervalle [100-200 MPa], des différences notables apparaissent. L'inversion directe ne montre pas de variations importantes du rapport d'aspect, les valeurs restant proche de 10^{-2} . En ce qui concerne l'inversion par PSO, on constate que ξ augmente pour atteindre 1 (valeur des pores sphériques) à 150 MPa de confinement. Cette inversion plus fine permet de mettre en évidence la fermeture progressive des fissures au cours du chargement et la dominance des pores sphériques à partir de 150 MPa, toutes les fissures étant fermées. On peut alors distinguer deux étapes au cours du chargement : (1) de 0 à 100 MPa, les fissures sont ouvertes et des processus de squirt-flow entre cracks et pores peuvent se produire ; (2) à partir de 100 MPa, la fermeture des fissures devient notable et la porosité n'est plus alors constituée que de pores sphériques conduisant à un équilibre des gradients de pression de fluide et donc à un état isobare des pores.

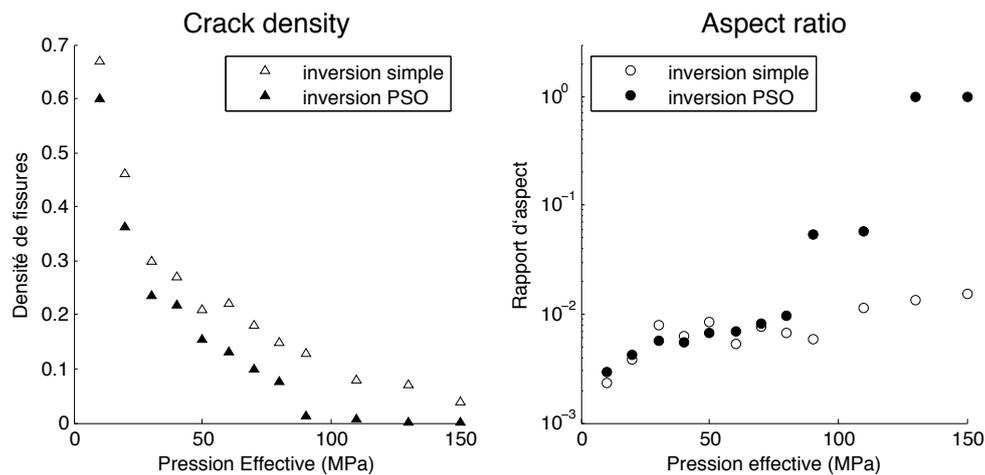


Figure 3.32 : ISL 26 - Évolution de la densité de fissures et du rapport d'aspect au cours du chargement. Comparaison des deux méthodes d'inversion.

3.5.4 Modules HF vs. modules BF

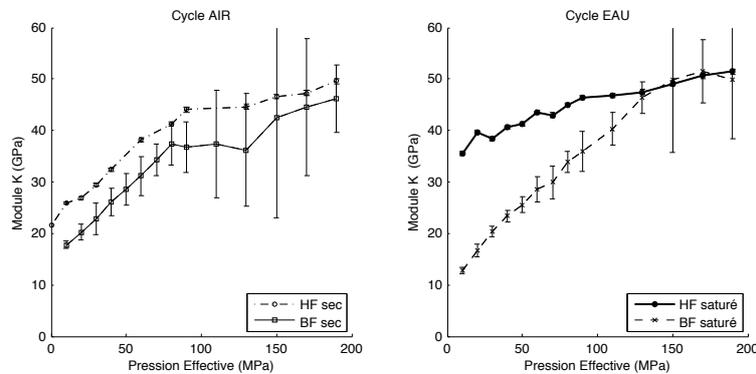


Figure 3.33 : ISL 26 - Évolution du module K HF et BF au cours des cycles AIR et EAU, entre 0 et 200 MPa de confinement.

La figure 3.33 présente l'évolution des modules K HF et BF au cours du chargement lors des deux cycles de mesures. Sur l'intervalle [100-200 MPa], les barres d'erreur, pour les données BF, sont très importantes. Ceci est probablement dû à un biais expérimental. En effet, à partir de 100 MPa, la pompe générant la pression de confinement est mise en série avec un multiplicateur de pression permettant d'accéder à des pressions plus importantes ($\times 3$). Or la commande d'oscillation est située en amont de la pompe, ce qui induit un découplage dans la fréquence choisie. Cet écart pourrait également être expliqué par la présence d'hétérogénéités dans l'échantillon. L'interprétation des données HF et BF se fera sur l'intervalle [0-100 MPa], où les barres d'erreur sont plus réduites (figure 3.34).

On constate qu'il existe, à bas confinement notamment, une différence entre les modules BF secs et saturés. Or théoriquement, ces deux modules sont censés être égaux. Cet écart pourrait donc être dû à un biais expérimental mais il pourrait également s'agir d'une interaction entre l'eau et certains minéraux de la roche, comme les microlites de feldspaths par exemple. Des processus de chemisorption à la surface des fissures sont susceptibles de réduire l'énergie de surface et donc la résistance [Friedman et al., 1980, Baud et al., 2000, Baechle et al., 2008].

Par ailleurs, on note un effet de fréquence important : les modules BF saturés sont plus faibles que les modules HF saturés. Cette différence s'amenuise avec le chargement jusqu'à disparaître pour les plus fortes valeurs de confinement (figure 3.33). A ces valeurs, les données de porosité montrent que les fissures sont probablement toutes fermées. L'effet de fréquence est donc dépendant de la présence de cracks ouverts dans la matrice, il pourrait donc s'agir d'un effet de squirt-flow décrit de façon théorique dans la section précédente de ce manuscrit. Ce phénomène d'écoulement local est souvent mis en avant pour expliquer les différences existant entre les valeurs absolues des vitesses des ondes élastiques mesurées sur le terrain (puits ou surveillance sismique) ou au laboratoire [Sams et al., 1997]. Cependant, peu d'études expérimentales se sont intéressées à l'effet du squirt-flow sur les modules élastiques.

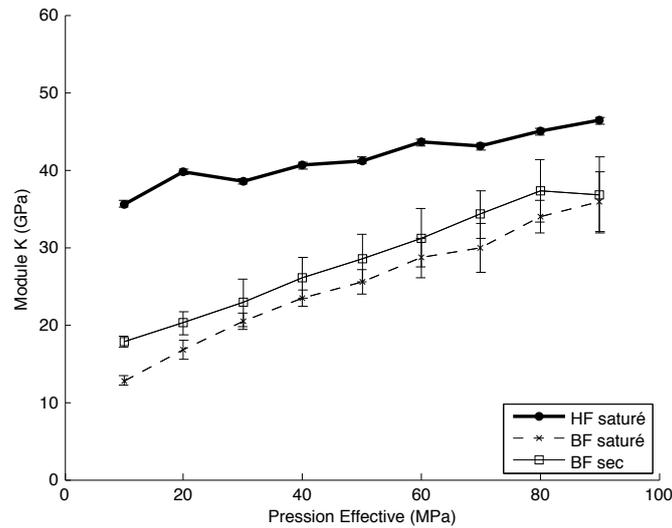


Figure 3.34 : ISL 26 - évolution du module K HF et BF au cours des cycles AIR et EAU sur [0-100 MPa].

3.5.5 Modules BF drainés - non drainés

Si l'on veut réellement mettre en évidence un effet de fréquence en se basant sur nos données expérimentales, il est important de comparer les modules HF saturés avec les modules BF saturés non-drainés. En effet, l' tat HF est un état non-drainé par définition, aucun écoulement de fluide n'existant, même entre les inclusions. Pour connaître l' tat BF lors des oscillations du confinement, on peut calculer la constante de temps τ_3 présentée précédemment [Cleary, 1978] :

$$\tau_3 = \frac{L^2}{4c} \text{ avec } c \approx \frac{\kappa}{\eta} K_0 \quad (3.30)$$

En prenant $\kappa = 10^{-15} \text{ m}^2$, $K_0 \approx 4.10^{10} \text{ Pa}$, $\eta = 10^{-3} \text{ Pa.s}^{-1}$ et $L = 0.08 \text{ m}$, on obtient $\tau_3 \approx 0.04 \text{ s}$. La fréquence de coupure correspondante est donc de 25 Hz. Cette fréquence est très supérieure à la fréquence d'oscillation choisie (0.01 Hz), l' tat BF est donc un état drainé. On peut calculer les modules BF non-drainés K_u à partir des modules BF secs K_d en utilisant l'équation de Biot-Gassmann [Gassmann, 1951] :

$$K_u = K_d + \frac{\beta^2 K_f}{\Phi + (\beta - \Phi) \frac{K_f}{K_0}} \quad (3.31)$$

Où ϕ est la porosité totale, K_f le module de compressibilité du fluide et β un paramètre sans dimension défini par $\beta = 1 - \frac{K_d}{K_0}$. On peut ainsi représenter sur la même figure les modules BF secs, saturés drainés et saturés non-drainés ainsi que les modules HF saturés, non-drainés par définition (figure 3.35).

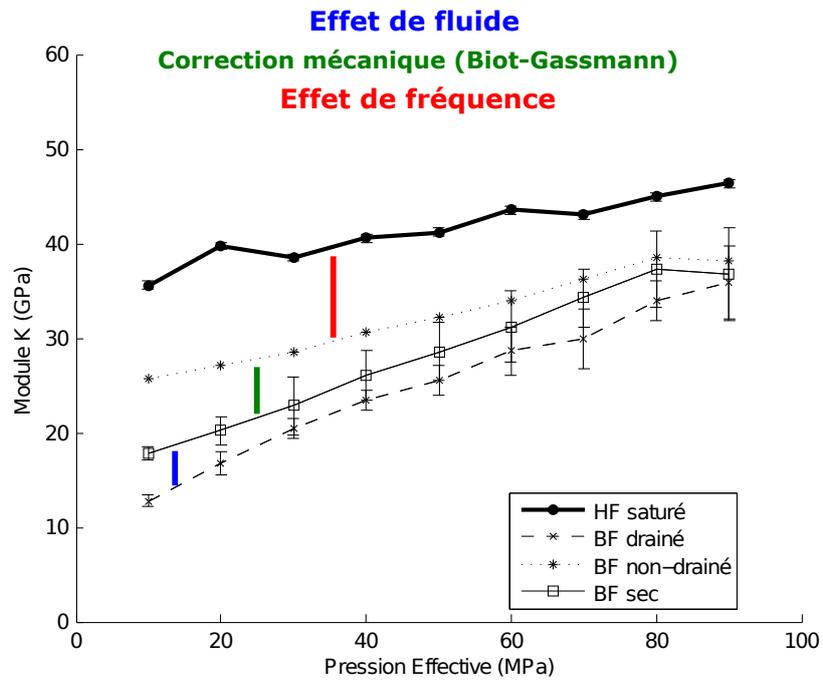


Figure 3.35 : ISL 26 - Évolution du module K HF, BF drainés et BF non-drainé.

Cette figure récapitule les deux effets mis en évidence expérimentalement sur le basalte : un effet de fluide visible à bas confinement (différence entre les modules BF secs et les modules BF drainés) et un effet de fréquence visible tant que les fissures sont ouvertes (différence entre les modules BF non drainés et les modules HF saturés). La correction de Biot-Gassmann réduit l'effet de fréquence mais celui-ci reste important cependant, d'environ 30 % à bas confinement (< 50 MPa).

3.6 Bilan de l'effet de fréquence : Théorie vs. Expérimental

3.6.1 Confrontation des données

Au cours de l'approche expérimentale, des modules K HF et BF ont été mesurés, une dispersion en fréquence peut donc être calculée pour chaque palier de chargement. Par ailleurs, les mesures de déformation permettent d'avoir l'évolution de la porosité au cours du chargement isotrope. En faisant l'hypothèse que la porosité équante ne varie pas et que seule la porosité de fissure diminue, on a alors accès à l'évolution de R , la fraction de porosité de fissures au cours de l'expérience.

$$R = \frac{\Phi_{fissure}}{\Phi_{totale}} = \frac{\Phi_{cr}}{\Phi} \quad (3.32)$$

On peut donc représenter la dispersion en fréquence mesurée en fonction de l'évolution de R et comparer avec les données théoriques. La figure 3.36 présente cette comparaison. Avant tout chargement, le rapport R initial est égal à $\frac{\Phi_{cr}}{\Phi} = \frac{0.01}{0.08} = 0.125$ (point expérimental situé le plus à droite sur la figure).

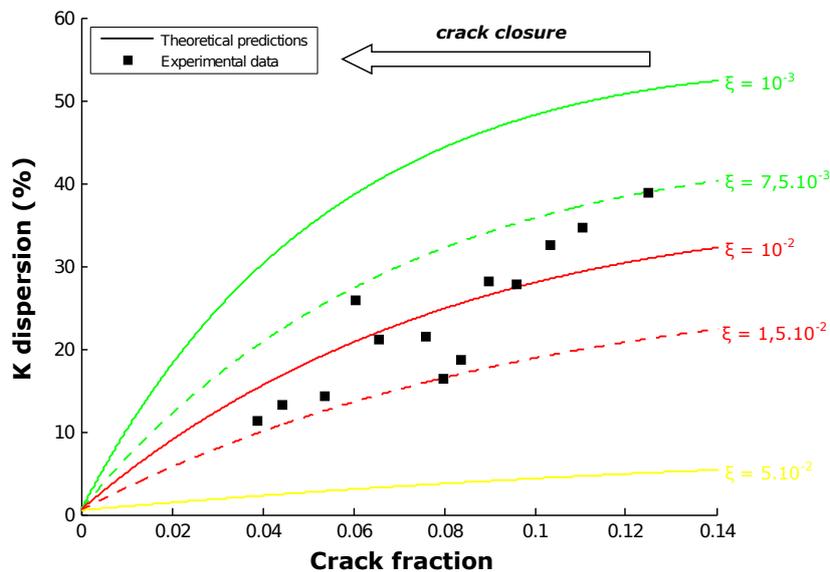


Figure 3.36 : Dispersion en fréquence du module K : données théoriques et expérimentales

On constate une bonne concordance entre les données expérimentales et les prédictions théoriques. En effet, les points expérimentaux se situent aux alentours de l'isovaleur 10^{-2} de rapport d'aspect. Or les données d'inversion (simple ou par optimisation) présentaient des valeurs similaires entre 0 et 100 MPa de chargement. Il est important d'indiquer ici que seules les valeurs correspondant à un état de fissures ouvertes sont prises en compte dans la comparaison, d'où des fractions de cracks comprises entre 0,04 et 0,125.

Cette convergence entre données expérimentales et données théoriques permet de valider les hypothèses, pourtant fortes, du modèle théorique utilisé. La roche basaltique étudiée répond au critère de Non-Interaction des inclusions et les cracks présents dans la structure ont probablement une géométrie relativement proche des sphéroïdes modélisés. Il est important de noter que l'utilisation de la NIA n'est pas en opposition avec l'idée de porosité connectée sur laquelle s'appuie les effets locaux de squirt-flow. En effet, la NIA n'est qu'une hypothèse sur la modification du champ de contrainte local induit par la

présence d'inclusions dans le milieu.

3.6.2 Effet de fréquence, effet de porosité connectée

Les approches théorique et expérimentale présentées dans ce chapitre permettent de quantifier et de caractériser le mécanisme de "squirt-flow" responsable d'une dispersion des modules élastiques avec la fréquence. Les données de déformation acquises en parallèle des données de fréquence montrent que l'effet de fréquence est sous la dépendance de la présence de fissures ouvertes dans la roche et connectées aux autres inclusions. Ainsi la porosité connectée est un paramètre clé à caractériser si l'on étudie les mécanismes responsables de la dispersion en fréquence. C'est en particulier le cas du squirt-flow car les écoulements de fluide se produisent à l'échelle locale. Ainsi la porosimétrie mercure est un outil très intéressant pour ce genre d'étude car en plus de mesurer la porosité connectée totale, il permet d'avoir une idée de la répartition géométrique des pores. Il est cependant important de souligner que cette technique ne donne accès qu'à la taille d'entrée des pores et non le diamètre moyen. Cependant dans le cas des géométries simples comme dans le cas du basalte étudié (cracks linéaires et pores équants), on peut considérer que ces deux grandeurs sont sensiblement les mêmes.

Enfin l'origine géologique de la roche ne semble jouer un rôle pour l'effet de fréquence que sur la nature de la microstructure de porosité. Dès lors qu'il existe un contraste de géométrie entre les inclusions avec la présence d'inclusions planaires sensibles à une modification du champ de contrainte, un effet de fréquence est attendu. Or cette condition est très généralement remplie par la majorité des roches crustales. C'est pourquoi cette étude originale peut être appliquée à la caractérisation d'autres roches que le basalte, en particulier les roches réservoir sujettes à être saturées en fluide (eau, hydrocarbures ou CO₂ supercritique notamment).

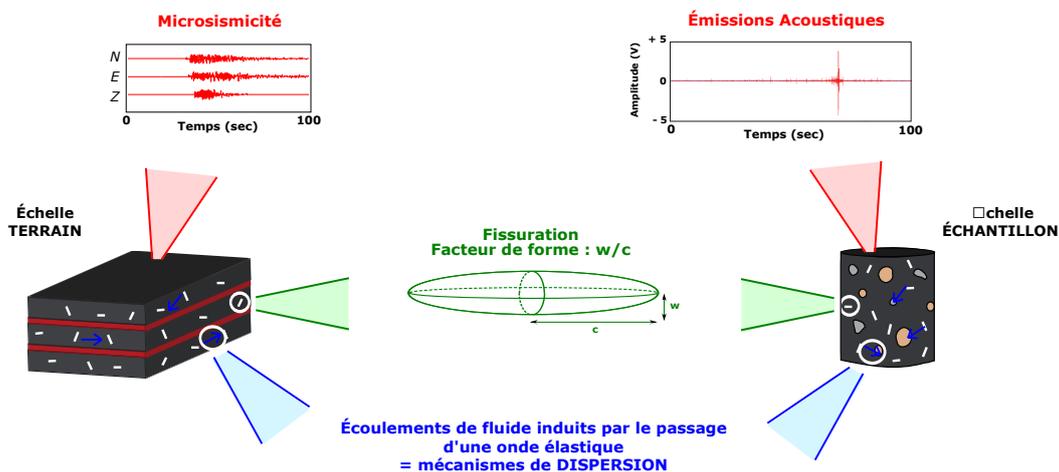
3.6.3 Intérêts et critiques de l'approche théorique utilisée

Nous avons choisi au cours de ce travail de ne considérer que l'effet de squirt-flow, principalement du fait qu'expérimentalement il était plus évident à caractériser. Il est cependant important de garder à l'esprit que d'autres mécanismes de dispersion existent, ceux notamment impliquant des circulations de fluide induites. Basées sur le modèle de White [White, 1975], certaines études théoriques ont d'ailleurs montré que les mécanismes plus grande échelle (patch ou pocket flow) étaient importants quantitativement [Le Ravalec and Guéguen, 1996a, Quintal et al., 2009]. Il est possible que les mécanismes de mésoéchelle soient ceux produisant suffisamment d'atténuation pour expliquer les données de terrain [Pride et al., 2004], mais ce n'est là qu'une hypothèse. De tels mécanismes reposent sur une saturation différentielle du milieu poreux en "poches" de taille macroscopique. Au regard de la taille des échantillons utilisés au laboratoire (quelques centimètres cube), il apparaît difficile d'étudier proprement ces effets. Mais il serait particulièrement intéressant de le faire pour pouvoir comparer l'effet en dispersion par rapport au squirt-flow.

Le protocole expérimental original ainsi que les résultats expérimentaux ont fait l'objet d'une publication dans GRL [Adelinet et al., 2010b] présentée dans l'annexe 1. L'approche théorique couplée aux données expérimentales directes (évolution de K avec la fraction de crack) et inversées (densité et rapport d'aspect des cracks) a été soumise à la publication dans Tectonophysics [Adelinet et al., 2010a] et est présentée dans l'annexe 2.

Conclusions

Au cours de ce travail de thèse différentes propriétés élastiques et physiques des roches basaltiques ont été étudiées. Il apparaît clairement que l'échelle spatiale d'étude conditionne ces propriétés. Cependant les mécanismes sous-jacents sont analogues d'une échelle à l'autre (figure ci-dessous).



À l'échelle des premiers kilomètres de la croûte, de nombreux paramètres influencent la vitesse des ondes sismiques, notamment l'hétérogénéité de la fracturation. Nous avons montré que dans le cas précis de la péninsule de Reykjanes en Islande la densité et le facteur de forme des fissures variaient entre 2 et 6 km de profondeur. Il est important de souligner que contrairement à certaines idées intuitives que l'on peut avoir sur le terrain, ce n'est pas la longueur des fissures qui contraint la vitesse des ondes et la circulation des fluides mais leur facteur de forme, c'est-à-dire le rapport ouverture sur longueur. Ce paramètre permet par ailleurs de relier les échelles terrain et laboratoire, il semble en effet invariant avec le transfert d'échelle. Un autre paramètre de ce type rentre en considération pour la caractérisation du basalte, il s'agit de la longueur d'onde du déplacement des ondes sismiques. En effet, la longueur d'onde étant inversement proportionnelle à la fréquence, elle permet d'apporter des contraintes aux interprétations faites à différentes échelles spatiales. Dans le cas de l'inversion des données de tomographie sismique, elle impose une dimension limite au VÉR lui-même contraignant le dimensionnement des fissures.

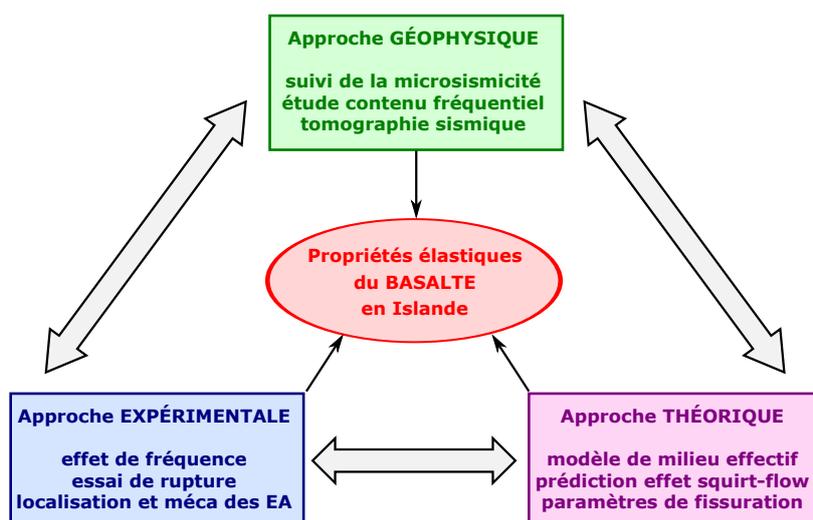
Les inversions des données de tomographie sismique ont révélé qu'au droit d'une anomalie tomographique forte les paramètres de fissuration variaient fortement avec la profondeur. Nous avons ainsi montré

qu'il existait un gradient de fissuration croissant de la subsurface vers la profondeur. Une hypothèse potentielle capable de soutenir ce résultat serait de considérer une origine majoritairement thermique de la fissuration. À 6 km de profondeur, la proximité de la chambre magmatique induit un gradient thermique et donc une thermofracturation intense. À l'inverse, en se rapprochant de la surface, ce gradient thermique diminue et la fissuration est alors moins développée. Finalement, un front de fissuration thermique, variable dans le temps et dans l'espace en fonction de l'activité magmatique, pourrait exister dans la croûte supérieure islandaise, au niveau de la péninsule de Rekjanes.

À l'échelle de l'échantillon nous avons montré expérimentalement qu'une localisation de la déformation au niveau de bandes subhorizontales était possible dans le basalte. Or ce mode de déformation n'avait été observé jusqu'alors que dans des roches sédimentaires détritiques très poreuses. Il semble donc qu'au delà de la nature minéralogique de la roche considérée, la microstructure de porosité joue un rôle majeur dans la déformation des roches. Plus particulièrement, il se pourrait que l'existence de bandes de déformation localisée dans des roches peu poreuses soit due à un contraste fort entre la taille des grains de la matrice (dans notre cas aux alentours du 1 μm pour les microlites de feldspath) et la taille des pores (dans le basalte de Reykjanes, environ 100 μm). Cependant, il faut également relativiser l'importance de ce type de structures dans le basalte dont aucune description sur le terrain n'a été publiée. En effet les roches échantillonnées en surface ne sont pas celles qui constituent la majeure partie de la croûte océanique du fait, entre autres, de l'altération de surface, du comblement de la porosité initiale par des phases secondaires et de l'existence de roches magmatiques plutoniques en profondeur.

Enfin, l'étude des effets de fréquence sur les modules élastiques du basalte a révélé que le squirt-flow était un mécanisme important à prendre en compte. Les autres mécanismes de dispersion basés sur des écoulements induits de fluide, tels que le pocket flow ou l'écoulement mesoscopique, ont des effets également forts sur les modules élastiques. Certains auteurs n'hésitent d'ailleurs pas à affirmer que les mécanismes d'écoulement mésoscopiques sont prépondérants à grande échelle [White, 1975, Quintal et al., 2009, Mueller et al., 2010]. À partir de l'étude menée au cours de ce travail de thèse, il n'est pas possible de quantifier l'effet relatif du squirt-flow par rapport aux autres mécanismes. La principale raison est qu'expérimentalement il est beaucoup plus aisé de travailler sur le squirt-flow, les autres mécanismes impliquant de mettre en place des protocoles de saturation différentielle de certaines parties de la roche. Mais cependant, tous ces processus dispersifs reposent sur le même principe : un contraste de sensibilité à la contrainte entre différentes parties de la roche (micro, meso ou macroscopiques). Dans le cas du squirt-flow, ce sont les fissures qui sont les plus sensibles, dans le cas du pocket-flow ce sont les régions saturées partiellement en fluides. Finalement, les mécanismes de dispersion en fréquence ne s'opposent pas les uns des autres mais semblent plutôt être complémentaires selon l'échelle spatiale considérée.

Au cours de cette étude, nous nous sommes intéressés aux propriétés élastiques du basalte à différentes échelles en utilisant plusieurs outils géophysiques : sismologie de terrain, géophysique expérimentale et modélisation théorique.



Le sujet étant vaste et les angles d'approche multiples, de nombreuses perspectives s'ouvrent à la suite de ce travail. De façon non exhaustive, on peut en développer quelques unes :

- Nous avons vu qu'il était difficile au premier abord de caractériser le contenu fréquentiel de la microsismicité enregistrée sur la péninsule de Reykjanes. Il serait cependant fort intéressant de poursuivre cette étude afin de tenter de répondre à une question centrale en sismologie qui serait de savoir s'il existe de façon univoque une signature spectrale propre aux séismes induits par circulation de fluide. L'Islande et son hydrothermalisme intense constituent un cas d'étude idéal pour une telle caractérisation. Il existe également d'autres sites géologiques exceptionnels couplant activité magmatique et circulation de fluides en milieu fracturé, on peut notamment citer le cas de Djibouti dans le Rift des Afars [Mlynarski and Zlotnicki, 2001, Doubre and Peltzer, 2007].
- L'approche couplée géophysique – milieu effectif a donné des résultats intéressants au premier ordre. On pourrait aller encore plus loin en étoffant le modèle de milieu effectif (prise en compte de la rugosité des fissures par exemple). Par ailleurs, une meilleure connaissance de l'état de compressibilité

du fluide permettrait de pouvoir évaluer ce paramètre avec la profondeur et ainsi améliorer l'étude des paramètres géométriques des cracks. Enfin, on pourrait également envisager d'utiliser des coupes tomographiques davantage resserrées avec la profondeur et d'intégrer les données de fracturation dans un modèle de visualisation 3D du réseau de fissures (en fixant la longueur, le modèle ferait évoluer la densité et l'ouverture des cracks).

- L'études des émissions acoustiques ouvre des perspectives immenses en géophysique de laboratoire. En effet ces outils parfaitement analogues aux séismes naturels peuvent permettre de caractériser en temps réel la déformation cassante des échantillons. En plus de la localisation et des mécanismes au foyer, l'enregistrement en continu de l'activité acoustique permet d'avoir accès au contenu fréquentiel des signaux acoustiques enregistrés. Actuellement très peu d'informations sont extraites des acoustogrammes et des formes d'ondes. Une meilleure calibration des capteurs dans les domaines plus basse fréquence et une meilleure connaissance du lien entre mécanisme et fréquence du signal acoustique pourraient permettre d'exploiter une partie plus importante du potentiel de cette technique d'étude prometteuse.
- En ce qui concerne les effets de fréquence, plusieurs axes de recherche s'ouvrent à ce travail. Premièrement nous n'avons caractérisé ici expérimentalement que la dispersion du module K. Or afin de caractériser l'effet de squirt-flow dans une roche isotrope, deux modules élastiques sont nécessaires. Il serait donc intéressant de pouvoir mesurer sous confinement et *en même temps* le module K et un autre module, comme le module de Young par exemple (en faisant osciller la contrainte axiale). L'étude expérimentale de la dispersion du module G semble plus difficile à envisager car elle présente des obstacles d'ordre technique relativement importants. Il serait cependant très intéressant de pouvoir la mesurer et de voir son évolution avec la pression de confinement. Par ailleurs nous n'avons testé ici qu'un type de roche, un basalte présentant des pores sphériques et des fissures. Il faudrait maintenant envisager de tester d'autres roches avec des microstructures de porosité différentes afin de valider ou non notre approche théorique. Enfin, notre étude de la dispersion des modules avec la fréquence ne porte que sur l'effet petite échelle du squirt-flow. Les effets plus grande échelle, type pocket-flow, ont été étudiés théoriquement mais peu de données expérimentales existent pour des raisons une nouvelle fois d'ordre technique (taille de l'échantillon, saturation en "poches" difficilement contrôlable, etc...). Ce serait une piste intéressante à suivre afin d'apporter une quantification expérimentale des effets respectifs des deux mécanismes sur la dispersion des modules élastiques des roches avec la fréquence.

Finalement, l'originalité de ce travail réside dans l'utilisation couplée de différents outils classiquement pris indépendamment les uns des autres. Au regard des résultats obtenus, la démarche suivie semble validée même si l'approche pluridisciplinaire oblige à mettre de côté certains aspects.

ANNEXES : Publications

Annexe 1

Frequency and fluid effects on elastic properties of basalt : Experimental investigations.

M. Adelinet^{1,2}, J. Fortin¹, Y. Guéguen¹, A. Schubnel¹ and L. Geoffroy²

¹École Normale Supérieure, Laboratoire de Géologie, UMR 8538

²LGRMP, Université du Maine, UMR 6112

Publié dans *Geophysical Research Letters*, Volume 37, 2010



Frequency and fluid effects on elastic properties of basalt: Experimental investigations

M. Adelinet,^{1,2} J. Fortin,¹ Y. Guéguen,¹ A. Schubnel,¹ and L. Geoffroy²

Received 4 November 2009; revised 18 December 2009; accepted 23 December 2009; published 27 January 2010.

[1] In order to investigate the effects of fluid and frequency on the elastic properties, we performed hydrostatic experiments on an Icelandic basalt specimen under both dry and saturated conditions. This basalt is characterized by a bimodal porosity, i.e., cracks and equant pores. The elastic properties -bulk moduli in our case- were investigated under high pressure through two experimental methods: (1) a classical one using ultrasonic P- and S-waves velocities (frequency 10^6 Hz), (2) and a new one, using oscillation tests (frequency 10^{-2} Hz). In dry condition, experimental data show no significant difference between high (HF) and low (LF) frequency bulk moduli. However, in saturated conditions, two effects are highlighted: a physico-chemical effect emphasized by a difference between drained and dry moduli, and a squirt-flow effect evidenced by a difference between HF and LF undrained moduli. **Citation:** Adelinet, M., J. Fortin, Y. Guéguen, A. Schubnel, and L. Geoffroy (2010), Frequency and fluid effects on elastic properties of basalt: Experimental investigations, *Geophys. Res. Lett.*, 37, L02303, doi:10.1029/2009GL041660.

1. Introduction

[2] In the laboratory, the responses of the rock elastic velocities to stress changes in saturated or dry specimens have been studied extensively in the past using ultrasonic signals in the megahertz frequency range [Nur and Simmons, 1969; Guéguen and Schubnel, 2003; Stanchits et al., 2006; Schubnel et al., 2006]. However when seismic wave velocities are involved, a direct extrapolation from laboratory to field scale is not straightforward. Laboratory data are indeed obtained in the ultrasonic range, whereas field data from seismological methods are obtained at much lower frequencies (Hz). The interpretation of the seismic wave velocities, measured at the field scale, in terms of fluids and/or in terms of physical properties of the rock formation is complex [Wang et al., 1990].

[3] From a theoretical point of view, when cracks or pores are connected, stress can induce fluid flow from one inclusion to another, this is the squirt-flow effect [O'Connell and Budiansky, 1974; Mavko and Nur, 1975]. In saturated samples, several authors [Wang and Nur, 1990; Schubnel and Guéguen, 2003] have shown that the measured HF velocities are generally faster than those predicted by the equations of Gassmann [1951], which correspond to the LF limit of Biot's theory [Biot, 1956].

[4] Low frequency laboratory data exist however. One technique to measure low frequency elastic moduli is to record stress-strain behavior of the rock, using axial low amplitude deformation [Batzle et al., 2006; Adam et al., 2006; Adam and Batzle, 2008]. In this study we report HF data (ultrasonic) together with LF data obtained through a new technique, also based on stress-strain behavior, but using volumetric deformation. This new technique allow us to investigate the effect of frequency dependence on the elastic properties (bulk modulus) of a basalt rock. Measurements have been performed in the pressure range of 0–200 MPa, both for low frequency (0.01–0.1 Hz) and high frequency (1 MHz).

2. Sample Description and Experimental Set-Up

[5] Iceland is an offshore part of the mid-Atlantic spreading ridge. It is an ideal laboratory to study the interplay between fluids and tectonics at oceanic ridges [Geoffroy and Dorbath, 2008]. A block of basalt was extracted on a road outcrop in the Reykjanes Peninsula during summer 2007. The investigated basalt (ISL 26) is fresh and young (less than 10000 years [Sigurdsson et al., 2000]). Note that it is an alkali basalt containing mm-sized phenocrysts of pyroxene and microliths of feldspar. Cylindrical samples were cored in the block with a diameter of 40 mm and 80 mm in length. The samples have a water permeability of $10^{-15} m^2$. Data on open porosity, pore size distribution and bulk density were obtained in a mercury porosimeter, on an Autopore IV 9500 Micromeritics. The entrance pore radius is directly derived from the intrusion mercury pressure by the Washburn law. The open porosity is 7.93%, the bulk density is 2.77 (3.00 for skeletal density) and the average pore diameter is $0.19 \mu m$. The pore distribution is clearly bimodal (Figure 1). One peak is around $0.1 \mu m$ and another one around $100 \mu m$. They can be related to two types of porosity: cracks and equant pores. SEM micrographs confirm this interpretation (Figure 1). Moreover cracks and equant porosity represent respectively about 1% and 7%.

[6] The experiments were conducted on a triaxial cell installed in the Laboratoire de Géologie at the École Normale Supérieure [Fortin et al., 2005]. We conducted one hydrostatic experiment in two cycles, at room temperature. The basalt sample is dinitrogen saturated in the first cycle and water saturated in the second cycle. In both cycles, the confining pressure, P_c , is increased from 10 to 200 MPa. The pore pressure is fixed to 10 MPa. Dunn [1987] shown that open boundaries in the pore-fluid system can cause a fluid flow effect leading to an artificial dispersion. Our sample is jacketed to isolate it from the oil confining pressure, lateral fluid flow is prevented. Only fluid movement within the small pore fluid duct can affect

¹Laboratoire de Géologie, UMR 8538, ENS, CNRS, Paris, France.

²LGRMP, UMR 6112, Université du Maine, CNRS, Le Mans, France.

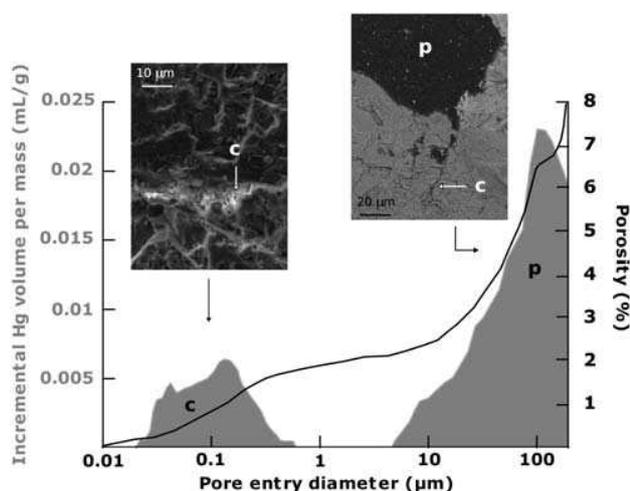


Figure 1. Mercury Intrusion Porosimetry data associated to electronic microscopy pictures. Here p stands for spherical pore, and c stands for crack. Cracks and pores porosity are about 1% and 7%, respectively. The total porosity is 8%.

the data. This effect should be small and should not be dependent on the confining pressure.

[7] Two pairs of strain gauges, glued directly on the sample, measure the axial, ε_a and radial strain, ε_r . From this, the volumetric strain ε_v is deduced as: $\varepsilon_v = \varepsilon_a + 2\varepsilon_r$. Strain measurement accuracy is close to 10^{-6} . The LF bulk modulus is measured by oscillating the confining pressure and measuring the resulting volumetric strain (Figure 2). For $P_c \leq 100$ MPa, the bulk modulus has been measured at frequencies $f = 0.01$ Hz, $f = 0.05$ Hz and $f = 0.1$ Hz. For $P_c > 100$ MPa, the bulk moduli has been measured at $f = 0.01$ Hz. As no difference was observed in this range of frequencies, the data presented in this paper are the ones obtained at 0.01 Hz only; the error bar is directly calculated

from the regression coefficient (Figure 2). The uncertainty of LF measurements increases for $P_c > 100$ MPa, this can be partially explained by the experimental set-up: for $P_c \leq 100$ MPa the confining pressure is given by a hydraulic pump, but for $P_c > 100$ MPa we used an intensifier (which multiplies the pressure by 3).

[8] At ultrasonic frequencies (1 MHz), we measured the time of flight of a pulse transmitted through the rock sample, using piezoceramics (PZT). From the determination of P and S waves arrivals, P and S waves velocities are obtained and from these the rock HF elastic moduli. These moduli are considered as adiabatic ones. However LF moduli are not strictly adiabatic. And yet the dispersion due to adiabatic-isothermal transition in our case can be estimated to less than 1%.

3. Results

[9] Figure 3 summarizes the mechanical data. From strain data, we get porosity (Figures 3a–3b). In dry condition, porosity decreased during loading, from 7.93% at ambient pressure to 6.95% at 190 MPa pressure. A similar trend is observed in saturated conditions (Figure 3b). In both cases, the reduction of porosity is about 1%, a value which corresponds to the initial crack porosity (Figure 1). During the loading phases, the elastic waves velocities increased (Figure 3c–3d): respectively by 30% and 20% for P-waves and by 25% and 20% for S-waves. P - and S -waves velocities reached maximum values close to 5.2 km/s and 3.1 km/s at 190 MPa effective pressure in saturated conditions.

[10] Using the effective medium model presented by Fortin and Guéguen [2007], P and S waves data can be inverted to estimate a crack density ρ_c . Figure 3e–3f gives the results and shows that crack density decreases from 0.6 to 0.1 when confining pressure is increased from 0 to 100 MPa. In the saturated case, the evolution of the crack aspect ratio ξ can also be derived from the velocities evolution (Figure 3f). This parameter increases with load-

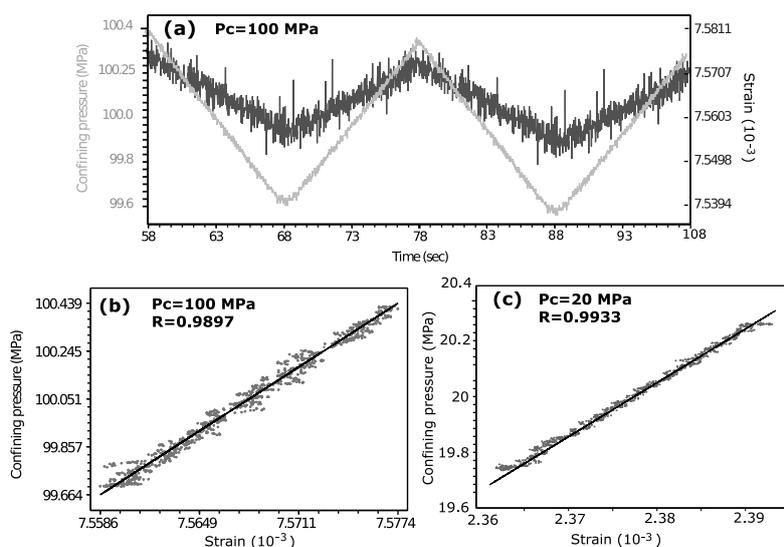


Figure 2. Oscillation tests: (a) confining pressure P_c and strain versus time over two periods for $P_c = 100$ MPa and confining pressure versus strain for (b) $P_c = 100$ MPa and (c) $P_c = 20$ MPa.

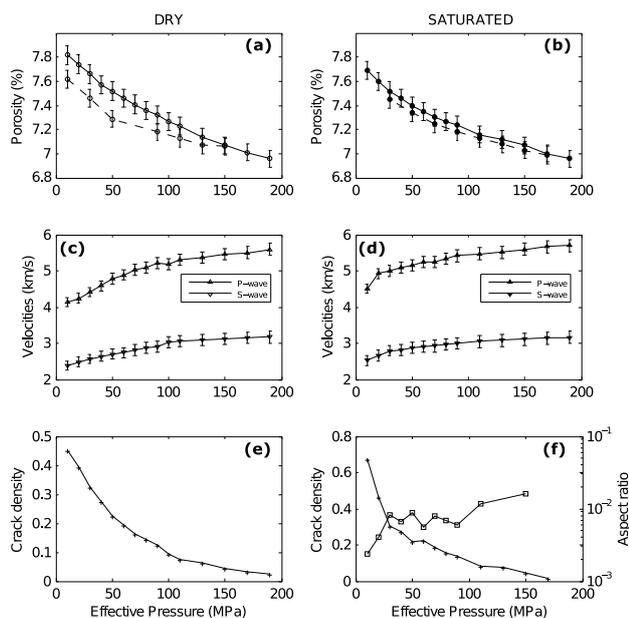


Figure 3. Mechanical data, elastic waves velocities, and effective medium inversion data for the triaxial experiment performed on ISL 26. The data are obtained in (left) dry and (right) saturated conditions, respectively. (a–b) Porosity evolution, where unloading is indicated as a dashed-line. (c–d) P and S wave velocities (HF). (e–f) Inverted parameters from the effective medium model used by Fortin and Guéguen [2007]: crack density in dry and saturated conditions and aspect ratio in saturated conditions.

ing, and is close to 10^{-2} in the range of 50–190 MPa effective pressure, a value in a good agreement with the existing literature [Tsuji and Iturrino, 2008; Schubnel et al., 2006]. Using the values of ρ_c and ξ at 10 MPa, the crack porosity can be estimated as $\Phi_{cr} = 2\pi \rho_c \xi = 0.97\%$, a value which is also consistent with the mercury intrusion porosimetry data and the porosity evolution during loading.

[11] The HF effective bulk moduli are directly calculated from the elastic waves velocities. Figure 4 gives the evolution of HF bulk moduli as well as LF bulk moduli with loading. With increasing confining pressure, HF and LF bulk moduli increased respectively by approximately 55% and 60% in dry conditions and by 25% and 75% in saturated conditions. Note that, HF moduli are always greater than LF moduli in agreement with previous studies [Batzle et al., 2006; Bala and Cichy, 2007; Adam and Batzle, 2008]. Note also a systematic small difference between dry HF and LF moduli. This small difference can reflect a systematic bias in the different experimental methods or reflect some heterogeneities in the sample.

4. Discussion

[12] The goal of our study is to relate laboratory data to field data accounting for frequency and fluid effects. In the ultrasonic range, and because of the high compliance of cracks, fluid pressure is higher in cracks than in equant pores, the state is not isobaric and the moduli are “unrelaxed” moduli. In the low frequency range, local fluid flow

takes place so that pores and cracks are isobaric and the moduli are “relaxed” ones. In the case of a cracked medium, this creates a frequency effect that can be very large and depends on crack geometry and distribution [Le Ravalec and Guéguen, 1996]. If cracks are randomly distributed in orientation, the frequency effect is not visible on bulk modulus but appears on shear modulus [Endres and Knight, 1997]. In the general case where pores and cracks are present, local fluid flow (squirt-flow) could take place: (1) between pores, (2) between cracks and (3) between pores and cracks. Case 1 is expected to result in a very small effect due to the small compliance of round pores. Case 2 is expected to result mainly in a shear modulus effect [Le Ravalec and Guéguen, 1996]. Case 3 is expected to result in both a shear and a bulk effect. In our case, the rock is characterized by a bimodal porosity and data shows that variations in the HF and LF bulk moduli are significant at moderate effective pressures (<130 MPa) where cracks are open. These results are consistent with a squirt-flow from cracks to pores.

[13] In LF conditions, fluid pressure has time to reach local equilibrium so that any representative elementary volume (REV) is isobaric. Then poroelastic theory applies. Elastic moduli are “relaxed” ones. Two distinct relaxed bulk moduli exist: the drained and undrained ones. Following Cleary [1978] three relaxation times τ can be considered when a fluid phase is saturating small scale sites: (1) τ_1 at the site scale, (2) τ_2 between sites at the REV scale (local) and (3) τ_3 between REV’s at the global scale L . The third one allows to separate drained and undrained regimes. Then the time constant is $\tau_3 = \frac{L^2}{4c}$ with $c \approx \frac{\kappa K_0}{\eta}$, where κ is the permeability (m^2), K_0 is the solid bulk modulus (Pa) and η is the fluid viscosity ($Pa \cdot s^{-1}$). For our basaltic sample

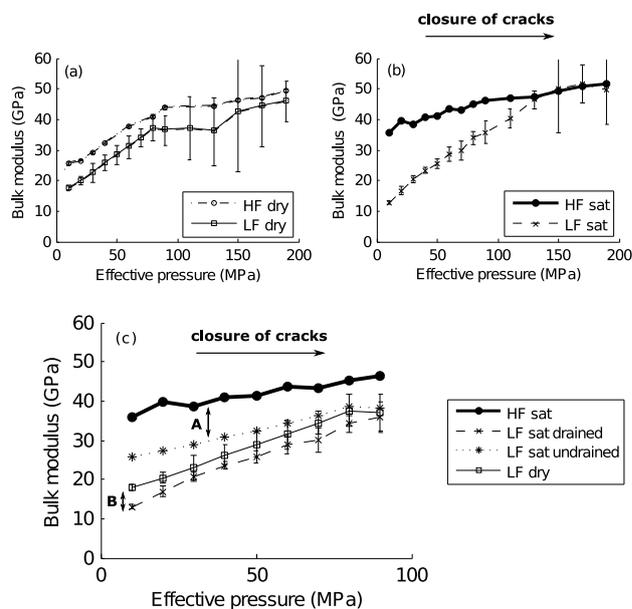


Figure 4. Bulk modulus obtained from HF velocities inversion and LF oscillation tests, ‘sat’ stands for saturated conditions. (a–b) All experimental results over the 0–190 MPa range. (c) The 0–100 MPa interval and also infers undrained moduli. Two effects are highlighted: A, the frequency effect, and B, the physico-chemical effect.

saturated with water, $\kappa = 10^{-15} \text{ m}^2$, $K_0 \approx 4.10^{10} \text{ Pa}$, $\eta = 10^{-3} \text{ Pa.s}^{-1}$ and $L = 0.08 \text{ m}$. It results that $\tau_3 \approx 0.04 \text{ s}$. In our experiment, the frequency for LF measurements is 0.01 Hz, a value smaller than 25 Hz and also smaller than Biot cutoff frequency which can be estimated to 4 kHz. This implies that our LF bulk moduli are drained moduli. The LF undrained moduli K_u can be calculated from the LF drained moduli K_d , using Biot-Gassmann equations [Gassmann, 1951]. The difference is $K_u - K_d = \frac{b^2 K_f}{\Phi + (b - \Phi) \frac{K_f}{K_0}}$ where K_f is the fluid bulk modulus, Φ the porosity and b a dimensionless coefficient defined by $b = 1 - \frac{K_d}{K_0}$.

5. Conclusion

[14] Figure 4c summarizes our experimental data (HF saturated, LF dry and LF drained moduli) and the calculated ones (LF undrained moduli). Two main results can be emphasized from Figure 4c. First, it appears that the LF undrained modulus is lower than the HF saturated modulus. This implies that a frequency effect exists. This effect has been interpreted as a squirt-flow from cracks to pores. It decreases when crack porosity decreases. The second important result from Figure 4c is a difference between dry LF and drained LF moduli, principally for moderate confining pressure. From a poroelastic theoretical point of view, these moduli should be equal. The difference could be explained by a rock-fluid physico-chemical interaction. This effect may be due to a coupling between the water and the crystals, probably feldspar microliths: processes of chemisorption at cracks surfaces can reduce surface energy, hence stiffness [Baud et al., 2000].

[15] Two distinct effects have been indicated. One is a frequency effect and the other a physico-chemical effect. Both depend on the rock microstructure, and particularly on the interactions between cracks, pores and water. Our experimental data are applicable to the three first kilometers depth of the field scale (0–100 MPa of effective pressure), i.e., in the brittle upper part of the crust. They imply that - in that depth range - fluid and frequency effects have to be accounted for, if laboratory data are to be extrapolated at field scale.

[16] **Acknowledgments.** We would like to thank Ian Jackson and the anonymous reviewer for their constructive comments that helped to improve this paper. This work has been supported by Geoflux-Pays de la Loire and by 3F project SIMULAB of INSU.

References

- Adam, L., and M. Batzle (2008), Elastic properties of carbonates from laboratory measurements at seismic and ultrasonic frequencies, *Leading Edge*, 27, 1026–1032; doi:10.1190/1.2967556.
- Adam, L., M. Batzle, and I. Brevik (2006), Gassman fluid substitution and shear modulus variability in carbonates at laboratory seismic and ultrasonic frequencies, *Geophysics*, 71, F173, doi:10.1190/1.2358494.
- Bala, M., and A. Cichy (2007), Comparison of p- and s-waves velocities estimated from Biot-Gassmann and Kuster-Toksoz models with results obtained from acoustic wavetrains interpretation, *Acta Geophys.*, 55, 222–230.
- Batzle, M., D. Han, and R. Hofmann (2006), Fluid mobility and frequency-dependent seismic velocity: Direct measurements, *Geophysics*, 71, N1–N9, doi:10.1190/1.2159053.
- Baud, P., W. Zhu, and T. Wong (2000), Failure mode and weakening effect of water on sandstone, *J. Geophys. Res.*, 105, 19,371–19,390.
- Biot, M. (1956), Theory of propagation of elastic waves in a fluid saturated porous solid. 2, Higher frequency range, *J. Acoust. Soc. Am.*, 28, 168–178.
- Cleary, M. (1978), Elastic and dynamic response regimes of fluid-impregnated solids with diverse microstructures, *Int. J. Solids Struct.*, 14, 795–819.
- Dunn, K. (1987), Sample boundary effect in acoustic attenuation of fluid-saturated porous cylinders, *J. Acoust. Soc. Am.*, 81, 1259–1266.
- Endres, A., and R. Knight (1997), Incorporating pore geometry and fluid pressure communication into modeling the elastic behavior of porous rock, *Geophysics*, 62, 106–117.
- Fortin, J., and Y. Guéguen (2007), Effects of pore collapse and grain crushing on ultrasonic velocities and $\frac{V_p}{V_s}$, *J. Geophys. Res.*, 112, B08207, doi:10.1029/2005JB004005.
- Fortin, J., A. Schubnel, and Y. Guéguen (2005), Elastic wave velocities and permeability evolution during compaction of Bleurswiller sandstone, *Rock Mech. Rock Eng.*, 42, 873–889.
- Gassmann, F. (1951), Über die elasticizität poroser Medien, *Vierteljahrsschr. Naturforsch. Ges. Zuerich*, 96, 1–23.
- Geoffroy, L., and C. Dorbath (2008), Deep downward fluid percolation driven by localized crust dilatation in Iceland, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L17302, doi:10.1029/2008GL034514.
- Guéguen, Y., and A. Schubnel (2003), Elastic wave velocities and permeability of cracked rocks, *Tectonophysics*, 370, 163–176.
- Le Ravalec, M., and Y. Guéguen (1996), High- and low- frequency elastic moduli for a saturated porous/cracked rock: Differential self-consistent and poroelastic theories, *Geophysics*, 61, 1080–1094.
- Mavko, G., and A. Nur (1975), Melt squirt in asthenosphere, *J. Geophys. Res.*, 80, 1444–1448.
- Nur, A., and G. Simmons (1969), The effect of saturation on velocity in low porosity rocks, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 7, 183–193.
- O'Connell, R., and B. Budiansky (1974), Seismic velocities in dry and saturated cracked solids, *J. Geophys. Res.*, 79, 5412–5426.
- Schubnel, A., and Y. Guéguen (2003), Dispersion and anisotropy of elastic waves in cracked rocks, *J. Geophys. Res.*, 108(B2), 2101, doi:10.1029/2002JB001824.
- Schubnel, A., P. M. Benson, B. D. Thompson, J. F. Hazzard, and R. P. Young (2006), Quantifying damage, saturation and anisotropy in cracked rocks by inverting elastic wave velocities, *Pure Appl. Geophys.*, 163, 947–973.
- Sigurdsson, O., A. Gudmundsson, G. O. Fridleifsson, H. Franzon, S. P. Gudlaugsson, and V. Stefansson (2000), Database on igneous rock properties in Icelandic geothermal systems: Status and unexpected results, paper presented at World Geothermal Congress, Int. Geotherm. Assoc., Tohoku, Japan.
- Stanchits, S., S. Vinciguerra, and G. Dresen (2006), Ultrasonic velocities, acoustic emission characteristics and crack damage of basalt and granite, *Pure Appl. Geophys.*, 163, 1–20.
- Tsuji, T., and G. Iturrino (2008), Velocity-porosity relationships in oceanic basalt from eastern flank of the Juan de Fuca Ridge: The effect of crack closure on seismic velocity, *Explor. Geophys.*, 39, 41–51.
- Wang, Z., and A. Nur (1990), Wave velocities in hydro-carbon saturated rocks: Experimental results, *Geophysics*, 55, 723–733.
- Wang, Z., M. Batzle, and A. Nur (1990), Effect of different pore fluids on seismic velocities in rocks, *Can. J. Explor. Geophys.*, 26, 104–112.
- M. Adelinet, J. Fortin, Y. Guéguen, and A. Schubnel, Laboratoire de Géologie, Ecole normale supérieure, 24 rue Lhomond, F-75005 Paris, France. (adelinet@geologie.ens.fr)
- L. Geoffroy, LGRMP, UMR 6112, Université du Maine, CNRS, avenue Olivier Messiaen, F-72085 Le Mans, France.

Annexe 2

Elastic modulus dispersion in a porous-cracked rock : Theoretical predictions for squirt-flow.

M. Adelinet^{1,2}, J. Fortin¹ and Y. Guéguen¹

¹École Normale Supérieure, Laboratoire de Géologie, UMR 8538

²LGRMP, Université du Maine, UMR 6112

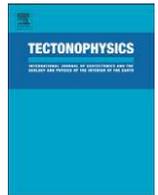
Publié dans *Tectonophysics*,

Volume Spécial *Thermo-Hydro-Chemo-Mechanical couplings at depth*



Contents lists available at ScienceDirect

Tectonophysics

journal homepage: www.elsevier.com/locate/tecto

Dispersion of elastic moduli in a porous-cracked rock: Theoretical predictions for squirt-flow

M. Adelinet ^{a,b,*}, J. Fortin ^a, Y. Guéguen ^a

^a Laboratoire de géologie, École normale supérieure, UMR CNRS 8538, France

^b LGRMP, Université du Maine, UMR CNRS 6112, France

ARTICLE INFO

Article history:

Received 18 March 2010

Received in revised form 23 July 2010

Accepted 12 October 2010

Available online xxx

Keywords:

Frequency dispersion

Rock properties

Bimodal porosity

Effective medium theory

Poroelasticity theory

Elastic waves velocities

ABSTRACT

Crustal rocks contain variable amount of both cracks and equant pores depending on tectonic and thermal stresses but also on their geological origin. Crack damage and porosity change result in effects on elastic waves velocities. When rocks are fluid saturated, dispersion of the P- and S-waves should be taken into account. This paper deals with frequency dispersion of elastic moduli in a fluid saturated porous and cracked rock with the assumption that squirt-flow is the dominant process. We develop a theoretical approach to calculate both high (HF) and low (LF) frequency bulk and shear moduli. The HF moduli are derived from a new effective medium model, called CPEM, with an isotropic distribution of pores or cracks with idealized geometry, respectively spheres and ellipsoids. LF moduli are obtained by taking HF dry moduli from the CPEM and substituting into Gassmann's equations. In the case of a porosity only supported by equant pores, the calculated dispersion in elastic moduli is equal to zero. In the case of a crack porosity, no bulk dispersion is predicted but a shear dispersion appears. Finally in the general case of a mixed porosity (pores and cracks), dispersion in bulk and in shear is predicted. Our results show that the maximum dispersion is predicted for a mixture of pores and spheroidal cracks with a very small aspect ratio ($\leq 10^{-3}$). Our theoretical predictions are compared to experimental data obtained during hydrostatic experiment performed on a basaltic rock and a good agreement is observed. We also used our theoretical model to predict elastic waves velocities and Vp/Vs ratio dispersion. We show that the P-waves dispersion can reach almost 20% and the Vp/Vs dispersion a maximum value of 9% for a crack porosity of about 1%. Since laboratory data are ultrasonic measurements and field data are obtained at much lower frequencies, these results are useful for geophysicists to interpret seismic data in terms of fluid and rock interactions.

© 2010 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction

An important area of geophysical research is based on elastic property variations in rocks due to fluid content/microstructure coupling. This effect is extremely dependent on the strain frequencies at which rocks are submitted (Guéguen et al., 2009). At seismic frequencies (typically less than 1 kHz), fluid pressure has time to reach equilibrium in rocks and poroelastic theory is correct to describe elastic properties (Gassmann, 1951; Biot, 1956; Murphy, 1985). At laboratory frequencies (typically more than 10 kHz), the poroelastic assumption of fluid pressure equilibrium inside the pore space becomes invalid. At such high frequencies, stress can induce fluid flow from one inclusion to another (Mavko and Nur, 1975; Dvorkin and Nur, 1993; Dvorkin et al., 1995). Such a process of squirt-flow is described on Fig. 1 between two cracks and between one crack and one equant pore. The crack orientation, relative to the compressive

stress, controls the fluid pressure gradients. As a consequence, the Biot-Gassmann equations underestimate the rock elastic properties in the high frequency range. This process is the only one considered in this paper.

To predict HF moduli, a theoretical model based on rock microstructure is necessary. However natural rock can be extremely heterogeneous. To obviate this problem an assumption is necessary. We consider a representative element volume (REV) in a medium that is statistically homogeneous. It means that any part of the system with a volume larger than the REV has identical properties. From literature, a lot of inclusion-based models exist to express elastic moduli in HF range. They usually relied on effect of inclusions on stress/strain elastic field disruption following Eshelby (1957)'s theory. In order to improve the effective medium theory, various schemes have been derived. The simplest one is the dilute model (non-interaction approximation). The self-consistent scheme (SCS) and the differential approach (DEM) are two possible ways to account approximately for interactions. The SCS model is based on the following idea: a single inclusion is embedded within a large matrix whose properties are those of an effective matrix (Budiansky and O'Connell, 1976). In the

* Corresponding author. Now at IFP Energies nouvelles, 1-4 avenue de Bois-Préau, 92852 Rueil-Malmaison cedex, France. Tel.: +33 147527142; fax: +33147527098.

E-mail address: mathilde.adelinet@ifpenergiesnouvelles.fr (M. Adelinet).

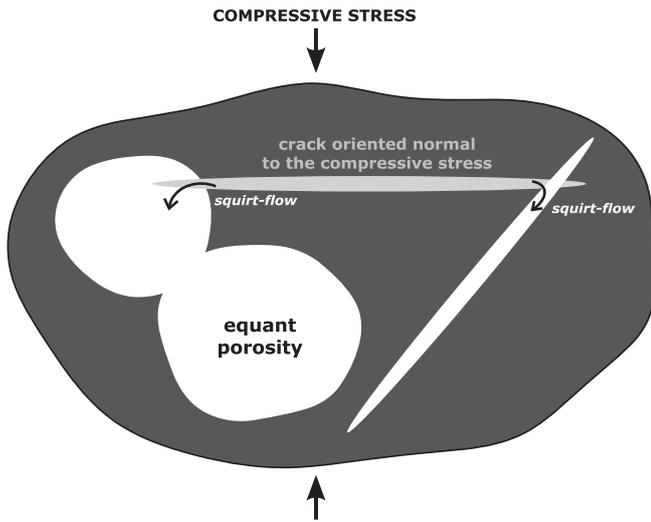


Fig. 1. Sketch of the squirt-flow process which occurs at high frequencies. The fluid flow takes place from over-pressured areas (grey crack) to under-pressured areas (white crack and equant pores).

DEM approach, several inclusions are introduced in a well-identified matrix one by one. An iterative treatment is applied to obtain elastic moduli step by step (Henyey and Pomphrey, 1982; Norris, 1985; Le Ravalec and Guéguen, 1996a,b). We used in the following, the non-interaction approximation (NIA). Inclusions are introduced simultaneously into the free-inclusion matrix whose properties are those of the bulk material (Kachanov, 1993; Schubnel and Guéguen, 2003;

Fortin and Guéguen, 2007). Using the NIA, the effective elastic properties can be completely calculated as functions of the crack geometry and pore distribution (Bristow, 1960; Walsh, 1965; Kachanov, 1980, 1993). One of the input data of all effective medium models is the geometry of the rock porosity. Depending on authors and models, the pore structure can be described as a continuous spectrum of pore shapes or as a segregation into two categories: equant pores and very thin cracks.

In this study, a new effective medium model is developed to calculate dry and saturated HF moduli for a porous-cracked medium. The LF saturated moduli are estimated by using the dry moduli and the Gassmann equations. Frequency dispersion is defined as the normalized difference between HF elastic moduli calculated from effective medium modeling and LF elastic moduli calculated from poroelastic theory. The sketch of the theoretical proposed method is summarized in Fig. 2.

Our theoretical predictions highlight the role played by cracks which are the major cause of elastic properties modifications. The theoretical method and its predictions are given in Sections 2 and 3. In addition, our theoretical predictions are compared with other modeling studies (Endres and Knight, 1997; Le Ravalec and Guéguen, 1996b) and compared to experimental data (HF and LF bulk moduli) obtained on an Icelandic basalt (Adelinet et al., 2010), which is a cracked-porous rock (Section 4). Finally the P- and S-waves velocities dispersion, i.e. the expected dispersion between seismic waves velocities measured in the field and ultrasonic waves velocities measured in the laboratory is predicted as well as Vp/Vs ratio dispersion. Note that for these predictions we chose to limit the calculations to a crack fraction range compatible with natural data, i.e. equivalent to a crack porosity smaller than 2%, which is the case of the most common crustal rocks (Section 5).

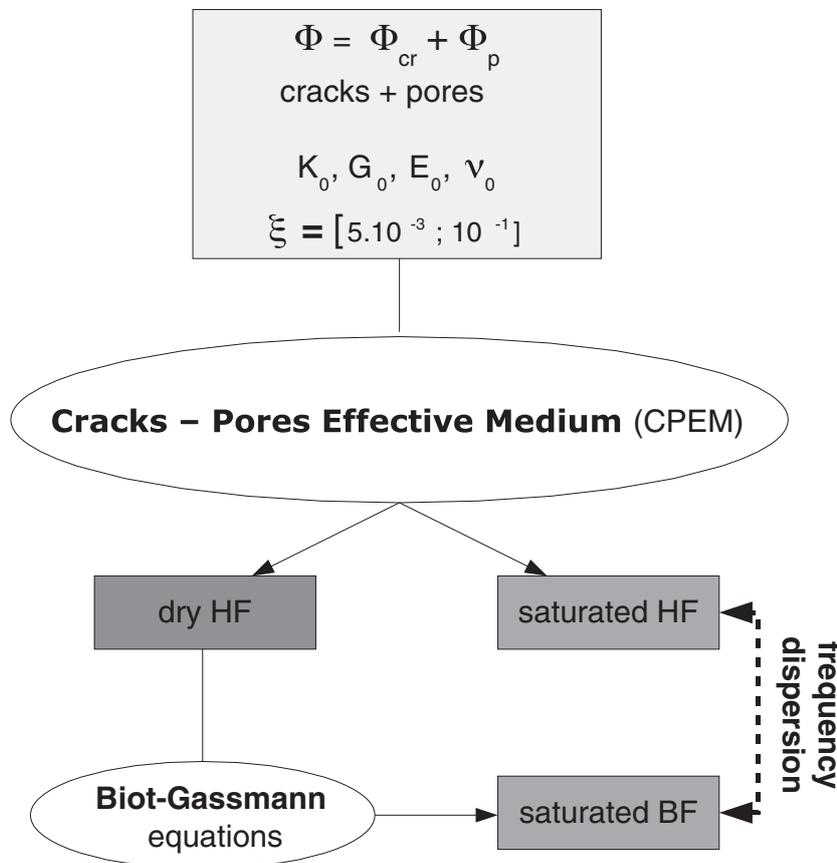


Fig. 2. Sketch of the method. Input data in CPEM are on the top, output data are HF and LF moduli, double arrows stay for dispersion calculation. Φ stays for the global porosity, ϕ_p for the equant porosity, ϕ_{cr} for the crack porosity and ξ for the crack aspect ratio.

Please cite this article as: Adelinet, M., et al., Dispersion of elastic moduli in a porous-cracked rock: Theoretical predictions for squirt-flow, Tectonophysics (2010), doi:10.1016/j.tecto.2010.10.012

2. Theoretical tools

2.1. HF moduli calculation

One of the objectives of this study is to build a model simple enough to obtain closed formulations for bulk and shear moduli but yet sophisticated to take into account the physical processes when frequency effect occurs.

Based on the works of [Kachanov \(1993\)](#); [Kachanov et al. \(1994\)](#); [Shafiro and Kachanov \(1997\)](#), a specific effective medium, called CPEM (Cracks and Pores Effective Medium) is presented in this study in order to calculate bulk and shear HF moduli, noted as K_{HF} and G_{HF} . In this model spheroidal cracks and equant pores are embedded in a well-identified matrix ([Fig. 3](#)). The cracks are randomly distributed in orientation within the matrix. The global porosity Φ of the CPEM can be written as the sum of two terms:

$$\Phi = \Phi_p + \Phi_{cr}, \tag{1}$$

where Φ_p is the equant porosity and Φ_{cr} the crack porosity.

Such a mixed model has already been used in [Fortin and Guéguen \(2007\)](#) but here different assumptions are made. Firstly we chose to use the Non-Interaction Assumption (NIA). The low investigated porosities (<10%) make this approximation valid in regards with conclusions of [Guéguen et al. \(1997\)](#). Note that there is no conflict between the NIA and the existence of connections that allow fluid flow between adjacent parts of the pore–crack network at suitably low frequencies. Second we use in this model spheroidal cracks instead of penny-shaped geometry used in [Fortin and Guéguen \(2007\)](#). Penny-shaped cracks are very useful to estimate transport properties in cracked rocks ([Guéguen and Dienes, 1989](#)) but less convenient to calculate HF saturated elastic moduli when fluid is present in the medium.

The goal of this section is to introduce the results required to express the HF elastic properties of a porous-cracked rock. The effective medium theory is used to calculate the additional terms corresponding to extra stiffness and extra compliance due to presence of pores and cracks. The two different cases are firstly studied independently before focusing on the mixed model.

2.1.1. A simple medium with only equant pores

Considering an effective medium with only equant pores, we introduce the parameter δ_p to characterize the coupling between matrix compliance, fluid compressibility and equant pore geometry ([Kachanov, 1993](#)):

$$\delta_p = \frac{2E_0}{9(1-\nu_0)} \left(\frac{1}{K_f} - \frac{1}{K_0} \right), \tag{2}$$

where E_0 , K_0 and ν_0 are the elastic parameters of the free-inclusion matrix, respectively the Young modulus, the bulk modulus and the Poisson ratio. K_f is the fluid bulk modulus. In the following sections we also use G_0 for the shear modulus of the free-inclusion matrix.

In the saturated case, the stress perturbation due to equant pores is taken into account and the bulk and shear effective moduli (respectively K_{HF}^{sat} and G_{HF}^{sat}) can be derived following [Zimmerman et al. \(1986\)](#); [Shafiro and Kachanov \(1997\)](#) as

$$\frac{K_0}{K_{HF}^{sat}} = 1 + \Phi_p \frac{3(1-\nu_0)}{2(1-2\nu_0)} \left(\frac{\delta_p}{1 + \delta_p} \right), \tag{3}$$

$$\frac{G_0}{G_{HF}^{sat}} = 1 + \Phi_p \frac{15(1-\nu_0)}{7-5\nu_0}. \tag{4}$$

The effective bulk and shear moduli can be deduced from Eqs. (3) and (4) for the dry case using $\delta_p \rightarrow \infty$ ([Kachanov, 1993](#)) so that $\frac{\delta_p}{1 + \delta_p} \rightarrow 1$. The shear effective modulus has the same expression in the dry and wet cases.

2.1.2. A simple medium with only spheroidal cracks

Let us consider a randomly oriented spheroidal crack population ; the crack porosity Φ_{cr} is related to the aspect ratio ξ and the crack density ρ using

$$\Phi_{cr} = \frac{4}{3} \pi \rho \xi. \tag{5}$$

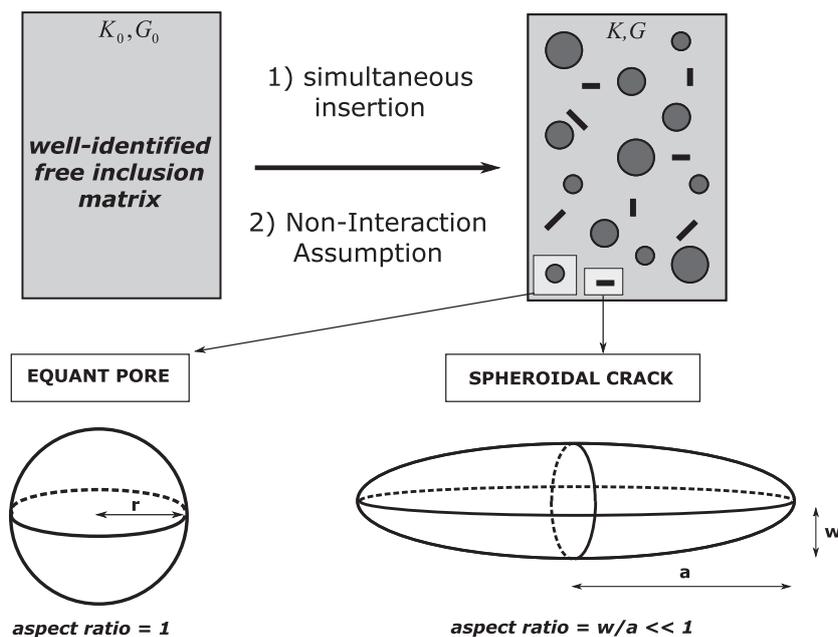


Fig. 3. Sketch of the present effective medium model: we consider a mixture of spheroidal cracks and equant pores. We also used the Non-Interaction Assumption (NIA).

Please cite this article as: Adelinet, M., et al., Dispersion of elastic moduli in a porous-cracked rock: Theoretical predictions for squirt-flow, Tectonophysics (2010), doi:10.1016/j.tecto.2010.10.012

Aspect ratio and crack density are respectively defined as $\xi = \frac{\omega}{c}$ and $\rho = \frac{1}{V} \sum_i^n c_i^3$ where ω and c are the lengths of the spheroidal semi-axis (see Fig. 3), V the Representative Elementary Volume and n the number of cracks.

Porosity and crack parameters (ξ and ρ) are the key parameters which control the different physical properties. Like for the effective medium with only equant pores, a parameter δ_c is used to characterize the coupling between matrix compliance, fluid compressibility and crack geometry:

$$\delta_c = \frac{E_0 \pi \xi}{4(1-\nu_0^2)} \left(\frac{1}{K_f} - \frac{1}{K_0} \right). \quad (6)$$

In the saturated case, the normal compliance of a crack is changed due to fluid saturation and the parameter δ_c should be taken into account for the bulk and shear moduli. Bulk and shear moduli can be derived following (Kachanov, 1993) as

$$\frac{K_0}{K_{HF}^{sat}} = 1 + \rho \frac{16(1-\nu_0^2)}{9(1-2\nu_0)} \left(\frac{\delta_c}{1+\delta_c} \right), \quad (7)$$

$$\frac{G_0}{G_{HF}^{sat}} = 1 + \rho \left[\frac{16(1-\nu_0)}{15(1-\frac{\nu_0}{2})} + \frac{32(1-\nu_0)}{45} \left(\frac{\delta_c}{1+\delta_c} \right) \right]. \quad (8)$$

As mentioned above, the dry moduli can be deduced from Eqs. (7) and (8) using $\delta_c \rightarrow \infty$ ($\frac{\delta_c}{1+\delta_c} \rightarrow 1$).

2.1.3. CPEM used equations

We consider in this section the CPEM model based on the mixture of spheroidal cracks and equant pores. Using an assumption of non-interaction between cracks and pores, we can calculate the HF bulk and shear moduli for the saturated isolated regime in which there is no fluid flow between inclusions using a combination of Eqs. (3)–(7) and Eqs. (4)–(8). This leads to:

$$\frac{K_0}{K_{HF}^{sat}} = 1 + \Phi_p \frac{3(1-\nu_0)}{2(1-2\nu_0)} \left(\frac{\delta_p}{1+\delta_p} \right) + \rho \frac{16(1-\nu_0^2)}{9(1-2\nu_0)} \left(\frac{\delta_c}{1+\delta_c} \right), \quad (9)$$

$$\frac{G_0}{G_{HF}^{sat}} = 1 + \Phi_p \frac{15(1-\nu_0)}{7-5\nu_0} + \rho \left[\frac{16(1-\nu_0)}{15(1-\frac{\nu_0}{2})} + \frac{32(1-\nu_0)}{45} \left(\frac{\delta_c}{1+\delta_c} \right) \right]. \quad (10)$$

The HF dry elastic moduli K_{HF}^{dry} , K_{HF}^{dry} can be deduced from Eqs. (9) and (10) using $\delta_p \rightarrow \infty$ and $\delta_c \rightarrow \infty$.

2.2. LF moduli calculation: Biot-Gassmann equations

Low frequency (LF) moduli are obtained by taking the HF dry moduli and substituting into Biot-Gassmann equations (Gassmann, 1951). The Biot-Gassmann equations are based on the assumption of uniform pore fluid pressure. Accordingly they are relevant for the saturated isobaric regime and no assumption is made on nature of inclusions. It is a macroscopic approach using only the total porosity value Φ . The dry HF bulk modulus is equal to the dry LF one and the LF saturated bulk modulus K_{LF}^{sat} differs from the dry HF one by:

$$K_{LF}^{sat} = K_{HF}^{dry} + \frac{\beta^2 K_f}{\Phi + (\beta - \Phi) \frac{K_f}{K_0}}, \quad (11)$$

where β is a dimensionless coefficient defined by $\beta = 1 - \frac{K_{HF}^{dry}}{K_0}$.

The LF shear modulus G_{LF}^{sat} is equal to the dry HF shear modulus, and

$$G_{LF}^{dry} = G_{LF}^{sat} = G_{HF}^{dry}. \quad (12)$$

2.3. Frequency dispersion

Based on HF and LF moduli, we are now able to estimate the dispersion resulting from the local flow mechanism. This key parameter is defined as

$$Dispersion = \frac{M_{HF}^{sat} - M_{LF}^{sat}}{M_{LF}^{sat}}, \quad (13)$$

where M is the bulk or shear modulus. In the following parts of this article, we use the short expressions ‘bulk dispersion’ and ‘shear dispersion’ in order to express respectively the dispersion of the bulk and the shear moduli between the two frequency states. We compare only full saturated moduli in order to simplify the interpretation. Note that a frequency dispersion can occur in partially saturated rocks as shown by Le Ravalec and Guéguen (1996a). The measured dispersions are extremely different according to the saturating fluid (Dutta and Odé, 1979; Jones, 1986; Mavko and Mukerli, 1998). In this study we chose to focus on the phenomenon of elastic moduli dispersion with frequency. A lot of studies deal with the notion of attenuation by using the inverse quality factor Q^{-1} . Seismologists use preferentially this parameter. However dispersion and attenuation can be related by using a specific viscoelastic model.

3. Numerical results

For the numerical simulations, we used the elastic parameters of the Icelandic basalt investigated in Adelinet et al. (2010). Those values are presented in Table 1.

3.1. Effect of equant pores on dispersion

We consider in this section the case of a medium containing only equant pores. The porosity varies from 0 to 8%. No dispersion, neither in bulk or in shear moduli, is observed. For shear dispersion, the result is obvious. According to Eq. (4) from the effective medium, and the Eq. (12) from Gassmann model: $G_{HF}^{sat} = G_{BF}^{sat}$, then the dispersion (Eq. (13)) is zero. For the bulk modulus, the result is not so obvious. But it is a consequence of the isotropic shape of the inclusions. This implies that they are isobaric. This can be checked by an exact calculation. Dispersion is equal to zero without any assumption.

Then for a medium containing only equant pores, both hydrostatic stress and anisotropic shear stress fields induce identical fluid pressures in each pore. Therefore, no pore pressure gradients are induced and the dispersion is zero.

3.2. Effect of cracks on dispersion

Let us consider in this section a medium containing only randomly oriented cracks.

The results are summarized in Fig. 4, where the dispersion is plotted versus the crack porosity. The crack porosity is allowed to vary from 0 to 8%. We also assess the validity of the effective medium

Table 1

Input data of the CPEM (based on the elastic properties of an Icelandic basalt). Moduli of the crack and pores-free matrix are given in GPa.

K_0	G_0	K_f
48.8	27.9	2.2

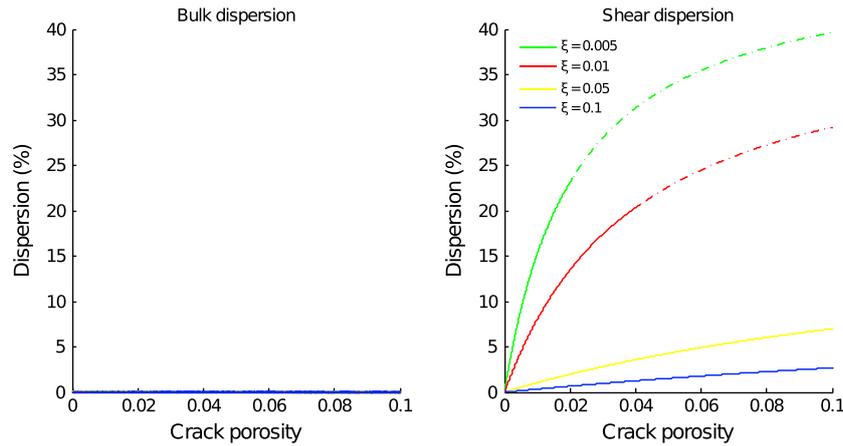


Fig. 4. Numerical results obtained with only cracks added in the EM model. No bulk dispersion is calculated whereas the shear dispersion increases with the crack fraction leading to an asymptotic value. Moreover the smaller aspect ratio, the higher shear frequency dispersion.

theory by testing low aspect ratio value (up to $5 \cdot 10^{-3}$) and high crack porosity (8%), which correspond to a maximum value in crack density ρ of about 4 following Eq. (5). Then we plotted the numerical results with plain curves when $\rho < 1$ and with dashed curves when $\rho > 1$ (limits of the model).

No dispersion in bulk modulus is observed. This can be explained by two factors. First, cracks are randomly distributed and have all the same aspect ratio for each simulation. Second, the bulk sensitivity is linked to an isotropic compression. Then the fluid pressure is the same in all the cracks. As a consequence an isotropic stress field induces no dispersion in a medium composed only by cracks randomly distributed. However a

dispersion in G is observed. Shear dispersion appears to be an increasing function of crack porosity. In this case, an anisotropic shear stress can induce different fluid pressure in cracks according to their orientation. Our results are consistent with other theoretical studies based on different models (O’Connell and Budiansky, 1977; Johnston et al., 1979; Endres and Knight, 1997; Chapman et al., 2002).

The Fig. 5 presents a sketch of the elastic behaviors of round pores and cracks in a hydrostatic or an anisotropic stress field. A frequency dispersion only occurs in G for the cracks medium. This dispersion is strongly dependent on the crack fraction, a point that will be considered in more detail below with the CPEM calculations.

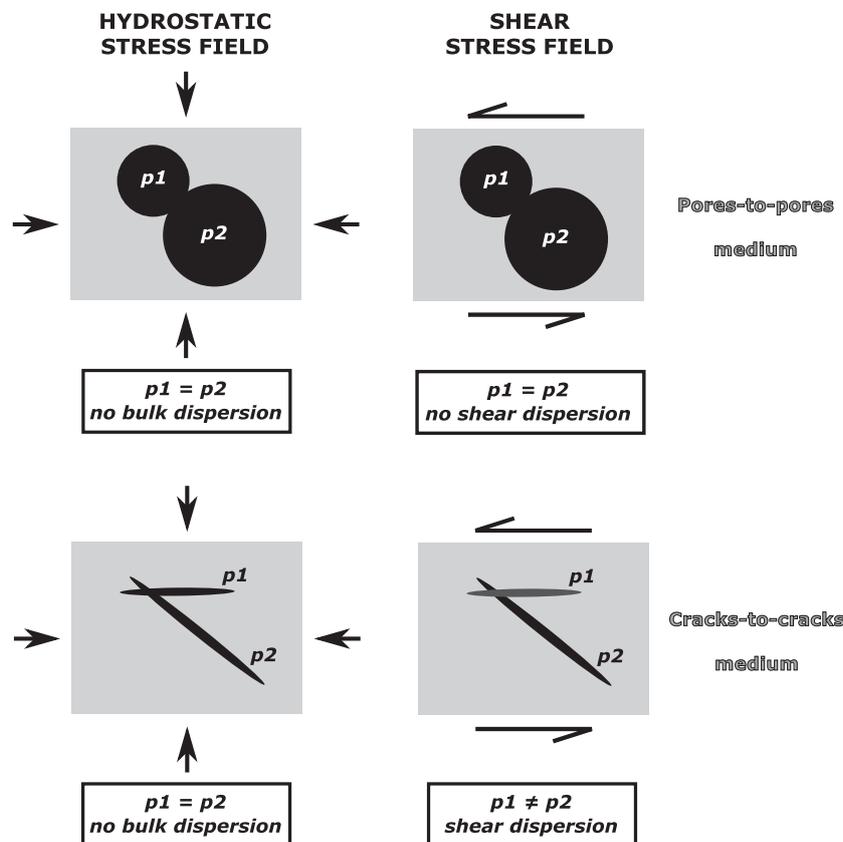


Fig. 5. Sketch of the elastic behavior of round pores and cracks to stress fields (isotropic on the left column and anisotropic on the right column). As cracks are more sensitive to shear stress field than round pores, pore pressure inside cracks is different explaining the frequency dispersion theoretically observed for shear modulus.

Please cite this article as: Adelinet, M., et al., Dispersion of elastic moduli in a porous-cracked rock: Theoretical predictions for squirt-flow, Tectonophysics (2010), doi:10.1016/j.tecto.2010.10.012

3.3. Frequency dispersion for a cracked-porous medium

To investigate the frequency dispersion in a cracked-porous medium, we defined the crack fraction R as $R = \frac{\Phi_{cr}}{\Phi}$. $R=0$ for a medium only composed by equant pores and $R=1$ for a medium only composed by cracks randomly distributed. In the following numerical simulations, the total porosity is fixed to 8%. Fig. 6 presents the computations made for bulk dispersion. We plotted our theoretical predictions for different values of aspect ratio: $5 \cdot 10^{-3}$, $5 \cdot 10^{-2}$ and 10^{-2} . When $R=0$ or 1, the dispersion is zero as demonstrated in the previous sections. However when both equant pores and cracks are present, a bulk dispersion appears and reaches a maximum for a particular intermediate value of the crack fraction. This bulk dispersion is due to a squirt flow from cracks to pores. Indeed the induced fluid pressure in the cracks is greater than the fluid pressure in the equant pores, leading to a HF bulk modulus greater than the LF bulk modulus (calculated from an equilibrated fluid pressure state). Moreover, this bulk dispersion is strongly sensitive to the geometry of the inclusions. At low crack fraction, the amplitude of the dispersion increases rapidly with crack porosity. And the flatter are the cracks (small aspect ratio), the higher is the dispersion. For instance, using cracks with aspect ratio of $5 \cdot 10^{-3}$, the maximum dispersion value is 53%. Note that the maximum dispersion values are always obtained within the validity domain of effective medium theory (plain curves).

Fig. 7 presents the shear dispersion calculated using the CPEM. The boundary conditions (when $R=0$ or 1) are those obtained in the previous sections. When $R \in]0; 1[$, the G dispersion is an increasing function of the crack fraction. The dispersion value is maximum for $R=1$ and reach around 40% for $\xi = 5 \cdot 10^{-2}$. In this case, the maximum value is out the range of validity of the NIA effective medium model. As observed for the bulk dispersion, we note a strong sensitivity to the crack geometry. If cracks have a low aspect ratio, shear dispersion can be very high. On the contrary, if cracks have a high aspect ratio ($\xi \geq 5 \cdot 10^{-3}$), dispersion is very small, less than 5%.

4. Discussion

4.1. Comparison with the study of Endres and Knight (1997)

A key requirement for our model validation is to know if our results are consistent with other theoretical data based on a different approach. We chose to base our comparison on Endres and Knight (1997)'s study which is a generalization of the paper by (Budiansky and O'Connell (1980) using the model of Kuster and Toksoz (1974).

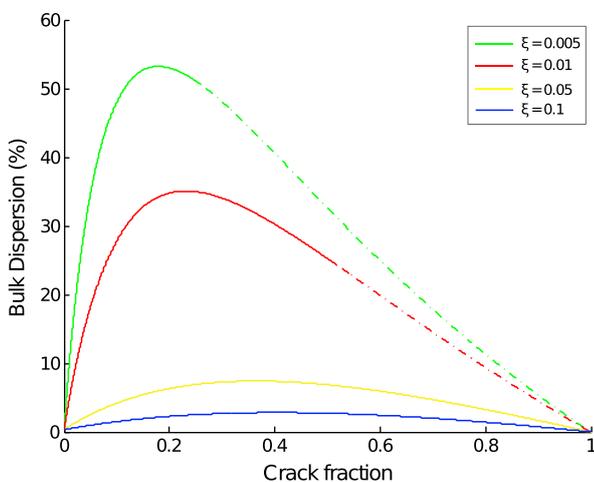


Fig. 6. Numerical results obtained for the CPEM model in bulk modulus. There is no bulk dispersion when $R=0$ or $R=1$ (medium with respectively only pores and only cracks). As seen before, the dispersion increase with smaller aspect ratio values.

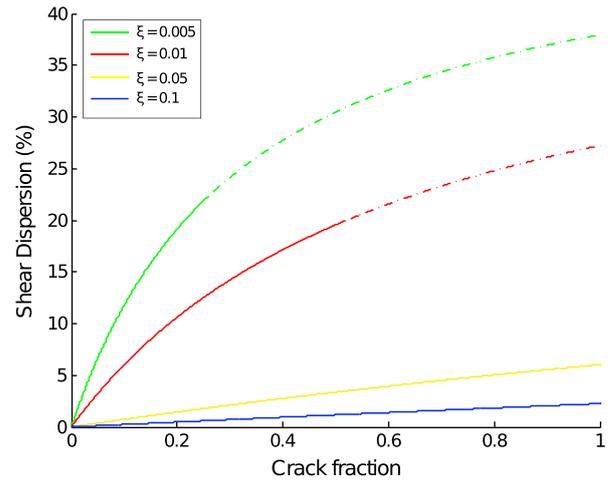


Fig. 7. Numerical results obtained for the CPEM model in shear modulus. The computations are the same as those obtained for a cracks-to-cracks medium: shear dispersion increase with R .

Their formulae are valid for distributions of inclusions with any aspect ratio between 0 and 1. They consider the case where the total porosity is fixed (to 10%) and the geometrical configuration of that porosity is allowed to vary, with aspect ratio ranging from 0.1 to 0.003 (Chapman et al., 2002). The matrix parameters used in Endres and Knight (1997)'s study are summarized in the Table 2. We inferred the crack density values used in their study assuming that cracks are spheroidal (Eq. (5)). For aspect ratio lower than 0.01, the crack density is higher than 1 (Table 3), which is unrealistic.

Fig. 8 presents the comparison between the two models for the bulk dispersion. The trend of bulk dispersion is the same in both models, but the maximum values are different. Our computations are always greater than Endres and Knight (1997)'s ones by about 25%. The reason lies in the LF modulus calculation. We chose to apply directly the Gassmann's equations whereas Endres and Knight (1997) develop their proper relationships which tend towards Gassmann's formulations under some assumption based on microstructure of inclusions. For the shear dispersion calculations, both approaches converge. Due to the equality between LF and HF shear modulus (Eq. (12)), both models are in agreement.

4.2. Experimental data vs. theoretical predictions

In this section, experimental data are compared to the numerical results. For this we use data from an experiment performed on an Icelandic basalt (Adelinet et al., 2010). The rock microstructure is characterized by a bimodal porosity: 1% of cracks and 7% of equant pores. During hydrostatic loading, both saturated HF and LF bulk moduli were measured: HF from velocity measurements and LF from oscillation tests. From experimental data and the previous model, we can estimate crack parameters during loading (*i.e.* crack density and aspect ratio). Two inversion processes were investigated involving each different models: the first one introduced by Fortin and Guéguen (2007) refers to penny-shaped cracks and uses a direct method (called 'simple inversion' on Fig. 9), the second one described in this paper handles spheroidal cracks and uses the minimization of an objective function defined

Table 2

Matrix elastic moduli used in Endres and Knight (1997) (sandstone type). Moduli of the crack and pores-free matrix are given in GPa.

K_0	G_0	Fluid (K_f)
30	17	2.32

Table 3

Crack densities calculated with values used in Endres and Knight (1997). The porosity is fixed to 0.1 with different aspect ratio, ranging from 0.1 to 0.003. Considering spheroidal cracks, crack density is inferred using $\rho = \frac{4}{3}\xi\pi$.

Aspect ratio	0.1	0.03	0.01	0.003
Crack density	0.2	0.8	2.4	8.0

against aspect ratio. This one calculates the least-square difference between the HF measured elastic moduli (K_{me} , G_{me}) and the ones predicted by the CPEM (K_{sim} , G_{sim}):

$$J(\xi) = \frac{1}{2} [c_k(K_{me} - K_{sim})^2 + c_g(G_{me} - G_{sim})^2], \quad (14)$$

where (c_k , c_g) are weighting coefficients taken equal to 1 as first approximation. The aspect ratio value providing the lowest objective function is the optimal solution. We chose to obtain the minimization of $J(\xi)$ by PSO, Particle Swarm Optimization (Shaw and Srivastava, 2007). Fig. 9 displays the crack densities and crack aspect ratios determined from inversion processes. When the effective pressure is in the range [0–100 MPa], the crack aspect ratios deduced from the two inverted models behave the same way. For $P_{eff} > 100$ MPa, discrepancies appear. The first inverted model does not lead to important variations in the aspect ratio over the [100–150 MPa] range. The ξ values are around 10^{-2} . However, the second inverted model emphasizes a significant aspect ratio increase above $P_{eff} = 90$ MPa, up to a value of 1 (equant pores) at $P_{eff} = 130$ MPa. These results are consistent with the crack closure phenomenon. Indeed a link between crack aspect ratio ξ and closure pressure P_c has been formalized by (Walsh, 1965) as $P_c \sim E_0\xi$. This means that an effective pressure of 100 MPa would be expected to close a crack of aspect ratio near from 2.10^{-3} . Consequently it can be the preferential closure of such thin cracks that results in the inferred increase of the average crack aspect ratio from $7.5 \cdot 10^{-3}$ at low effective pressure to $1.5 \cdot 10^{-2}$ at higher effective pressures (Fig. 10). Finally two phases can be discerned during the hydrostatic loading experiment: (1) between 0 and 100 MPa, thin cracks are open, squirt-flow can occur and frequency dispersion is observed; and (2) from 100 to 150 MPa, thin cracks are closing, no fluid pressure gradients are induced and frequency dispersion decreases.

During the experiment, porosity was also deduced from strain gauges measurements. During loading, the reduction of porosity is

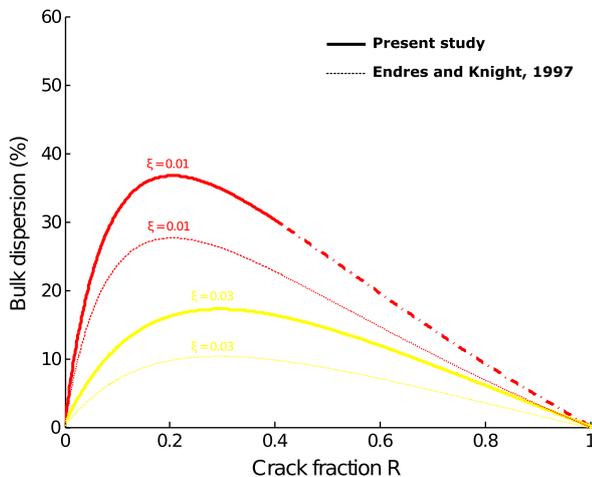


Fig. 8. Comparison in bulk dispersion between theoretical predictions computed using Endres and Knight (1997)'s model (dashed curves) and using CPEM model (plain curves). Crack aspect ratio are denoted above curves.

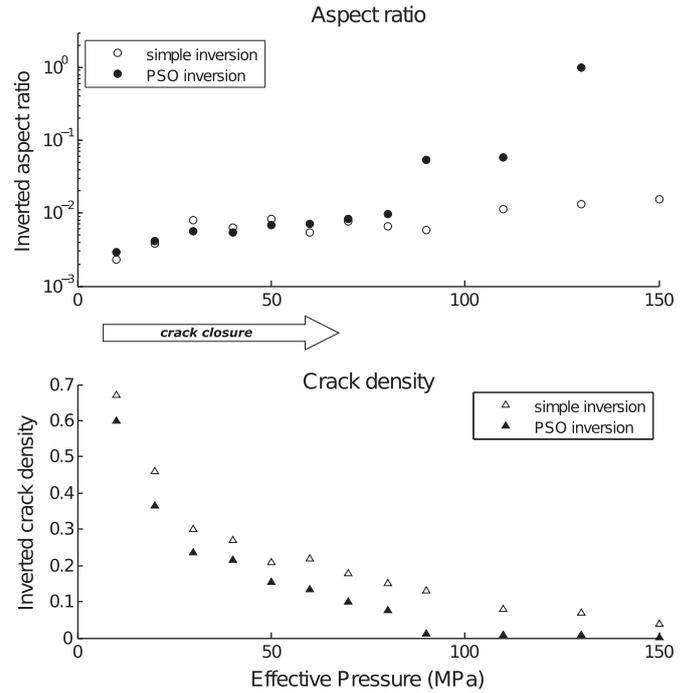


Fig. 9. Inversion of experimental data using two methods. Aspect ratio and crack density are plotted against effective pressure. The empty and plain symbols represents the results obtained respectively by the simple inversion and the Particle Swarm Optimization. Note that PSO is better to discretize the behavior of cracks and equant pores.

about 1%, a value which corresponds to the initial crack porosity. Then assuming that equant porosity do not vary during loading, the total porosity evolution corresponds to a crack porosity evolution, i.e. to the crack closure. In the experimental study we have only access to the dispersion of the bulk modulus as we measured the LF bulk modulus by oscillating tests of the confining pressure (no measurements of the LF shear modulus). Then the bulk dispersion can be plotted against crack fraction evolution and also compared directly to theoretical predictions. Fig. 10 presents this comparison. The maximum crack fraction of the investigated rock is 0.125 and corresponds to the initial ratio ($\Phi_{cr} = 1\%$ and $\Phi_p = 7\%$). Then Fig. 10 is a focus on the [0; 0.125] crack fraction range of the Fig. 6.

Note that the general features predicted with the CPEM model are reproduced by the experimental data. Using modeling, the crack aspect ratio can be deduced for the basaltic sample. It is found to increase from $7.5 \cdot 10^{-3}$ (low effective pressure) to $1.5 \cdot 10^{-2}$ (high effective pressure). Then aspect ratio change slightly during loading. These results are consistent with values obtained previously by inversion from HF velocities measurements. From a physical point of view, cracks have two states in the studied rock: open when a low isotropic stress field is applied and closed above a given value of confining pressure (about 130 MPa).

5. Extrapolation to elastic waves velocities and $\frac{V_p}{V_s}$ ratio dispersions

Based on our HF and LF calculations, P and S waves velocities (respectively V_p and V_s) can be deduced using K and G from the well-known following equations:

$$V_p = \sqrt{\frac{K + \frac{4}{3}G}{\mu}}, \quad (15)$$

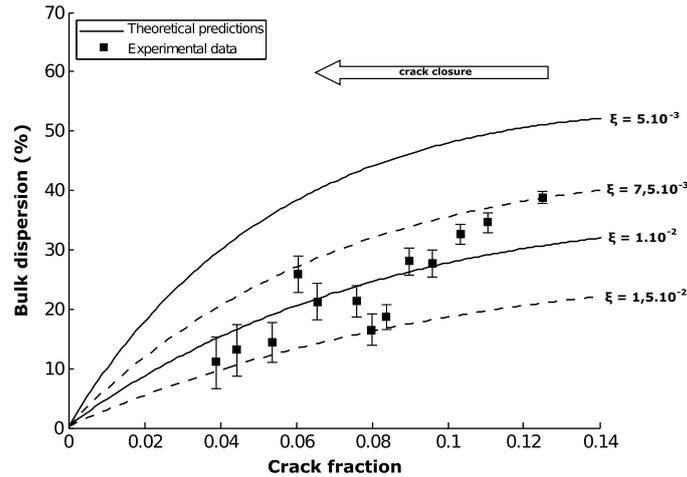


Fig. 10. Comparison between experimental data and theoretical predictions for bulk dispersion in a cracked-porous rock. Aspect ratios are mentioned near from curves. The experimental data are obtained using strain measurements during the loading of a basalt sample (Adelinet et al., 2010). Assumption is made that equant porosity does not change. Then the porosity evolution corresponds to the crack porosity evolution.

$$V_s = \sqrt{\frac{G}{\mu}}, \quad (16)$$

where μ is the medium density. We take $\mu = 2700 \text{ kg m}^{-3}$ for our calculations. The velocity dispersion is defined as $\frac{V_{HF}^i - V_{LF}^i}{V_{LF}^i}$. The subscript i refers to either P- and S-waves. In crustal conditions, cracks are always present in the rock microstructure. They represent a small amount of the total porosity, typically around 1 or 2% (Schubnel and Guéguen, 2003). Then we chose to represent velocity dispersion (and V_p/V_s dispersion) on the crack fraction range [0–0.2]. As total porosity is fixed to 8%, it represents a maximum crack porosity of 1.6%, which is near from the maximum values encountered in the natural case. Fig. 11 reports the calculation of the elastic P and S waves dispersion. We observed that V_p and V_s dispersions are increasing function of the crack fraction. V_p dispersion are higher than V_s dispersion due to the additional effect of the dispersion in K and in G . A maximum value of about 18% is achieved for P-wave (using $5 \cdot 10^{-3}$) whereas the maximum dispersion for S-wave and for the same aspect ratio is only 8%.

Our results are consistent with other models developed for isotropic rocks which suggest that a small crack effect (small crack fraction in our case) results in a large dispersion of the seismic wave

velocities (Mavko and Jizba, 1991; Thomsen, 1995; Le Ravalec and Guéguen, 1996b; Sams et al., 1997; Rathore et al., 2006).

The high velocity dispersion predicted by our computations seems also to be in agreement with experimental results. Winkler (1986) indeed observed that several rocks have as much as about 20% dispersion. Furthermore, in our experimental and theoretical studies, the frequency effect is more important for compressional waves than for shear waves as mentioned by other authors (Lucet and Zinszner, 1992).

Based on our model, we examine also the V_p/V_s ratio dispersion. Fig. 12 reports the computations. Note that the dispersion increase for high values of crack fraction, such as reported in Le Ravalec et al. (1996) which used a differential self-consistent model. Moreover, the V_p/V_s dispersion reaches a maximum value of 8.8% for a crack fraction of 0.12 when crack ratio is equal to $5 \cdot 10^{-3}$. With a total porosity fixed to 8%, it corresponds to a crack porosity of 1%. The theoretical predictions explain also why V_p/V_s values can be extremely different from laboratory frequencies measurements to seismic frequencies survey (Takei, 2002).

6. Conclusion

Using effective medium theory and poroelasticity theory, high and low frequency elastic moduli were calculated. Then frequency

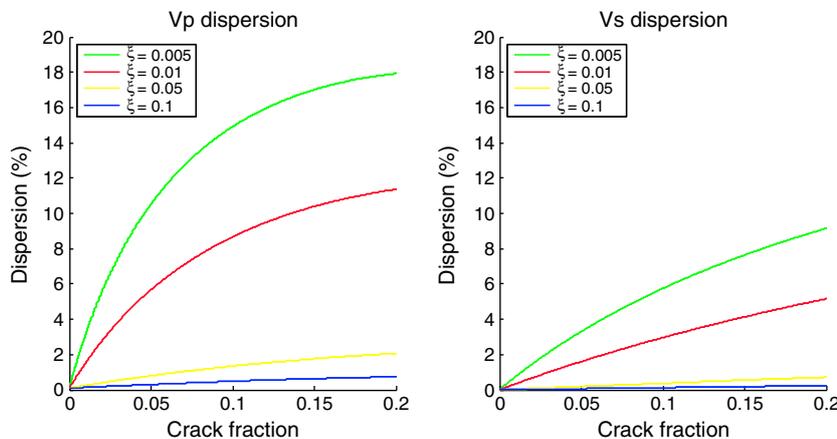


Fig. 11. Numerical extrapolation for seismic waves dispersion. The computation are made on the [0–0.2] crack fraction range which corresponds to the common range encountered in crustal rocks.

Please cite this article as: Adelinet, M., et al., Dispersion of elastic moduli in a porous-cracked rock: Theoretical predictions for squirt-flow, Tectonophysics (2010), doi:10.1016/j.tecto.2010.10.012

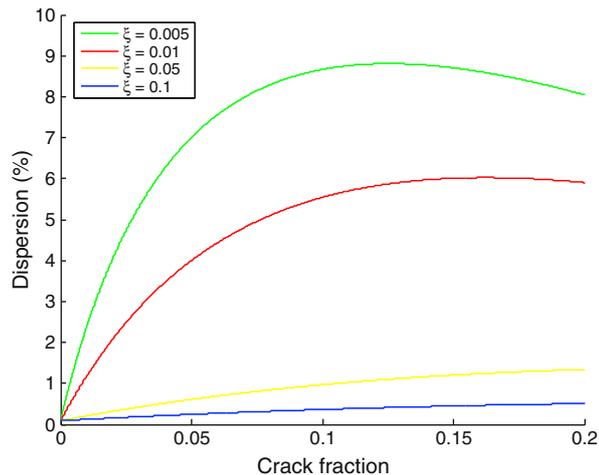


Fig. 12. Numerical extrapolation for V_p/V_s dispersion.

dispersion was derived. As a first conclusion, in the general case where cracks are present in a medium, the frequency dispersion can be very large. Our predicted dispersions are strong and depend on the crack parameters of the rock, *i.e.* the aspect ratio and the crack fraction.

For natural crack fraction (<0.2), our theoretical predictions show that we have to expect discrepancies between data measured at high frequency (in the laboratory or in the wells) and data from the field (seismological survey) at low frequency. The dispersion can reach 20% in the case of P-waves velocities and 10% for the V_p/V_s ratio. This last parameter is very useful to identify fluid processes in depth, such as magma displacement or hydrocarbon flows.

Acknowledgements

The authors thank Mickaële Le Ravalec (IFP Energies nouvelles) for her help in data inversion and PSO algorithm development. They also would like to thank the two reviewers for their constructive comments that helped to improve the paper. This work has been supported by Geoflux - Pays de la Loire and by 3F project SIMULAB of INSU.

References

- Adelinet, M., Fortin, J., Guéguen, Y., Schubnel, A., Geoffroy, L., 2010. Frequency and fluid effects on elastic properties of basalt: experimental investigations. *Geophys. Res. Lett.* 37 (L02303). doi:10.1029/2009GL041660. January.
- Biot, M., 1956. Theory of propagation of elastic waves in a fluid saturated porous solid. 2, higher frequency range. *J. Acoust. Soc. Am.* 28, 168–178.
- Bristow, J., 1960. Microcracks, and the static and dynamic elastic constants of annealed and heavily cold-worked metals. *J. Appl. Phys.* 11, 81–85.
- Budiansky, B., O'Connell, R., 1976. Elastic moduli of a cracked solid. *Int. J. Solids Struct.* 12, 81–97.
- Budiansky, B., O'Connell, R., 1980. Bulk dissipation in heterogeneous media. *Solid Earth Geophys. Geotechnol.* 42, 1–10.
- Chapman, M., Zatsepin, S., Crampin, S., 2002. Derivation of a microstructural poroelastic model. *Geophys. J. Int.* 151, 251–427.
- Dutta, N., Odé, H., 1979. Attenuation and dispersion of compressional waves in fluid-filled porous rocks with partial gas saturation (white model) – part II: results. *Geophysics* 44, 1789–1805.
- Dvorkin, J., Nur, A., 1993. Dynamic poroelasticity: a unified model with the squirt and biot mechanisms. *Geophysics* 58, 524–533.

- Dvorkin, J., Mavko, G., Nur, A., 1995. Squirt flow in fully saturated rocks. *Geophysics* 60 (1), 97–107.
- Endres, A., Knight, R., 1997. Incorporating pore geometry and fluid pressure communication into modeling the elastic behavior of porous rock. *Geophysics* 62, 106–117.
- Eshelby, J., 1957. The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion, and related problems. *Proc. R. Soc. Lond.* 241, 376–396.
- Fortin, J., Guéguen, Y., 2007. Effects of pore collapse and grain crushing on ultrasonic velocities and V_p/V_s . *J. Geophys. Res.* 112 (B0), 8207. doi:10.1029/2005JB004005.
- Gassmann, F., 1951. Über die elasticität poröser medien. *Vierteljahrschr. Naturforsch. Ges. Zurich* 96, 1–23.
- Guéguen, Y., Dienes, J., 1989. Transport properties of rocks from statistics and percolation. *Math. Geol.* 21, 1–13.
- Guéguen, Y., Chelidze, T., Le Ravalec, M., 1997. Microstructures, percolation thresholds, and rock physical properties. *Tectonophysics* 279, 23–35.
- Guéguen, Y., Sarout, J., Fortin, J., Schubnel, A., 2009. Cracks in porous rocks: tiny defects, strong effects. *Lead. Edge* 40–47.
- Heney, F., Pomphrey, N., 1982. Self-consistent elastic moduli of a cracked solid. *Geophys. Res. Lett.* 9, 903–906.
- Johnston, D., Toksoz, M., Timur, A., 1979. Attenuation of seismic waves in dry and saturated rocks: II. Mechanisms. *Geophysics* 44, 691–711.
- Jones, T., 1986. Pore fluids and frequency-dependent wave propagation in rocks. *Geophysics* 51, 1939–1953.
- Kachanov, M., 1980. Continuum model of medium with cracks. *J. Eng. Mech. Div.* 106, 1039–1051.
- Kachanov, M., 1993. Elastic solids with many cracks and related problems. Vol. *Advances in Applied Mechanics*. Academic Press, Boston, MA, pp. 259–445. Ch. 30.
- Kachanov, M., Tsukrov, I., Shafiro, B., 1994. Effective moduli of solids with cavities of various shapes. *Appl. Mech. Rev.* 47, 151–174.
- Kuster, G., Toksoz, M., 1974. Velocity and attenuation of seismic waves in two phases media: part I. Theoretical formulations. *Geophysics* 39, 587–606.
- Le Ravalec, M., Guéguen, Y., 1996a. Elastic wave velocities in partially saturated rocks: saturation hysteresis. *J. Geophys. Res.* 101, 837–844.
- Le Ravalec, M., Guéguen, Y., 1996b. High- and low-frequency elastic moduli for a saturated porous/cracked rock – differential self-consistent and poroelastic theories. *Geophysics* 61, 1080–1094.
- Le Ravalec, M., Guéguen, Y., Chelidze, T., 1996. Magnitude of velocity anomalies prior to earthquakes. *J. Geophys. Res.* 101 (B5), 11217–11223.
- Lucet, N., Zinszner, B., 1992. Effects of heterogeneities and anisotropy on sonic and ultrasonic attenuation in rocks. *Geophysics* 57 (8), 1018–1026.
- Mavko, G., Jizba, D., 1991. Estimating grain-scale fluid effects on velocity dispersion in rocks. *Geophysics* 56, 1940–1949.
- Mavko, G., Mukerli, T., 1998. Bounds of low-frequency seismic velocities in partially saturated rocks. *Geophysics* 63 (3), 918–924.
- Mavko, G., Nur, A., 1975. Melt squirt in asthenosphere. *J. Geophys. Res.* 80, 1444–1448.
- Murphy, W., 1985. Sonic and ultrasonic velocities: theory versus experiment. *Geophys. Res. Lett.* 12 (2), 85–88.
- Norris, A., 1985. A differential scheme for the effective moduli of composites. *Mech. Mater.* 4, 1–16.
- O'Connell, R., Budiansky, B., 1977. Viscoelastic properties of fluid-saturated cracked solids. *J. Geophys. Res.* 82, 5719–5735.
- Rathore, J., Fjaer, E., Holt, R., Renlie, L., 2006. P- and s-wave anisotropy of a synthetic sandstone with controlled crack geometry. *Geophys. Prospect.* 43 (6), 711–728.
- Sams, M., Neep, J., Worthington, M., King, M., 1997. The measurement of velocity dispersion and frequency-dependent intrinsic attenuation in sedimentary rocks. *Geophysics* 62 (5), 1456.
- Schubnel, A., Guéguen, Y., 2003. Dispersion and anisotropy of elastic waves in cracked rocks. *J. Geophys. Res.* 108 (B2).
- Shafiro, B., Kachanov, M., 1997. Materials with fluid-filled pores of various shapes: effective elastic properties and fluid pressure polarisation. *Int. J. Solids Struct.* 34, 3517–3540.
- Shaw, R., Srivastava, S., 2007. Particle swarm optimization: a new tool to invert geophysical data. *Geophysics* 72 (2).
- Takei, Y., 2002. Effect of pore geometry on v_p/v_s : from equilibrium geometry to crack. *J. Geophys. Res.* 107 (B2).
- Thomsen, L., 1995. Elastic anisotropy due to aligned cracks in porous rock. *Geophys. Prospect.* 43, 805–829.
- Walsh, 1965. The effect of cracks on the compressibility of rock. *J. Geophys. Res.* 70, 381–389.
- Winkler, K., 1986. Estimates of velocity dispersion between seismic and ultrasonic frequencies. *Geophysics* 51, 183–189.
- Zimmerman, R., Somerton, W., King, M., 1986. Compressibility of porous rocks. *J. Geophys. Res.* 91 (12), 12,765–12,777.

Annexe 3

The relationship between hydrodynamic properties and weathering of soils derived from volcanic rocks, Galapagos Islands (Ecuador).

M. Adelinet¹, J. Fortin¹, N. d'Ozouville² and S. Violette²

¹École Normale Supérieure, Laboratoire de Géologie, UMR 8538

²Université Pierre et Marie Curie, UMR 7619, Sisyphé

Publié dans *Environmental Geology*, Volume 56, Pages 45–58, 2008

The relationship between hydrodynamic properties and weathering of soils derived from volcanic rocks, Galapagos Islands (Ecuador)

M. Adelinet · J. Fortin · N. d'Ozouville · S. Violette

Received: 20 March 2007 / Accepted: 13 November 2007 / Published online: 4 December 2007
 © Springer-Verlag 2007

Abstract The aim of this interdisciplinary study is to examine a component of the hydrological cycle in Galapagos by characterizing soil properties. Nine soil profiles were sampled on two islands. Their physical and hydrodynamic properties were analyzed, along with their mineralogical composition. Two groups of soils were identified, with major differences between them. The first group consists of soils located in the highlands (>350 m a.s.l.), characterized by low hydraulic conductivity ($<10^{-5} \text{ m s}^{-1}$) and low porosity (<25%). These soils are thick (several meters) and homogeneous without coarse components. Their clay fraction is considerable and dominated by gibbsite. The second group includes soils located in the low parts of the islands (<300 m a.s.l.). These soils are characterized by high hydraulic conductivity ($>10^{-3} \text{ m s}^{-1}$) and high porosity (>35%). The structure of these soils is heterogeneous and includes coarse materials. The physical properties of the soils are in good agreement with the variations of the rainfall according to the elevation, which appears as the main factor controlling the soil development. The clayey alteration products constrain soils physical and hydrodynamic properties by reducing the porosity and consequently the permeability and also by increasing water retention.

Keywords Physical soil properties · Hydraulic conductivity · Mineralogical composition · Galapagos Islands

Introduction

During the last decades, the Galapagos Islands have experienced a constant increase of human population and consequently a growing demand for water. Understanding that the hydrological cycle is fundamental for water resource management, soil porosity, permeability, mineral composition and particle size are important elements within this cycle. Spatial variations of hydraulic properties can influence the amount and distribution of infiltration in the recharge areas.

Soil development from volcanic material depends largely on the weathering conditions. These conditions can be considered a result of geomorphological, climatic and biological factors (Quantin 1974). The effects of climate have been studied in different parts of the world by characterizing mineral composition, e.g., in Asia (Watanabe et al. 2006), America (Dubroeuq et al. 1998) and Europe (Lulli et al. 1988). Soil profile description, mineral composition inventory and physical property investigations are common ways of studying volcanic island soils (Quantin et al. 1991; Malucelli et al. 1999; Tegedor Salguero et al. 1986).

Weathering of volcanic parent material produces different minerals of phyllosilicates and oxyhydric oxides. The nature of these minerals depends on the environment in which they are formed. On the basis of their structures and chemical compositions, phyllosilicate clay minerals can be divided into three main classes: kaolinitic, smectitic and illitic. Oxyhydric oxides (Zebrowski 1975) and organometallic

M. Adelinet (✉) · J. Fortin
 Ecole Normale Supérieure, Laboratoire de Géologie,
 UMR 8538, Paris, France
 e-mail: mathilde.adelinet@ens.fr

N. d'Ozouville · S. Violette
 Université Pierre et Marie Curie, UMR 7619,
 Sisyphe, Paris, France

complexes (Buytaert et al. 2005) are the final products and appear under intense weathering conditions. Vertical drainage of water also affects mineral alteration. Oxides (gibbsite, hematite, etc.) are characteristic of very well drained soils, whereas illite and smectite minerals appear preferentially in poorly drained ones (Gense 1970). First stage weathering products are commonly 2:1 type clays (smectite and illite), while second stage products consist of oxide minerals (Ndayiragije and Delvaux 2003). In a volcanic parent material, primary minerals (pyroxene, olivine, feldspar) can weather to clay, but the volcanic glass preferentially leads to the formation of oxides due to Si depletion in relation to Al (Certini et al. 2006).

Besides the mineralogical composition, measurements of the physical properties and hydraulic conductivities of volcanic soils make it possible to understand their water retention and buffering capacity. Several authors have investigated the hydraulic properties of soils and related them to land-use (Giertz and Diekkrüge 2003; Dorel et al. 2000; Leroux and Janeau 1996; Spaans et al. 1989). On an African soil, Giertz et al. (2005) showed that the infiltration capacity was significantly lower in cultivated soils than in natural soils (savannah and forest environments). In a similar approach, Spaans et al. (1989) highlighted the impact of clearing tropical rain forest (Costa Rica) on the degradation of the structure and physical properties of volcanic surface soils. Few studies have focused on the hydrodynamic behavior of volcanic soil. Fontes et al. (2004) investigated the behavior of Andosol (a type of volcanic soil) in Tercera (Azores) and showed unusual physical properties such as high total porosity, >60%, but low hydraulic conductivity, $<10^{-5} \text{ m s}^{-1}$. At a larger scale, Tanaka and Sunarta (1994) showed, on Bali Island, a relationship between the regional changes in physical soil properties and the volcanic stratigraphy. These data enabled the authors to identify the hydrogeological recharge areas on Bali.

This paper focuses on the hydraulic and physical properties of the Galapagos soils and their relationship with the mineralogical composition, particularly the identification of the clay fraction. The purpose of this study is to understand the role of the soils in the hydrological cycle of volcanic islands by relating soil hydraulic properties with the weathering processes at the interface between the atmosphere and the subsurface.

Material and methods

Study area

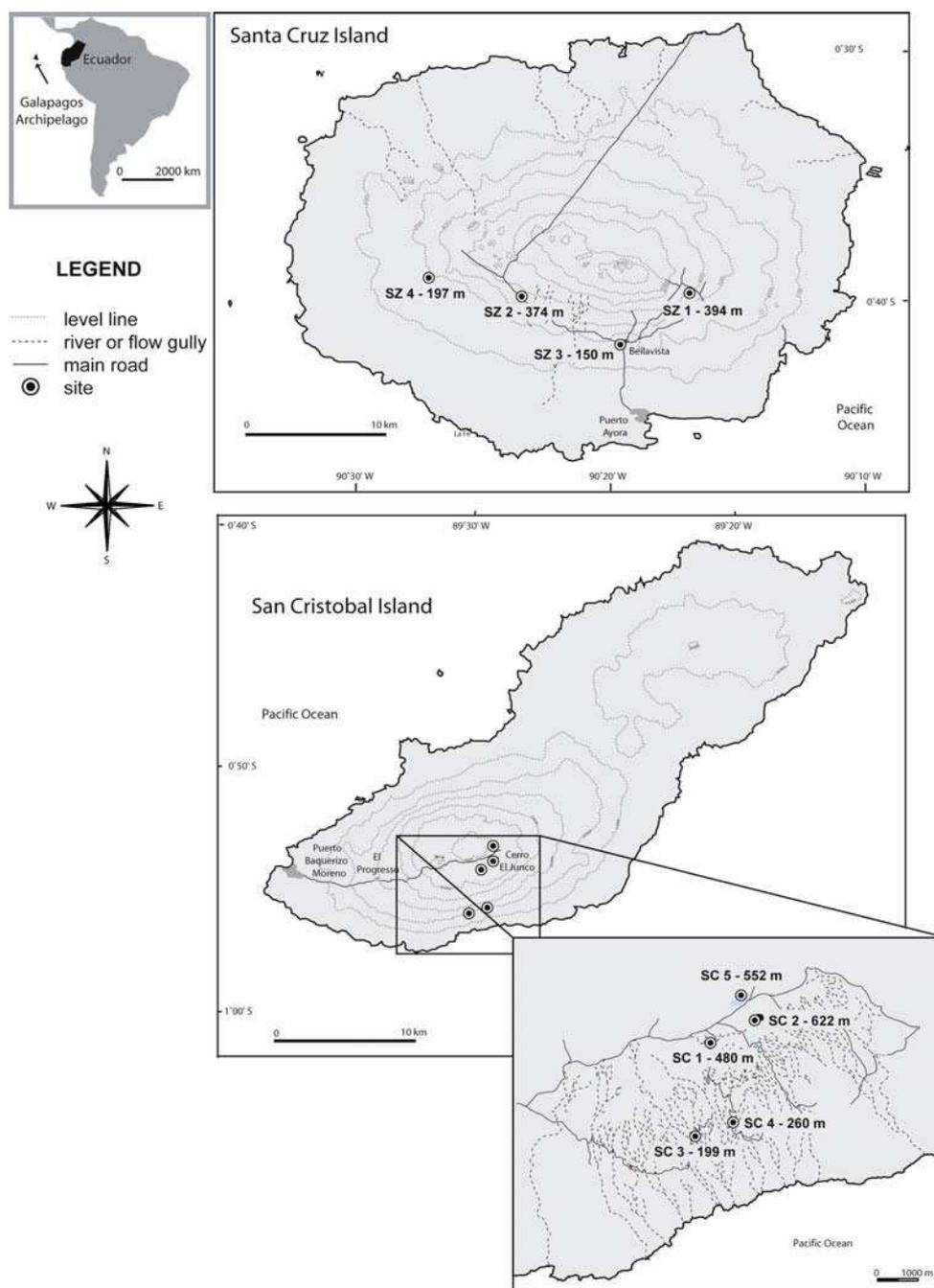
The Galapagos archipelago is located on the Equator in the Eastern Pacific Ocean. Santa Cruz and San Cristobal

Islands are located in the central and eastern part of the archipelago (Fig. 1). Geologically they belong to the “Central Sub-province” (Mc Birney and Williams 1969). These volcanic islands have not been active in historical time. They are shaped smooth shields without summital calderas in contrast to the active western volcanoes of the archipelago. Major geological characteristics of the two islands are summarized in Table 1. The emergence of Santa Cruz Island is dated to about 2 million years (m.a.) and the youngest lava flow is dated to about 0.6 m.a. Lavas younger than several thousand years, characterized by lack of colonizing vegetation, cannot be dated, but are found on the northern part of the island. The emergence of San Cristobal island is dated to around 2.4 m.a. The last lava flows on the southern part of the island are dated to around 0.65 m.a. (Geist et al. 1985). The northern part of the island consists of low-lying recent lava flows and was not included in the study. The Galapagos Islands are formed by mixed basaltic rocks. The lavas are generally alkaline in nature with some tholeiitic MORB at certain stages (White et al. 1993, Geist et al. 1998). Unlike Santa Cruz Island, the highlands of San Cristobal are covered by thick pyroclastic deposits dated from the end of its volcanic activity to a depth of 10–20 cm (Geist et al. 1985).

The climate of the Galapagos Islands is unusually dry and cold for their equatorial position. This is due to the prevailing south-east (SE) trade winds and cold oceanic currents that converge in the archipelago. There are two main seasons on the islands with major differences in temperature and rainfall rates. From January to June (the hot season, “invierno”), the climate is warm with occasional heavy rain showers. From June to December (the cool season, “garua”), the air is cooler and an inversion layer is created. It brings a moisture-laden mist to the highlands whereas the lowland areas remain dry. Average annual rainfall ranges from 500 mm on the coast to 1,500–2,000 mm in the highlands (above 500 m a.s.l.) on the southern windward side. The northern leeward side of the island only receives rainfall during heavy storms in the hot season. Rainfall can quadruple during El Nino years. As a consequence, the soils on the two sides of the islands are different in their thickness, structure and composition. This study focused on the soils developed on the windward side of the islands as the soil cover on the northern side is poorly developed.

The vegetation distribution shows direct dependence on altitude, slope, exposition to trade winds and level of air moisture (Ingala et al. 1989). Three main climatic units are distinguishable: a dry zone, a humid zone and a summit zone. The vegetation distributions on Santa Cruz and San Cristobal are similar while their geomorphologies are very distinct. The low parts of Santa Cruz, near the coast, are relatively flat; the morphology becomes more abrupt in the

Fig. 1 Location of studied sites on Santa Cruz and San Cristobal Islands, Galapagos archipelago, Ecuador (modified from Ingala et al. (1989) and Adelinet (2005)). Rivers or flow gullies are represented by *thick dotted lines*. Sites for in-situ measurements and samples collecting were selected at different altitudes on the slopes of Santa Cruz and San Cristobal Islands. Different parent material was another criterion for choosing sites



highlands with steep slopes. On San Cristobal, the slopes are consistent from coast to highland. In its summit area, Santa Cruz is marked by an east–west cone alignment, whereas San Cristobal has a gentler landscape with rows of hills and plateaus.

Despite apparently similar climatic conditions and vegetation distribution, Santa Cruz and San Cristobal islands differ greatly in their hydrological characteristics. On Santa Cruz, surface flow exists only during heavy rainfall and intense “garua” seasons. A single spring exists at an altitude of 400 m a.s.l. at the foot of a cinder cone. On

the southern part of San Cristobal, about 30 permanent streams are known; all recharged by permanent springs located at different altitudes (Fig. 1).

Laruelle (1966) studied soils of Santa Cruz and described several pedological units based on differences in structure and composition. The Santa Cruz and San Cristobal morphopedological maps from Ingala et al. (1989) focus on agricultural areas. The study showed that the islands have the same general structure, successive underlying lavas, but a different evolution leading to different soil units. The main factor identified as a cause of

Table 1 Geological and morphological characteristics of studied islands

Island	Area (km ²)	High point (m)	Emergence age (m.a.)	Last lava flow age (m.a.)
Santa Cruz (SZ)	1,000	870	2	0.6
San Cristobal (SC) southern side	550	730	2.4	0.65

soil differentiation is the quantity of rainfall and not the age of the geological formations. In an agricultural area on San Cristobal, a study was made to characterize the cultivated soils. Measurements of hydraulic conductivity using a double-ring infiltrometer were carried out on sites located at different altitudes but always on ploughed fields (Ipade and Fundar 2003).

Study site

Based on differences between climate zones and parent material, respectively four and five soil profiles were selected on Santa Cruz and San Cristobal Islands (Table 2). Figure 1 shows the sampling sites and their elevation. The sites were selected on preserved areas, which had not been ploughed and were representative of a natural Galapagos area, with limited human disturbance. Soil sampling was carried out in April 2006, in the middle of the hot season.

Table 2 Major morphological characteristics of studied profiles

	Horizon	Altitude (m)	Depth (cm)	Parent material	Soil division	Vegetation
Santa Cruz	SZ 1 A	394	50	Ash	Argiudolls	Bush
	SZ 1 B	394	10	Ash	Lithic Argiudolls	Bush
	SZ 2	374	3	Basalt	Lithic Dystrandepts	Green meadow
	SZ 3	150	0	Basalt	Lithic Argiudolls	–
San Cristobal	SZ 4	197	0	Basalt	Lithic Argiudolls	Dry meadow
	SC 1	485	30	Basalt blocks	Oxic Dystrupepts	Arborescent shrub
	SC 2	622	5	Ash	Rhodudalfs	Bush
	SC 3 A	199	60	Basalt	Vertic Haplustalfs	Bush and tree
	SC 3 B	199	20	Basalt	Vertic Haplustalfs	Bush and tree
	SC 3 C	199	10	Basalt	Vertic Haplustalfs	Bush and tree
	SC 4	260	10	Basalt	Vertic Tropudalfs	Tree
	SC 5	552	2	Sour lime	–	Dry herbs

Soil divisions come from Ingala et al. (1989)

Table 3 Volume fraction of particles with size lower than 10 μm from three samples from San Cristobal

Site	Altitude (m)	Clay-silt fraction <10 μm (%)
SC 1	480	14
SC 2	622	36
SC 4	260	5

These fractions are not exactly the clay volume contents but the volume content of clay and part of silt

Determination of the clay fraction

In order to evaluate the clay volume fraction, three samples from San Cristobal (SC-1, SC-2, SC-4) were air dried and sieved. The volume fraction of particles with size less than 10 μm was deduced. These data are summarized in Table 3. This fraction is not exactly the clay volume fraction, but the “clay and a part of silt” volume fraction.

The X-ray diffraction (XRD) method was chosen to characterize the mineral composition of the studied soils. On each site, disturbed soil samples were taken in 20 cm³ plastic bottles. Two types of soil sampling were carried out: deep extraction for SZ-1A and SC-3A and surface extraction for all others. In the laboratory, clay fractions (<2 mm) were separated by sedimentation and flocculation with SrCl₂. Well-oriented clay fractions were obtained through sedimentation on glass tiles for X-ray diffractograms. A Philips diffractometer equipped with an X-celerator fast counter was used to record the diffraction patterns in the range of $2\theta = 2\text{--}35^\circ$ (Cu radiation).

Hydraulic conductivity in situ measurements

Two methods were used to measure the saturated hydraulic conductivity. The first was the double-ring infiltrometer, a common method to study spatial variability (Boivin et al. 1987; Touma and Boivin 1988). Two metal rings with diameters of, respectively, 28 and 53 cm were inserted into the soil. The rings were filled with water several times to ensure soil saturation before the measurements. Then, the decrease of the water level in the central ring was measured as a function of time. The hydraulic conductivity was deduced from Darcy's law, using a unit hydraulic gradient. Errors due to the procedure of the double-ring method are estimated to be in the order of 50%. Sources of errors include reading of the water level, time measurements and unit hydraulic gradient hypothesis.

The second method is based on the protocol used by Humbel (1975) and was adapted and improved for this study. A plastic ring with a 16 cm diameter and 10 cm length was inserted into the saturated soil and then removed. The sample was placed under a Mariotte bottle, which maintains a constant pressure head on the soil. The volume in the Mariotte bottle was measured as a function of time. The saturated hydraulic conductivity was deduced from Darcy's law, using a constant pressure head. Errors due to this method are estimated to be in the order of 30%. Main sources of errors are the reading of the water level in the Mariotte bottle and the time measurement. There are two disadvantages to this method: first, the sample can be damaged during extraction and second, the soil hydraulic conductivity is measured on a smaller scale than with the double ring. The advantage of this method is that it does not need the unit hydraulic gradient hypothesis to be made.

Porosity measurements

The protocol for measuring surface porosity was developed by Bruce Velde from the *Laboratoire de Géologie* at the *Ecole Normale Supérieure* in Paris and is based on image analysis in relation to surface structure and pore observations (Velde 1999; Li et al. 2004). Undisturbed soil samples were taken in 10-cm diameter plastic tubes. Samples were sealed and transported to the laboratory. There, they were impregnated with Epoxy resin (Ciba-Giegy DY0397 resin) mixed with a yellow fluorescent dye (fluorescein). The different tubes containing the soil samples were cut into horizontal segments of 2 cm thickness from the top of the tubes. These sections are photographed under ultraviolet light of high intensity in the 365-nm region. The pictures are treated by the Adobe Photoshop[®] software. Using a threshold maximum intensity, the yellow color appears as white revealing the pores. The solid soil material is not affected by the ultraviolet light and appears black (Fig. 2). This method allows measurements of surface porosity by calculating the distribution of the white and the black portions of the sample. As the resin used for filling the pores is forced to flow through the porosity network, the actual porosity calculated P is the connected porosity. Errors due to the porosity measurement protocol are estimated to be in the order of 10% (Li et al. 2004).

The influence of air humidity on the porosity was investigated on samples from two sites, SC2 and SC4. Each soil sample was placed in a controlled atmosphere with a prescribed air humidity rate (HR = 0; 76; 96%), as described in Table 4. After 20 days in a controlled atmosphere, the samples were treated by the same procedure as mentioned above.

Fig. 2 Selected binary images after a threshold treatment. For example, porosity of sample collected at 150 m a.s.l. (SZ3) is about 37%. These images show that the porosity decreases when the altitude increase. This is partially explained by the clay fraction contained in soils: more present and diversified in samples from high altitude than in samples from the low parts

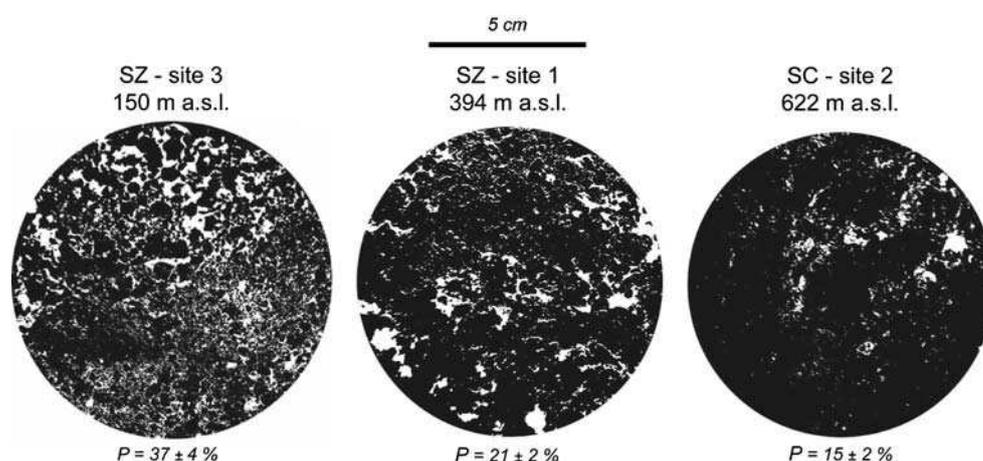
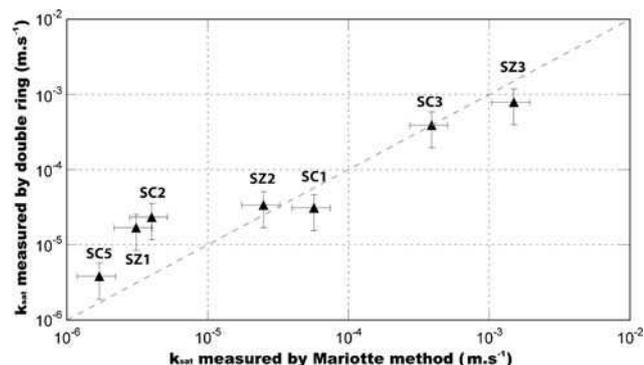


Table 4 San Cristobal samples were conditioned under controlled atmosphere with prescribed relative humidity (RH)

Site [altitude (m)]	Sample no.	RH rate (%)
SC2 (622)	1	0
SC2 (622)	2	76
SC2 (622)	3	96
SC4 (260)	1	0
SC4 (260)	2	96

**Fig. 3** Hydraulic conductivities obtained by double ring plotted against hydraulic conductivities obtained by Mariotte method. *Error bars* are estimated to be in the order of 30% for double ring method and 50% for the Mariotte method. This figure shows a very good agreement between the values obtained with these two methods

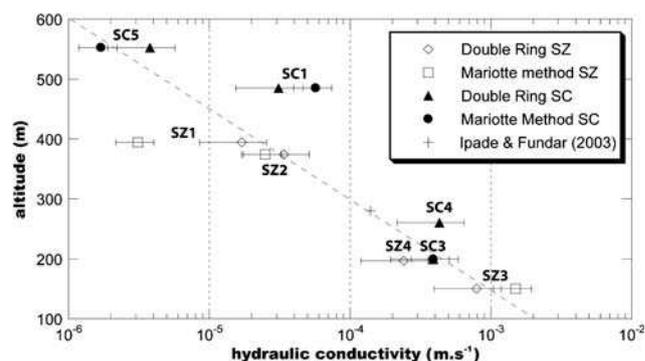
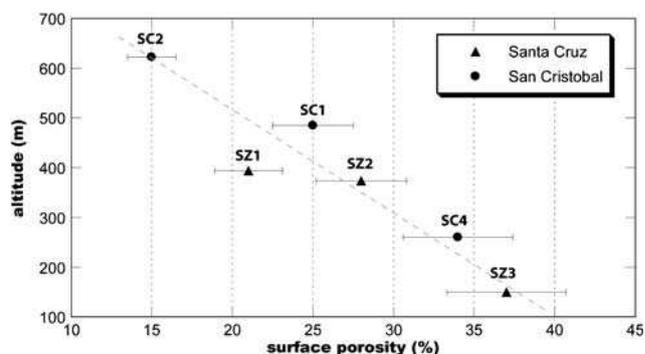
Results

In situ and laboratory results

Hydraulic conductivity measurements

Figure 3 shows hydraulic conductivities determined by both methods. There is a good agreement between the measurements obtained by the double ring and Mariotte method. For example, on SC3, the hydraulic conductivities determined by both the methods are identical and $k_{\text{sat}} = 3.9 \times 10^{-4} \text{ m s}^{-1}$. More generally, values obtained by both the methods are similar and always are of the same order of magnitude.

The measured hydraulic conductivities of Galapagos soils are in the range of 1.5×10^{-3} to $1.7 \times 10^{-6} \text{ m s}^{-1}$. Figure 4 shows hydraulic conductivities plotted against altitude. The hydraulic conductivities measured in the high altitude parts of the islands are much lower than the ones measured in the low elevation parts. Moreover, the decrease of the log-hydraulic conductivity measurements versus altitude is linear (Fig. 4). This trend is observed in both Santa Cruz and San Cristobal. For instance, SZ4 and SC3 are located at around the same altitude (197 and

**Fig. 4** Sites altitude plotted against hydraulic conductivity. *Error bars* are estimated to be in the order of 30% for double ring method and 50% for the Mariotte method. The value denoted *K IPADE* comes from Ipade and Fundar (2003). This figure highlights a relationship between altitude and hydraulic conductivities of soils: log-hydraulic conductivities are lower in high altitude than in low altitude and the trend seems to be linear**Fig. 5** Sites altitude plotted against surface porosity. *Error bars* are estimated to be in the order of 10% due to the porosity measurement procedure. This figure shows a relationship between altitude and porosity measurements: soils are less porous in high altitude than in low elevation parts and the trend seem to be linear

199 m, respectively) and both their measured hydraulic conductivities are close to $3 \times 10^{-4} \text{ m s}^{-1}$.

Porosity measurements

The different porosity measurements obtained from the six study sites versus altitude are plotted in Fig. 5. Porosity is in the range of 15–37%. A strong correlation between porosity and altitude is again noticeable. Indeed, at an altitude of 622 m, the porosity is 15% whereas at an altitude of 150 m, near the coast, the porosity is 37%. The shape of porosity evolution as a function of altitude (Fig. 5) is similar to the shape of the evolution of log-hydraulic conductivity versus altitude shown in Fig. 4.

Samples from sites SC2 and SC4 were placed under controlled atmospheric conditions (see “Hydraulic

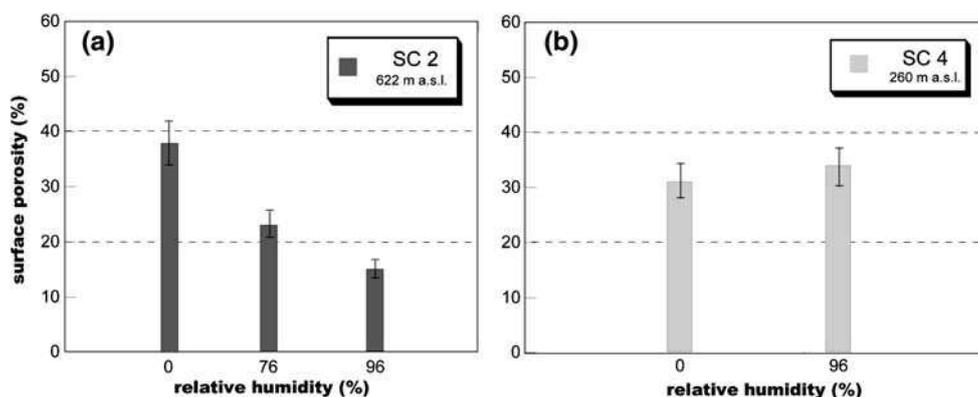


Fig. 6 Surface porosity plotted against relative humidity rate with error bars of 10%; SC2 (a) and SC4 (b) was respectively extracted at 622 and 260 m of altitude. This figure shows that the highland soil is sensitive to variation in humidity rate, which is not observed for soil from low-lying areas. This observation can be related to the structure

conductivity in situ measurements” and Table 4). Results are presented in Fig. 6. In the case of SC2, samples were extracted at 622 m. Figure 6a shows that porosity is sensitive to air humidity and decreases when the humidity rate is raised. In the case of SC4, samples were extracted at 260 m. Contrary to the behavior of SC2 samples, any variation in porosity with a fluctuating relative humidity rate is observed (Fig. 6b). This difference of behavior was discussed in “Porosity versus prescribed air humidity”.

X-Ray diffraction results

X-Ray diffractograms of Santa Cruz and San Cristobal samples are presented in Fig. 7I–VI, respectively. Semi quantitative composition is shown in Table 5.

Results from samples extracted on the surface

Samples collected at low altitude (SZ3 and SZ4) from Santa Cruz Island, show very poor diffraction patterns although weak kaolinite peaks appear (Fig. 7I–bc; Table 5). Samples from the highlands (SZ2 and SZ1 B) show several characteristic peaks of gibbsite, kaolinite and hematite (Fig. 7I–a, II–d; Table 5). These results prove that the clay crystallogeny is more pronounced at high altitude than in the lower parts of the island.

Samples from San Cristobal Island show different XRD signatures. Samples extracted from the lowlands (SC3 and SC4) present a pattern with recognizable peaks of kaolinite and gibbsite (Fig. 7V–ij; Table 5). Moreover, SC4 shows a sharp peak, characteristic of hematite (Fig. 7V–i). For SC1 sample collected at high altitude, the XRD signature is characterized by a very sharp peak typical of gibbsite and

of soils. At altitude, clay fraction is more important, thus soil is sensitive to humidity variation. The clay swells which result in a decrease of the porosity. On the contrary in the low-altitude zones, soils are more granulous (without clay cement). Thus the humidity rate variation has a weak impact on the hydrodynamic behavior

peaks of kaolinite (Fig. 7III). A broad peak at 4.16 Å may be due to the presence of cristobalite probably of high-temperature origin (Fig. 7III). The SC2 sample diffractogram is very noisy and only characterized by a peak of gibbsite (Fig. 7IV–h). Finally, the SC5 sample presents a pattern with sharp peaks of gibbsite and kaolinite (Fig. 7IV–g). Contrary to Santa Cruz, clay crystallogeny from low parts of San Cristobal seems to be already diversified.

Results from samples extracted at depth (more than 20 cm)

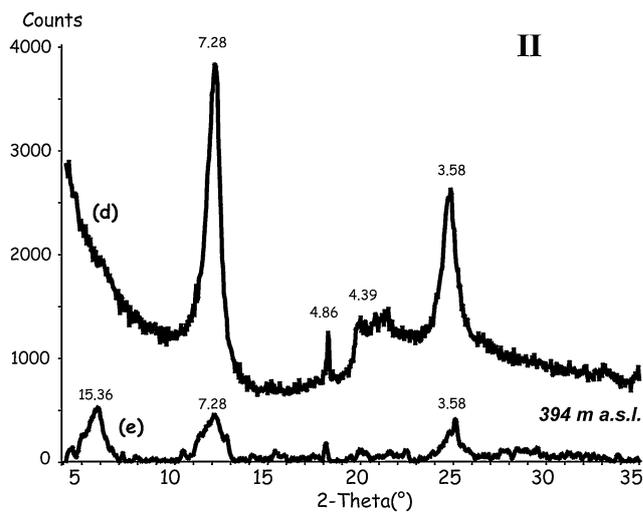
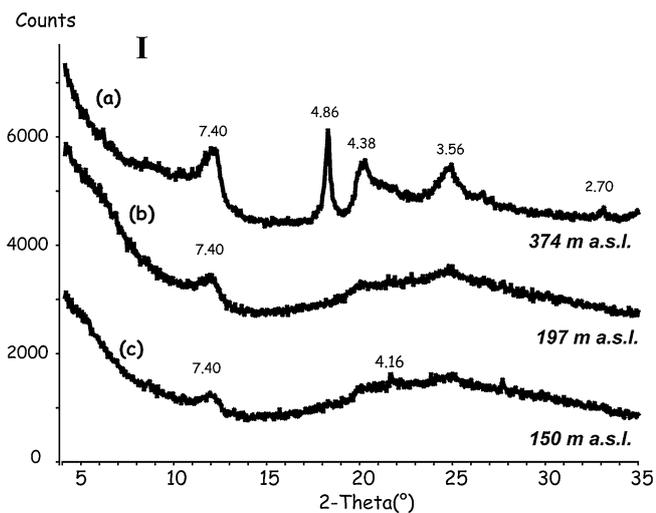
The XRD diffraction diagrams of samples from deep soils, SZ1 A (Santa Cruz) and SC3 A (San Cristobal), are shown in Fig. 7II–e and VI–k, respectively. Both show the presence of a sharp reflection ~ 15.36 Å, characteristic of a new clay family smectite. To summarize, the material extracted at depth shows the trace of a 2:1 clay mineral (smectite), whereas on the surface, all the identified clay minerals are 1:1 or oxide minerals (gibbsite and hematite).

Discussion

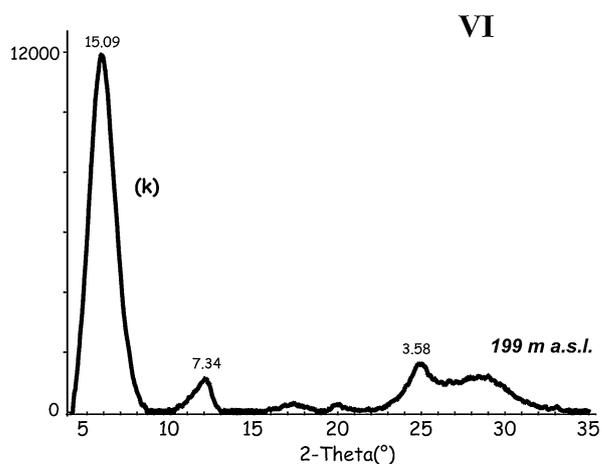
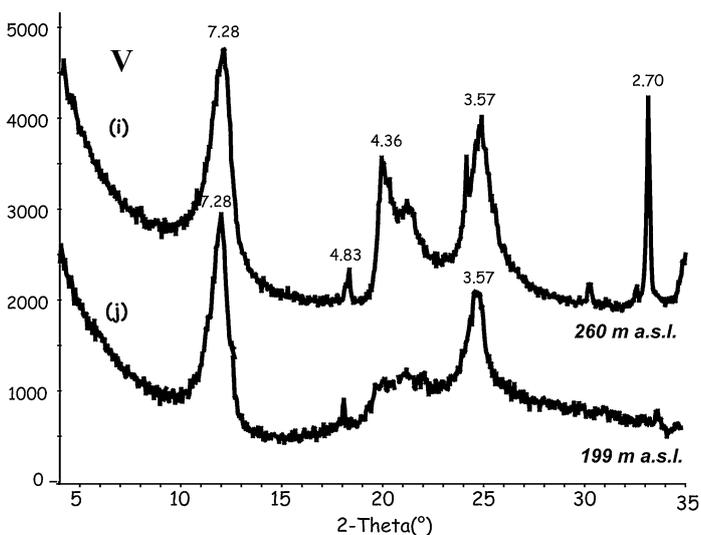
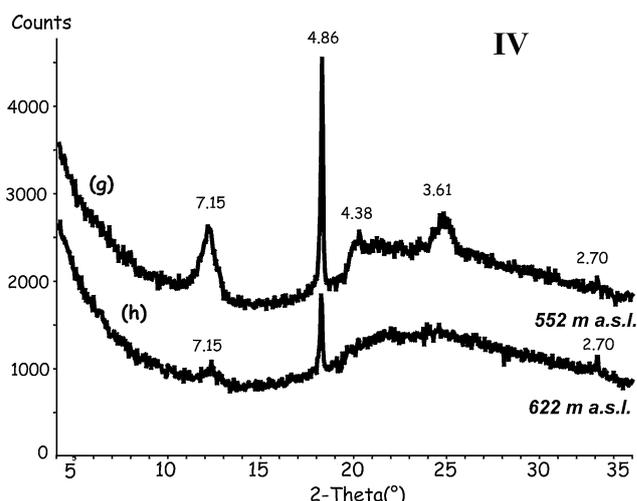
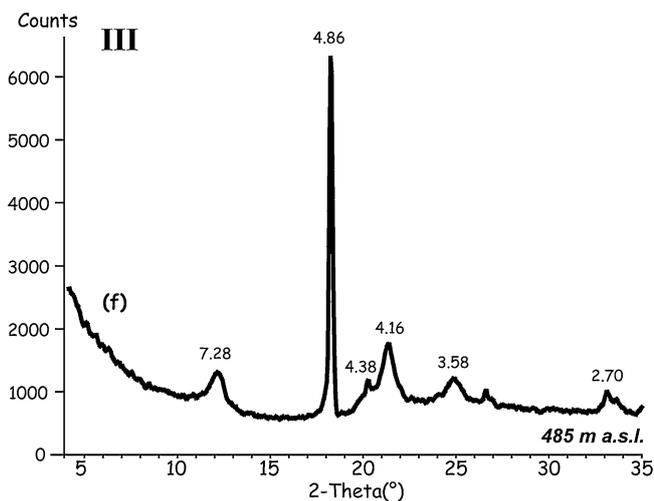
Soil physical properties versus altitude

Figure 4 shows that the hydraulic conductivity of soils is controlled by altitude. This observation can be related to the variation in rainfall with altitude. The linear decrease of $\log-k_{\text{sat}}$ versus altitude (Fig. 4) could be related to the orographic gradient of rainfall. However, there are not enough weather stations on the islands to obtain a good trend of the rainfall evolution versus altitude. This relationship between rainfall and hydraulic conductivities has been studied on other volcanic complexes. For example, on

Samples from Santa Cruz



Samples from San Cristobal



◀ **Fig. 7** Diffractograms of Santa Cruz samples: **I** Results from (a) SZ2 sample, (b) SZ4 sample and (c) SZ3 sample. **II** Comparison between samples collected at the same altitude (394 m a.s.l.) but (d) extracted on the surface (SZ1 B), (e) extracted at depth ~50 cm (SZ1 A). Diffractograms of San Cristobal samples: **III**, **IV** Results from samples collected at high altitude (f) sample SC1, (g) sample SC5, (h) sample SC2. **V** Results from samples collected at low altitude (i) sample SC4, (j) 199 m a.s.l., sample SC3. **VI** (k) Results from sample extracted at depth (~60 cm) at 199 m a.s.l. (SC3 A). For highland soils prevailing mineral is gibbsite (4.86 peak), whereas at lower altitude crystallogeny is less diversified with only presence of kaolinite clay (~7.40 peak), especially on Santa Cruz. For samples extracted at depth, we observe the presence of smectite family clay minerals (~15–15.5 peak). This implies that the degree of alteration is less important at depth than in surface

Bali Island, Tanaka and Sunarta (1994) showed that the soil hydraulic conductivity trend is inversely correlated to rainfall and altitude.

As for hydraulic conductivity, porosity is also a function of altitude (Fig. 5). Soils at high altitudes are characterized by a lower porosity than that measured on samples from low elevation zones. Trends of porosity evolution and hydraulic conductivity evolution are similar.

On Galapagos Islands, the main part of the precipitation is brought by the trade winds, thus the geographical position of islands play a key role (see “Differences between Santa Cruz and San Cristobal” and Fig. 1). The highland soils of both the islands receive moisture throughout the year, by rain showers during the hot season and permanent mist during the cold season. As a consequence, soils in the highlands are wet, mostly during the whole year, due to the permanent supply of atmospheric water. Furthermore, it has been proved on volcanic islands that meteoric water is one of the main weathering agents (Quantin 1974). The quantity of rainfall, via the alteration processes, seems to

be the main factor controlling hydraulic conductivity of the Galapagos soils.

Vegetation can affect the soil physical properties via the root system. A soil is more cohesive if covered by dense vegetation, even if it is only bushes or shrubs (Sarah and Rodeh 2003). On Santa Cruz and San Cristobal Islands, vegetation is much more developed in the highlands than near the coast and consists of endemic or introduced shrubs and trees (Ingala et al. 1989; Adelinet 2005). Thus, at high altitudes, the root systems can play a key role in the soil structure and hydrodynamic behavior by reducing the hydraulic conductivity and porosity. Note that these two factors (rainfall variation and vegetation) are not independent.

Effect of the clay fraction on the physical properties of soil

Clay minerals composition

The mineralogical data reveals three results of interest.

- (1) In the surface samples extracted at high altitude, gibbsite is always present and associated with a 1:1 clay mineral (kaolinite family) and sometimes with another oxide (hematite). The presence of these three minerals is the result of intense chemical weathering and indicates that these soils are well drained (Gense 1970; Zebrowski 1975).
- (2) The mineralogical data show a difference in mineral composition between the soils from high and low altitudes. This difference is clearly observed in Santa Cruz Island. Samples from low

Table 5 Semi-quantitative composition of the clay fraction

	Cristobalite SiO ₂	Smectites	Kaolinite Si ₂ O ₅ Al ₂ (OH) ₃	Gibbsite Al(OH) ₃	Hematite Fe ₂ O ₃
Main peaks	4.2	15/16	7.4–3.5	4.8–4.4	2.7
<i>Santa Cruz</i>					
SZ 1, 394 m, D	–	++	+	–	–
SZ 2, 374 m	–	–	++	++	+
SZ 3, 150 m	tr	–	+	–	–
SZ 4, 197 m	–	–	+	–	–
<i>San Cristobal</i>					
SC 1, 485 m	+	–	+	++	+
SC 2, 622 m	–	–	tr	+	tr
SC 3A, 199 m, D	–	++	+	–	–
SC 3B	–	–	++	+	–
SC 3C	–	–	++	+	–
SC 4, 260 m	–	–	++	+	++
SC 5, 552 m	–	–	++	++	+

D depth sampling, tr traces, +clearly present, ++abundantly present, –absent

altitudes (Fig. 7I-b, I-c) produce very noisy diffractograms with poor patterns. This can be explained not only by a lack of extracted clay material but also by the fact that clays are not well crystallized. On the contrary, at higher altitudes clay crystallogeny is more diversified. In San Cristobal Island, the difference in clay composition between low and high elevation soils is not so clear. The diffractograms from all the samples (from high and low altitudes) show distinct clay crystallogeny. To understand this mineralogical difference between the two islands, we need to take into account the age of the islands (Table 1). Quantin (1972) showed on Andosols that clay crystallogeny becomes more diversified with time, and the lavas from San Cristobal are older than those from Santa Cruz. Moreover San Cristobal is located further east than Santa Cruz. Consequently, the San Cristobal climate is more influenced by the trade winds, which bring most of the rainfall. Thus, the difference between the islands can be explained not only by time but also by climate differences.

- (3) Our XRD results show mineralogical differences between the samples extracted at depth (>20 cm) and taken from the surface. The deep samples are characterized by the presence of smectite, a mineral of the 2:1 clay family. This implies that the weathering is less effective at depth than on the surface. Ndayiragije and Delvaux (2003) report similar results on a perudic Andosol. As a consequence, the soil drainage is weaker at depth than on the surface, which suggests that the water flow is mostly sub-horizontal in the studied soils.

Porosity versus prescribed air humidity

As shown on Fig. 6, samples placed under controlled atmospheric conditions highlight two different soil structures. The porosity of the soil sample from high altitude is sensitive to humidity rate variations, a result, which is not observed in the sample collected from low-lying area. Such difference can only be explained by a different content in buffer clays. The clays recognized as buffer clay are predominantly the 2:1 phyllosilicate clays. Some clays of this family, such as smectites and vermiculites, possess a greater fraction of tetrahedral charge substitution, which confers them a swelling capacity (Pusch and Weston 2003; Skipper et al. 2006).

Assuming that soils from Galapagos Islands are a mixture of clay and aggregates, the total porosity P_t is given by Marion et al. (1992):

$$P_t = P_a - c(1 - P_c) \quad (1)$$

Where P_a is a pure aggregates porosity, P_c the porosity of pure clay, and c the clay fraction volume. Note that this last equation holds until clay entirely fills aggregates pore space. However in our porosity measurement protocol (see “Porosity measurements”), macropores are more easily taking into account than porosity of clay. Indeed the resin fills the macropores, but not the porosity clay, which is characterized by thin pores. Due to this artifact, the measured porosity can be approximate to:

$$P \approx P_a - c \quad (2)$$

Note that the measured porosity is close to the effective porosity, as the clay porosity contributes for a small amount to the global hydraulic conductivity.

Equation (2) can explain the observations reported in Fig. 6. Soil sample collected at high altitude areas (Fig. 6a) is characterized by an important clay fraction volume (36% of the volume fraction is made of particles with size lower than 10 μm , Table 3). When humidity rate increases, clays swell. This process not only induces an increase of the clay porosity P_c , but also of the clay fraction volume c (Fig. 8). As a consequence, an increase in c implies a decrease in the measured porosity (Eq. 2), which is in agreement with our experimental observation (Fig. 6a). On the contrary, sample collected from low-lying area is characterized by a small fraction of clay (5% of the volume fraction is made of the particles with size lower than 10 μm , Table 3). The swelling process also induces an increase of the clay volume content c , but in the proportion of the clay fraction, i.e. <5%. In this last case, the effect of swelling on the measured porosity can be negligible in agreement with our experimental data (Fig. 6b).

Relationship between porosity and permeability

As noted by several authors (e.g. Walsh and Brace 1984, de Marsily 1986; Guéguen and Palciaukas 1994; Revil and Cathles 1999), the relationship between porosity and permeability is not straightforward, as permeability is controlled by the porosity microstructure as well as the macroporosity. The different theoretical and empirical laws usually relate the “effective porosity” P to the “intrinsic permeability” k' (m^2). k' can be expressed as a function of hydraulic conductivity k :

$$k' = k \frac{\eta}{g \cdot \rho} \quad (3)$$

where g is the acceleration due to gravity and $\frac{\eta}{\rho}$ the water cinematic viscosity and are assumed to be $0.804 \times 10^{-6} \text{ m s}^{-1}$ at 30°C.

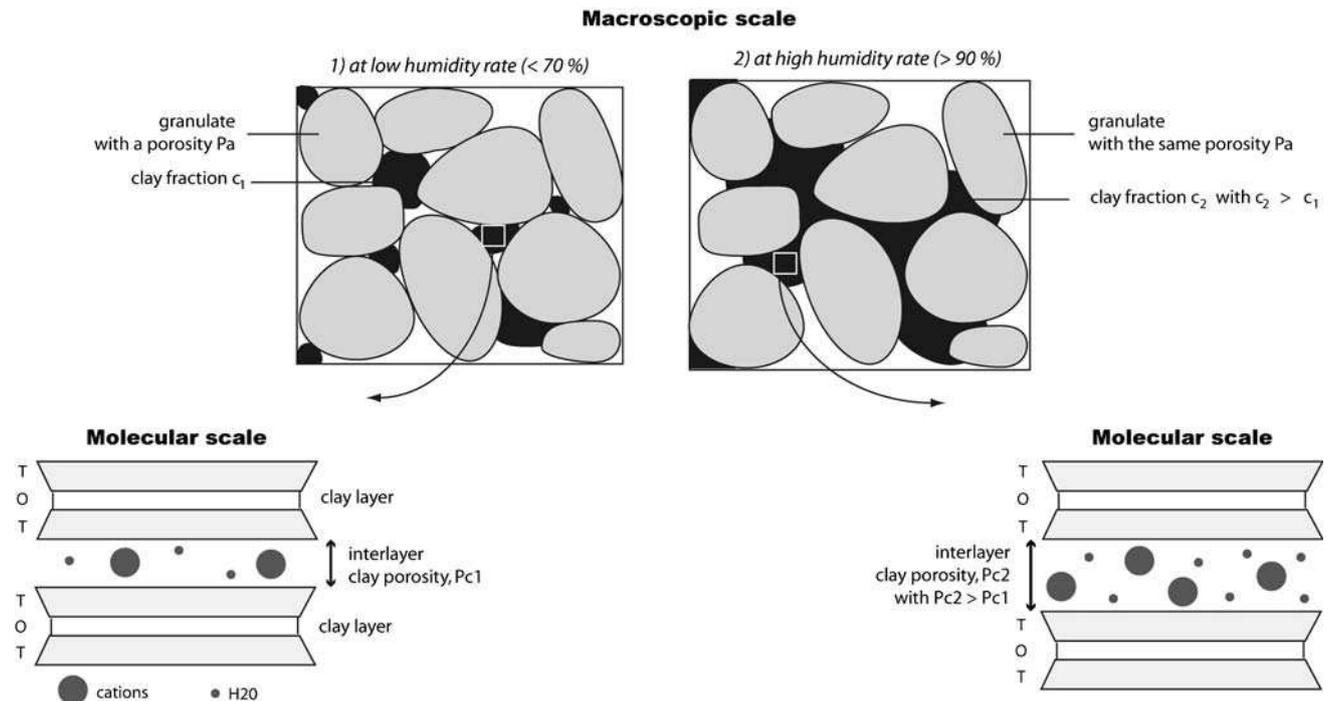


Fig. 8 Diagram showing the evolution of soil structure from high altitude areas. When humidity rate increases, clays swell. This process induces an increase of the clay porosity P_c , but also of the clay

fraction volume c . As a consequence, an increase in c implies a decrease in the measured porosity, which is in agreement with our experimental observations

Intrinsic permeability of Galapagos soils was directly deduced from the experimental hydraulic conductivity measurements.

Experimental data are summarized in Fig. 9. This figure shows a rapid reduction in permeability of more than two orders of magnitude as the porosity decreases from 37 to 25%. Then the permeability is almost constant ($k \approx 3 \times 10^{-13} \text{ m}^2$) in the porosity range of 21–15%.

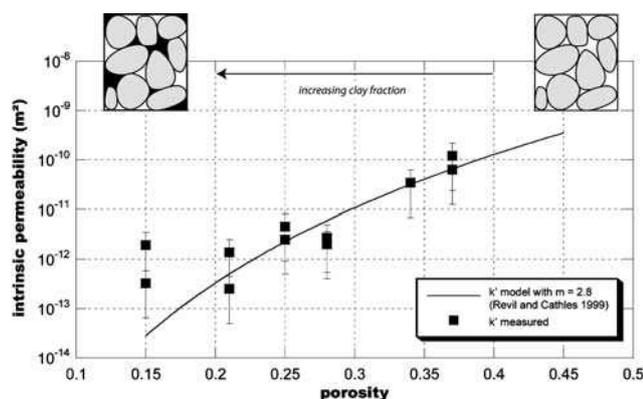


Fig. 9 Evolution on intrinsic permeability versus porosity (Black squares are experimental data). This figure shows a rapid reduction in permeability with decreasing porosity. An existing model had been employed (Revil and Cathles 1999) to supplement the experimentally observed trends between permeability, porosity and composition (predicted permeability trends is given by the black curve)

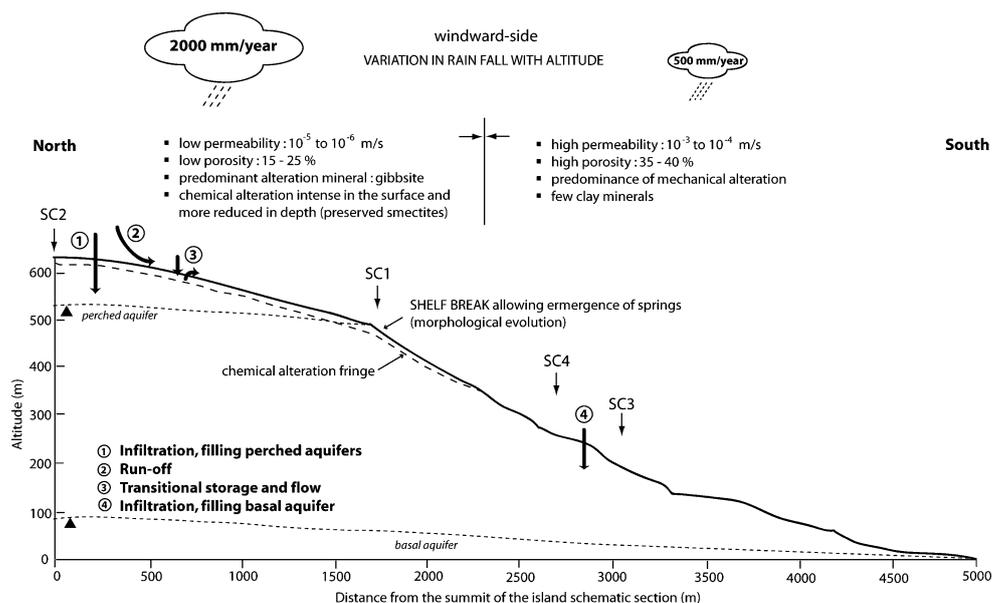
To supplement these experimentally observed trends between permeability, porosity and composition, an existing model (Revil and Cathles 1999) can be used to predict permeability as a function of porosity and clay content. Soils from low-lying areas (<300 m a.s.l) are assumed to be the result of a mechanical process and are mostly composed of aggregates. Then with increasing altitude, clay minerals are present due to alteration processes and fill the pore space. The total porosity of a mixture of aggregates and clays is given by the relation (1). Porosity can be related to intrinsic permeability following the methodology developed by Revil and Cathles (1999), where the permeability of a clayed aggregate is related to the permeability of a clean aggregate (k_a, P_a):

$$k' = k_a \left(\frac{P_t}{P_a} \right)^{3m} \quad (5)$$

m : cementation exponent.

Approximations are (1) sample SC4 from low-lying area is characterized by a measured porosity $P = 34\%$ and a low clay content $c < 5\%$, this leads from Eq. (2) to a pure aggregates porosity, $P_a \sim 40\%$; (2) in the same way the permeability of a clean aggregate is fixed to $k_a = 1.3 \times 10^{-10} \text{ m}^2$, a value extrapolated from the permeability of soil at low altitude; (3) the measured porosity is assumed to be equal to the total porosity. This last assumption will introduce errors as clay content increases; (4) as mentioned

Fig. 10 Schematic cross section of San Cristobal. Soil sampling locations and spatial variation of rainfall with altitude are represented on the figure. This diagram summarizes the role of soils in the hydrological cycle on San Cristobal Island. At altitude, precipitation can: (1) seep through the soil and recharge perched aquifers (2) run off if the infiltration capacity of the soil is exceeded and (3) be temporarily stored in the soil structure and fill streams for several days or even continuously. On the contrary, in the lowlands only infiltration process (4) takes place



in Revil and Cathles (1999), the cementation exponent m varies with pore geometry between $m = 1.5$ (interconnected open fractures) and 3 (large pores connected by narrow throats), here m is fixed to 2.8.

Intrinsic permeabilities estimated by the model are shown on Fig. 9. The model conforms correctly with the general trend observed in our measured permeability. In particular the rapid decrease in permeability, where the effective porosity decreases from 37 to 21%, is well reproduced and is explained with this model by the increasing clay content in the soil. For the high porous soils (range: 21–37%), according to the analyses of Revil and Cathles (1999), greater dependency of k' on the porosity of these soils suggests there are many more large pores interconnected with narrow throats and the interconnections increase with increasing porosity. In contrast, for the soil from high-lying areas (>300 m a.s.l), characterized by porosity in the range of 15–21%, there is a discrepancy between the predicted values and our measurements. This last observation points out the limit of the assumptions, especially the third one. At this stage, the model might underestimate the effect of the clay content and clay permeability on the global permeability.

Hydrological implications

Differences between Santa Cruz and San Cristobal

Ingala et al. (1989) and other authors showed that Santa Cruz and San Cristobal do not have the same soil parent material. Moreover, soils developed on San Cristobal are usually thicker than those on Santa Cruz. However, our results demonstrate that the soils on both islands are

characterized by a similar hydrodynamic behavior. This implies that climatic factors are more important than lithological ones. The same climatic impact was partially reported by Lulli et al. (1988) on the slopes of the volcanic complex of Vico in Italy.

As seen in “Study area”, the hydrological behaviors of Santa Cruz and San Cristobal Islands are very different. About 30thirty permanent streams exist on San Cristobal and none on Santa Cruz. However, our results prove that this difference cannot be explained by a distinct hydrodynamic behavior of the soils. The trends of physical soil properties (hydraulic conductivity and porosity) as functions of altitude are the same for both the islands. Soils from Santa Cruz and San Cristobal do not present the same clay minerals at a given altitude (see “Clay minerals composition”). However, the hydraulic properties seem to be primarily controlled by the clay volume content (see “Relationship between porosity and permeability”), which is broadly the same for both islands at the given altitude. As a consequence, the hydraulic conductivity trend is the same on both the islands: high conductivity at low altitude, and then a decrease in permeability with altitude as clay volume content increases.

The two distinct hydrological behaviors can be explained by differences in island morphology. Erosion is more advanced on San Cristobal than on Santa Cruz. The landscape on San Cristobal is gentler than on Santa Cruz and is characterized by rows of hills. This morphology allows springs to emerge at different altitudes (Adelinet 2005). On the contrary, the Santa Cruz landscape is steep which prevents springs from occurring. Two processes can explain these morphological differences: (1) a longer erosion time (San Cristobal is older than Santa Cruz) (2) wetter climatic conditions (San Cristobal is more

influenced by trade winds because of its eastern position. See Fig. 1).

Implications for surface runoff and infiltration areas

Our results have implications for the understanding of the hydrological cycle on the Galapagos Islands. Tanaka and Sunarta (1994) suggest that Bali areas of high permeability (more than 10^{-5} m s^{-1}) are groundwater recharge zones and areas of low permeability (less than 10^{-9} m s^{-1}) are discharge zones. On the basis of our measurements, we can also identify distinct hydrological processes (Fig. 10).

In the low-altitude zones (<300 m a.s.l.), soil hydraulic conductivity is high ($\sim 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$) which gives the soils a high infiltration capacity. The infiltration recharges the basal aquifer. Note that, rainwater as well as water from the streams can be infiltrated into this layer of soil. A previous study has shown that the flow in the streams is much weaker at 200 m a.s.l. than at 500 m a.s.l. (Adelinet 2005).

The hydraulic conductivity is lower in the high-altitude areas (>350 m a.s.l.), than in the low-altitude areas but large when compared with other data (Tanaka and Sunarta 1994; Fontes et al. 2004). The minimum values (10^{-6} m s^{-1}) are, in fact, higher by three orders of magnitude in the Galapagos Islands than in Bali (Tanaka and Sunarta 1994). Thus, we think that these soils play a key role in the hydrological cycle. As they are located at altitude, they are always under the influence of water (rainfall or mist). As a consequence, their infiltration capacity is often close to its maximum value. Precipitation in these areas can (1) seep through the soil and recharge perched aquifers, (2) run off if the infiltration capacity of the soil is exceeded and (3) be temporarily stored in the soil structure and fill streams for several days or even continuously.

Conclusion

Figure 10 presents a schematic cross-section of San Cristobal Island. The figure summarizes all the information collected during this work. The Galapagos soil data show marked differences in soil distribution derived from variations in rainfall with altitude. It is obvious that soil and aquifer hydrodynamics are partially controlled by soil weathering.

Regarding our results, a difference can be made between the weathered soils in the areas at high altitude and those in low-elevation parts of the islands. At altitude >350 m a.s.l., all the main weathering factors are brought together to chemically alter the soils: rainfall, local landform and time. The resulting soils are characterized by many clay minerals involved in water retention. The hydraulic conductivity and

porosity of these soils are around 10^{-6} m s^{-1} and 20%, respectively. These relatively low values can be explained by a process of pore space filling by the clayey alteration products. On the contrary, in the low-lying areas (<300 m a.s.l.) soils are less chemically weathered and the alteration processes are more mechanical; local landform and weather conditions can explain such difference. The hydraulic conductivity and porosity of the soils are around 10^{-4} m s^{-1} and 35%, respectively. These values in the low-lying soils suggest the presence of interconnected large pores.

While the aim of this paper was to characterize soil properties on the Galapagos Islands and their influence on soil hydrodynamic behavior, the next step is to simulate the hydrological processes in order to understand all of the hydrological cycle on the islands with the prospect of a better water management.

Acknowledgments We acknowledge the constructive comments of reviewers, their suggestions enhanced the manuscript. This work benefited from discussions with many scientists, among them the authors would like to thank Ghislain de Marsily and Yves Guéguen. The authors also warmly thank Professor B. Velde at the *Laboratoire de Géologie* of the *Ecole Normale Supérieure*, Paris for his help with the porosity protocol. Acknowledgments are also due to P. Barré, student of Professor B. Velde, for his help during XRD measurements and interpretations. The authors are also grateful to their sponsors: Fondation de France, Fondation Véolia-environnement, Fondation Schlumberger-Seed.

References

- Adelinet M (2005) Étude hydrologique des bassins versants de l'île de San Cristóbal, Galápagos, Équateur (hydrological study of the watersheds of San Cristóbal Island, Galapagos, Ecuador). Master's thesis, ENS Paris
- Boivin P, Touma J, Zante P (1987) Mesure de l'infiltrabilité du sol par la méthode du double anneau 1. résultats expérimentaux (Soil seepage measurements by double ring method 1. Experimental results). Cah ORSTOM, sér Pédol XXIV(1):17–25
- Buytaert W, Sevink J, De Leeuw B, Deckers J (2005) Clay mineralogy of the soils in the south Ecuadorian páramo region. *Geoderma* 127:114–129
- Certini G, Wilson M, Hillier S, Fraser A, Delbos E (2006) Mineral weathering in thrahydatic-derived soils and saprolites involving formation of embryonic halloysite and gibbsite at Mt. Amiata, Central Italy. *Geoderma* 133:173–190
- Dorel M, Roger-Estrade J, Manichon H, Delvaux B (2000) Porosity and soil water properties of Caribbean volcanic ash soils. *Soil Use Manage* 16:133–140
- Dubroeuq D, Geissert D, Quantin P (1998), Weathering and soil forming processes under semi-arid conditions in two Mexican volcanic ash soils. *Geoderma*. 86(1):99–122
- Fontes J, Gonçalves M, Pereira L (2004) Andosols of Terceira, Azores: measurement and significance of soil hydraulic properties. *Catena* 56:145–154
- Geist D, Mc Birney A, Duncan R (1985) Geology and petrogenesis of lavas from San Cristóbal, Galápagos Archipelago. *Geol Soc Am Bull* 97:555–566

- Geist D, Nauman T, Larson P (1998) Evolution of Galápagos magmas: mantle and crustal fractionation without assimilation. *J Petrol* 39:953–971
- Gense C (1970) Premières observations sur l'altération de quelques roches des Hautes Terres malgaches (First observations of weathering for several rocks in Highlands of Madagascar). *Cah ORSTOM, sér Pédol VIII(4)*:451–467
- Giertz S, Diekkrüge B (2003) Analysis of the hydrological process in a small headwater catchment in Benin (West Africa). *Phys Chem Earth* 28:1333–1341
- Giertz S, Junge B, Diekkrüger B (2005) Assessing the effects of land use change on soil physical properties and hydrological processes in the sub-humid tropical environment of West Africa. *Phys Chem Earth*. 30:485–496
- Guéguen Y, Palciaukas V (1994) Introduction to the physics of rocks. Princeton University Press, Princeton
- Humbel F (1975) Etude de la macroporosité des sols par des tests de perméabilité: Application d'un modèle de filtration aux sols ferrallitiques du Cameroun (Study of soil macroporosity through permeability measurements). *Cah. ORSTOM, sér. Pédol. vol. XIII*
- Ingala, Pronareg, Orstom (1989) inventario cartografico de los recursos naturales geomorfologia, vegetacion, hidricos, ecologicos y biofisicos de las islas Galápagos, Ecuador. Ingala
- Ipade, Fundar (2003) Diagnostico fisico y quimico de los suelos agricolas de la isla San Cristobal, Galapagos, Ecuador. Ipade
- Laruelle J (1966) Study of soil sequence on Indefatigable Island. In: Bowman RI The Galápagos. University of California, CA, pp 87–97
- Leroux Y, Janeau J (1996) Caracterización hidrodinámica de un suelo volcánico endurecido del Ecuador (cangahua), influencia de los estados de superficie. *Memorias del III simposio internacional sobre suelos volcánicos endurecidos*
- Li D, Velde B, Zhang T (2004) Observations of pores and aggregates during aggregation in some clay-rich agricultural soils as seen in 2D image analysis. *Geoderma* 118:191–207
- Lulli L, Bidini D, Quantin P (1988) A clima and litho soil-sequence on the Vico Volcano (Italy). *Cah ORSTOM, sér Pédol XXIV(1)*:49–60
- Malucelli F, Terribile F, Colombo C (1999) Mineralogy, micromorphology and chemical analysis of andosols on the Island of São Miguel (Azores). *Geoderma* 88:73–98
- Marion D, Nur A, Yin H, Han D (1992) Compressional velocity and porosity in sand-clay mixtures. *Geophysics* 57:554–563
- de Marsily G (1986) Quantitative Hydrogeology. Groundwater hydrology for engineers. Academic Press, NY
- Mc Birney A, Williams H (1969) Geology and petrology of the Galápagos Islands. *Geol Soc Am Mem* 118:1–197
- Ndayiragije S, Delvaux B (2003) Coexistence of allophane, gibbsite, kaolinite and hydroxy-Al-interlayered 2:1 clay minerals in a perudic Andosol. *Geoderma* 117:203–214
- Pusch R, Weston R (2003) Microstructural stability controls the hydraulic conductivity of smectitic buffer clay. *Appl Clay Sci* 23:35–41
- Quantin P (1972) Les andosols, revue bibliographique des connaissances actuelles (Andosols, an actual review). *Cah. ORSTOM, sér. Pédol. X(3)*:273–301
- Quantin P (1974) Hypothèses sur la genèse des andosols en climat tropical: Evolution de la pédogenèse initiale en milieu bien drainé, sur roche volcanique (hypothesis about andosol genesis in a tropical climate: evolution of primary pedogenesis in a well drained environment on volcanic rock). *Cah. ORSTOM, sér. Pédol. XII(1)*:3–12
- Quantin P, Balesdent J, Bouleau A, Delaune M, Feller C (1991) Premiers stades d'altération de ponces volcaniques en climat tropical humide (Montagne Pelée, Martinique) (The early stages of soil development on dacito-andesitic pyroclasts in the humid tropics, Martinique). *Geoderma*. 50:125–148
- Revil A, Cathles LM (1999) Permeability of shaly sands. *Water Resour Res* 35(3):651:662
- Sarah P, Rodeh Y (2003) Soil structure variations under manipulations of water and vegetation. *J Arid Environ* 58:43–57
- Skipper NT, Lock PA, Titiloye JO, Swenson J, Mirza ZA, Spencer Howells W, Fernandez-Alonso F (2006) The structure and dynamics of 2-dimensional fluids in swelling clays. *Chem Geol* 230:182–196
- Spaans E, Baltissen G, Bouma J, Miedema R, Lansu A, Schoonderbeek D, Wielemaker W (1989) Changes in physical properties of young and old volcanic surface soils in Costa Rica after clearing of tropical rain forest. *Hydrol process* 3:383–392
- Tanaka T, Sunarta N (1994) Relationship between regional changes of soil physical properties and volcanic stratigraphy on the southern slope of Batur volcano in the island of Bali, Indonesia. *Environ Geol* 23:182–191
- Tegedor Salguero M, Garcia L, Jimenez C, Fernandez Calas E (1986) Evolution différenciée de la ferrallitisation dans un profil complexe d'altération de roches volcaniques acides et basiques superposées, à Ténérife îles Canaries (Differential evolution of ferrallitisation in a complex weathering profile of volcanic rocks, Canary Islands). *Cah. ORSTOM, sér. Pédol. XXII(1)*:77–86
- Touma J, Boivin P (1988) Mesure de l'infiltrabilité du sol par la méthode du double anneau 2. Résultats numériques (Soil Seepage measurements by double ring method 1. Numerical results). *Cah. ORSTOM, sér. Pédol XXIV(1)*:27–37
- Velde B (1999) Structure of surface cracks in soil and muds. *Geoderma* 93:101–124
- Walsh JB, Brace WF (1984) The effect of pressure on porosity and the transport properties of rock. *J Geophys Res* 89:9425–9431
- Watanabe T, Funakawa S, Kosaki T (2006) Clay mineralogy and its relationship to soil solution composition in soils from different weathering environments of humid Asia: Japan, Thailand and Indonesia. *Geoderma* 136:51–63
- White W, McBirney A, Duncan R (1993) Petrology and geochemistry of the Galapagos Islands: Portrait of a pathological mantle plume. *J Geophys Res* 98(B11):19533–19563
- Zebrowski C (1975) Propriétés et pédogenèse de certains sols sur roches volcaniques de la région d'Antsirabe (Madagascar) (soil properties and pedogenesis on volcanic rocks, Antsirabe, Madagascar). *Cah. ORSTOM, sér. Pédol XIII(1)*:49–59

- Adam, L. and Batzle, M. (2008). Elastic properties of carbonates from laboratory measurements at seismic and ultrasonic frequencies. *The Leading Edge*, 27.
- Adam, L., Batzle, M., and Brevik, I. (2006). Gassman fluid substitution and shear modulus variability in carbonates at laboratory seismic and ultrasonic frequencies. *Geophysics*, 71(6).
- Adelinet, M., Fortin, J., D'Ozouville, N., and Violette, S. (2008). The relationship between hydrodynamic properties and weathering of soils derived from volcanic rocks, galapagos islands (ecuador). *Environ. Geol.*, 56 :45–58.
- Adelinet, M., Fortin, J., and Guéguen, Y. (2010a). Frequency dispersion in a porous-cracked rock : Theoretical predictions for squirt-flow. *Tectonophysics*, accepted.
- Adelinet, M., Fortin, J., Guéguen, Y., Schubnel, A., and Geoffroy, L. (2010b). Frequency and fluid effects on elastic properties of basalt : Experimental investigations. *Geophys. Res. Lett.*, 37(L02303) :doi :10.1029/2009GL041660.
- Al-Harathi, A. A., Al-Amri, R. M., and Shekata, W. M. (1999). The porosity and engineering properties of vesicular basalt in saudi arabia. *Eng. Geol.*, 54 :313–320.
- Anselmetti, F. S., Luthi, S., and Eberli, G. P. (1998). Quantitative characterization of carbonate pore systems by digital image analysis. *AAPG Bulletin*, 82(10) :1815–1836.
- Árnadóttir, T., Jiang, W., Feigl, K., Geirsson, H., and Sturkel, E. (2006). Kinematic models of plate boundary deformation in southwest iceland derived from gps observations. *J. Geophys. Res.*, 111 :doi :10.1029/2005JB003907.
- Arnorsson, S. (1995a). Geothermal systems in iceland : Structure and conceptual models -ii. low-temperature areas. *Geothermics*, 24(5/6) :603–629.
- Arnorsson, S. (1995b). Geothermal systems in iceland : Structure and conceptual models-i. high-temperature areas. *Geothermics*, 24(5/6) :561–602.
- Babiker, M. and Gudmundsson, A. (2004). The effects of dykes and faults on groundwater flow in a arid land : the red sea hills, sudan. *Journal of Hydrology*, 297 :256–273.
- Baechle, G. T., Colpaert, A., Eberli, G., and Weger, R. (2008). Effects of microporosity on sonic velocity in carbonate rocks. *The Leading Edge*, 27(8) :1012–1018.
- Baechle, G. T., Weger, R., Eberli, P., and Massaferro, J.-L. (2004). The role of macroporosity and microporosity in constraining uncertainties and in relating velocity to permeability in carbonate rocks. In *Extended abstract. SEG Int'l Exposition and 74th Annual meeting*, Denver (Colorado).

- Balme, M. R., Rocchi, V., Jones, C., Sammonds, P. R., Meredith, P. G., and Boon, S. (2004). Fracture toughness measurements on igneous rocks using a high-pressure, high-temperature rock fracture mechanics cell. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 132 :159–172.
- Barclay, A. H., Toomey, D. R., and Solomon, S. C. (2001). Microearthquake characteristics and crustal vp/vs structure at the mid-atlantic ridge, 35°n. *J. Geophys. Res.*, 106 :2017–2034.
- Bath, M. (1981). Earthquake magnitude - recent research and current trends. *Earth. Sci. Rev.*, 17 :315–398.
- Batzle, M. L., Han, D., and Hofmann, R. (2006). Fluid mobility and frequency-dependent seismic velocity - direct measurements. *Geophysics*, 71 :10.1190/1.2159053.
- Baud, P., Klein, E., and Wong, T.-f. (2004). Compaction localization in porous sandstones : spatial evolution of damage and acoustic emission activity. *J. Struct. Geol.*, 26.
- Baud, P., Zhu, W., and Wong, T. (2000). Failure mode and weakening effect of water on sandstone. *J. Geophys. Res.*, 105 :19,371–19,390.
- Bauer, S. J., Friedman, M., and Handin, J. (1981). Effects of water-saturation on strength and ductility of three igneous rocks at effective pressures to 50 mpa and temperatures to partial melting. Technical report, Texas A and M Univ., College Station (USA). Center for Tectonophysics.
- Becker, K., Davis, E. E., Spiess, F. N., and de Moustier, P. (2004). Temperature and video logs from the upper oceanic crust, holes 504b and 896a, costa rica rift flank : implications for the permeability of upper oceanic crust. *EPSL*, 222 :881–896.
- Becker, K., Shapiro, S. A., Stanchits, S., Dresen, G., and Vinciguerra, S. (2007). Stress induced elastic anisotropy of the etnean basalt : Theoretical and laboratory examination. *Geophys. Res. Lett.*, 34 :doi :10.1029/2007GL030013.
- Benson, P. M., Thompson, B. D., Meredith, P. G., Vinciguerra, S., and Young, R. (2007). Imaging slow failure in triaxially deformed etna basalt using 3d acoustic emission location and x-ray computed tomography. *Geophys. Res. Lett.*, 34 :doi :101029/2006GLO28721.
- Benson, P. M., Vinciguerra, S., Meredith, P. G., and Young, R. P. (2008). Laboratory simulation of volcano seismicity. *Science*, 322 :249.
- Benveniste, Y. (1987). A new approach to the application of the mori-tanaka's theory in composite materials. *Mech. Mater.*, 6 :147–157.
- Bésuelle, P. (2001). Compacting and dilating shear bands in porous rock. *J. Geophys. Res.*, 106 :13435–13442.
- Biot, M. A. (1956a). Theory of propagation of elastic waves in a fluid saturated porous solid. 1, low frequency range. *J. Acoust. Soc. Am.*, 28 :198–178.
- Biot, M. A. (1956b). Theory of propagation of elastic waves in a fluid saturated porous solid. 2, higher frequency range. *J. Acoust. Soc. Am.*, 28 :168–178.
- Biot, M. A. (1962). Generalized theory of acoustic propagation in porous dissipative media. *J. Acoust. Soc. Am.*, 34(5) :1254–1264.
- Björnsson, G., Flovenz, O. G., Saemundsson, K., and Einarsson, E. H. (2001). Pressure changes in icelandic geothermal reservoirs associated with two large earthquakes in june 2000. In *Twenty-Sixth Workshop on Geothermal Reservoir Engineering Stanford University, Stanford, California*.

- Blindheim, O., Grøv, E., and Nilsen, B. (2005). Nordic sub sea tunnel projects. *Tunnelling and Underground Space Technology*, 20 :570–580.
- Bonin, B. (2004). *Magmatisme et roches magmatiques*. Dunod.
- Bourbié, T., Coussy, O., and Zinszner, B. (1986). *Acoustique des milieux poreux*. Editions Technip.
- Brace, W. (1972). Pore pressure in geophysics. *Geoph. Monograph.*, 16 :265–273.
- Brandt, H. (1955). A study of the speed of sound in porous granular media. *J. Appl. Mech.*, 22 :479–486.
- Breddam, K. (2002). Kistufell : Primitive melt from the iceland mantle plume. *J. Petrol.*, 43 :345–373.
- Budiansky, B. and O’Connell, R. J. (1976). Elastic moduli of a cracked solid. *Int. J. Solids Struct.*, 12 :81–97.
- Budiansky, B. and O’Connell, R. J. (1980). Bulk dissipation in heterogeneous media. *Solid Earth Geophysics and Geotechnology*, 42 :1–10.
- Burlini, L. and Di Toro, G. (2008). Volcanic symphony in the lab. *Science*, 322 :207–208.
- Burlini, L., Di Toro, G., and Meredith, P. (2009). Seismic tremor in subduction zones : Rock physics evidence. *Geophys. Res. Lett.*, 36(L08305) :doi :10.1029/2009GL037735.
- Burlini, L., Vinciguerra, S., Di Toro, G., De Natale, G., Meredith, P., and Burg, J. (2007). Seismicity preceding volcanic eruptions : new experimental insights. *Geology*, 35 :183–186.
- Cadoret, T., Marion, D., and Zinszner, B. (1995). Influence of frequency and fluid distribution on elastic wave velocities in partially saturated limestones. *J. Geophys. Res.*, 100(B6) :9789–9803.
- Chapman, M., Zatsepin, S. V., and Crampin, S. (2002). Derivation of a microstructural poroelastic model. *Geophys. J. Int.*, 151 :427–251.
- Charléty, J., Cuenot, N., Dorbath, C., and Dorbath, L. (2006). Tomographic study of the seismic velocity at the soultz-sous-forêts egs/hdr site. *Geothermics*, 35 :532–543.
- Chouet, B. (1985). Excitation of a buried magmatic pipe : a seismic source model for volcanic tremor. *J. Geophys. Res.*, 90(B2) :1881–1893.
- Chouet, B. (2003). Volcano seismology. *Pure Appl. Geophys.*, 160 :739–788.
- Chouet, B. A. (1996). Long-period volcano seismicity :its source and use in eruption forecasting. *Nature*, 380 :309–316.
- Cleary, M. (1978). Elastic and dynamic response regimes of fluid-impregnated solids with diverse microstructures. *Int. J. Solids Struct.*, 14 :795–819.
- Clifton, A. E., Pagli, C., Jónsdóttir, J. F., Eythorsdóttir, K., and Vogfjord, K. (2003). Surface effects of triggered fault slip on reykjanes peninsula, sw iceland. *Tectonophysics*, 369 :145–154.
- Cornet, F. H., Doan, M. L., and Fontbonne, F. (2003). Electrical imaging and hydraulic testing for a complete stress determination. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci.*, 40 :1225–1241.
- Cuenot, N., Charléty, J., Louis Dorbath, L., and Haessler, H. (2006). Faulting mechanisms and stress regime at the european hdr site of soultz-sous-forêts, france. *Geothermics*, 35 :561–575.
- Cusano, P., Petrosino, S., and Saccorotti, G. (2008). Hydrothermal origin for sustained long-period (lp) activity at campi flegrei volcanic complex, italy. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 177 :1035–1044.

- David, E. (2008). Influence de la fréquence sur les propriétés élastiques des roches poreuses et fissurées. Master's thesis, IPG-ENS.
- Davis, E., Becker, K., Dziak, R., Cassidy, J., Wang, K., and Lilley, M. (2004). Hydrological response to a seafloor spreading zone on the Juan de Fuca ridge. *Nature*, 430 :335–338.
- Dessaies, H. (2010). La connaissance des roches et son application par les structures. le cas pompéien. *Note interne*.
- Diallo, M., Prasad, M., and Appel, E. (2003). Comparison between experimental result and theoretical predictions for p-wave velocity and attenuation at ultrasonic frequency. *Wave motion*, 37 :1–16.
- Dienes, J. (1982). *Rock mechanics Permeability*, chapter Percolation and statistical cracks mechanics, pages 86–94. American institute of Mining, Metallurgical and petroleum engineers.
- Dorbath, L., Cuenot, N., Genter, A., and Frogneux, M. (2009). Seismic response of the fractured and faulted granite of Soultz-sous-Forêts (France) to 5 km deep massive water injections. *Geophys. J. Int.*, 177 :653–675.
- Dorbath, L., Evans, K., Cuenot, N., Valley, B., and Charléty, J. (2010). The stress field at Soultz-sous-Forêts from focal mechanisms of induced seismic events : cases of the well GPK2 and GPK3. *C. R. Geoscience*, 342 :600–606.
- Dobre, C. and Peltzer, G. (2007). Fluid-controlled faulting process in the Asal rift, Djibouti, from 8 yr of radar interferometry observations. *Geology*, 35(1) :69–72.
- D'Ozouville, N., Auken, E., Sorensen, K., Violette, S., de Marsily, G., Deffontaines, B., and Merlen, G. (2008). Extensive perched aquifer and structural implications revealed by 3d resistivity mapping in a Galapagos volcano. *EPSL*, 269 :518–522.
- Dutta, N. and Odé, H. (1979). Attenuation and dispersion of compressional waves in fluid-filled porous rocks with partial gas saturation (White model)- part II : results. *Geophysics*, 44 :1789–1805.
- Dvorkin, J., Mavko, G., and Nur, A. (1995). Squirt flow in fully saturated rocks. *Geophysics*, 60(1) :97–107.
- Dvorkin, J., Nolen-Heoksema, R., and Nur, A. (1994). The squirt-flow mechanism : Macroscopic description. *Geophysics*, 59(3) :428–438.
- Dvorkin, J. and Nur, A. (1993). Dynamic poroelasticity : a unified model with the squirt and Biot mechanisms. *Geophysics*, 58 :524–533.
- Endres, A. L. and Knight, R. J. (1997). Incorporating pore geometry and fluid pressure communication into modeling the elastic behavior of porous rock. *Geophysics*, 62 :106–117.
- Eshelby, J. (1957). The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion, and related problems. *Proc. R. Soc. Lond.*, 241 :376–396.
- Evans, B., Friedrich, J. T., and Wong, T. F. (1990). *The brittle-ductile transition in rocks : recent experimental and theoretical progress*, volume The brittle-ductile transition - The Heard Volume, Geophys. Monogr. Ser. vol 56. AGU.
- Evans, B. and Kohlstedt, D. L. (1995). *Rheology of Rocks*, volume A handbook of Physical constants, chapter Rock Physics and Phase Relations. AGU.
- Flóvenz, O. G. and Gunnarsson, K. (1991). Seismic crustal structure in Iceland and surrounding area. *Tectonophysics*, 189(1-4) :1–17.

- Flóvenz, O. G. and Saemundsson, K. (1993). Heat flow and geothermal processes in iceland. *Tectonophysics*, 225(1-2) :123–138.
- Fontaine, F. J., Rabinowicz, M., and Boulègue, J. (2001). Permeability changes due to mineral diagenesis in fractured crust : implications for hydrothermal circulation at mid-ocean ridges. *EPSL*, 184 :407–425.
- Fontaine, F. J., Rabinowicz, M., and Boulègue, J. (2003). Hydrothermal processes at milos island (greek cyclades) and the mechanisms of compaction-induced phreatic eruption. *EPSL*, 210 :17–33.
- Fornel, A., Mezghani, M., and Langlais, V. (2007). Using production data and time domain seismic attributes for history matching. *The Geological Society*.
- Fortin, J. (2005). *Compaction homogène et compaction localisée des roches poreuses, étude expérimentale et théorique*. PhD thesis, Paris VI - ENS.
- Fortin, J. and Guéguen, Y. (2007). Effects of pore collapse and grain crushing on ultrasonic velocities and $\frac{V_P}{V_S}$. *J. Geophys. Res.*, 112 :(B0)8207,doi :10.1029/2005JB004005.
- Fortin, J., Stanchits, S. Dresen, G., and Guéguen, Y. (2006). Acoustic emission and velocities associated with the formation of compaction bands in sandstone. *J. Geophys. Res.*, 111 :B10203, doi :10.1029/2005JB003854.
- Fortin, J., Stanchits, S., Dresen, G., and Guéguen, Y. (2009). Acoustic emissions monitoring during inelastic deformation of porous sandstone : Comparison of three modes of deformation. *Pure Appl. Geophys.*, 166 :823–841.
- Foulger, G. R., Du, Z., and Julian, B. R. (2003). Icelandic-type crust. *Geophys. J. Int.*, 155 :567–590.
- Foulger, G. R., Julian, B. R., Hill, D. P., Pitt, A. M., Malin, P. E., and Shalev, E. (2004). Non-double-couple microearthquakes at long valley caldera, california, provide evidence for hydraulic fracturing. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 132 :45–71.
- Foulger, G. R., Miller, A. D., Julian, B. R., and Evans, J. R. (1995). Three-dimensional vp and vp/vs structure of the hengill triple junction and geothermal area, iceland, and the repeatability of tomographic inversion. *Geophys. Res. Lett.*, 22(10) :1239–1312.
- Foulger, G. R., Natland, J. H., and Anderson, D. L. (2005). A source for icelandic magmas in remelted iapetus crust. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 141 :23–44.
- Fournier, R. O. (1999). Hydrothermal processes related to movement of fluid from plastic into brittle rock in the magmatic-epithermal environment. *Economic Geology*, 94 :1193–1211.
- Franzson, H., Gudlaugsson, S., and Fridleifsson, G. (2001). Petrophysical properties of icelandic rocks. In *Proceedings of the 6th nordic symposium on Petrophysics, Trondheim, Norway*.
- Franzson, H., Thordarson, T., Bjornsson, G., Gudlaugsson, S., Richter, B., Fridleifsson, G., and Thorhallsson, S. (2002). Reykjanes high-temperature field, sw-iceland. geology and hydrothermal alteration of well rn-10. In *Twenty-Seventh Workshop on Geothermal Reservoir Engineering. Stanford University, California, January 28-30*.
- Fridleifsson, G. and Elders, W. (2003). Iceland deep drilling project (iddp) drilling into supercritical fluid.
- Fridleifsson, G. and Elders, W. (2005). The iceland deep drilling project :a search for deep unconventional geothermal resources. *Geothermics*, 34 :269–285.
- Fridleifsson, G., Elders, W., and Saito, S. (2001). Drilling into supercritical fluid in iceland (iddp-project). *Water-rock interaction*, 1-2 :823–826.

- Fridleifsson, G. O. and Richter, B. (2010). The geological significance of two iddp-icdp spot cores from the reykjanes geothermal field, iceland. In *Proc. World. Geotherm. Congr.*, volume Bali, Indonesia, 25-29 April 2010.
- Friedman, M., Handin, J., Higgs, N., Lantz, J., and Bauer, S. (1980). Strength and ductility of room-dry and water-saturated igneous rocks at low pressures and temperatures to partial melting. Master's thesis, Texas A&M University, College station, Texas.
- Frolich, C. and Davis, S. (1993). Teleseismic b-values : or much ado about 1.0. *J. Geophys. Res.*, 98 :631–634.
- Gassmann, F. (1951). Über die elasticitat poroser medien. *Vierteljahrsachr. Naturforsch. Ges., Zurich*, 96 :1–23.
- Geirsdottir, A., Miller, G., and Andrews, J. (2006). Glaciation, erosion and landscape evolution of iceland. *J. Geodyn.*, 43 :170–186.
- Geoffroy, L. (2005). Volcanic passive margins. *C. R. Geoscience*, 337 :1395–1408.
- Geoffroy, L. and Dorbath, C. (2008). Deep downward fluid percolation driven by localized crust dilatation in iceland. *Geophys. Res. Lett.*, 35 :doi :10.1029/2008GL034514.
- Glover, B., Powell, J., and Waters, C. (1993). Etruria formation (westphalian c) palaeoenvironments and volcanicity on the southern margins of the pennine basin, south staffordshire, england. *J. Geol. Soc.*, 150(4) :737–750.
- Goguitchaichvili, A., Prévot, M., Thompson, J., and Roberts, N. (1999). An attempts to determine the absolute geomagnetic field intensity in southwestern iceland during the gauss matuyama reversal. *Phys. Earth Planet. In.*, 115 :53–66.
- Goldberg, D., Takahashi, T., and Slagle, A. (2008). Carbon dioxide sequestration in deep-sea basalt. *Proc. Nat. Acad. Sci. U.S.A.*, 105(29) :9920–9925.
- Goloshubin, G., Van Schuyer, C., Korneev, V., Silin, D., and Vingalov, V. (2006). Reservoir imaging using low frequencies of seismic reflections. *The Leading Edge*, 25 :527–531.
- Guéguen, Y. (2009). Poroelasticity and effective elasticity in porous and cracked rocks. In *Poromechanics IV*.
- Guéguen, Y., Chelidze, T., and Le Ravalec, M. (1997). Microstructures, percolation thresholds, and rock physical properties. *Tectonophysics*, 279 :23–35.
- Guéguen, Y. and Dienes, J. (1989). Transport properties of rocks from statistics and percolation. *Math. Geol.*, 21 :1–13.
- Guéguen, Y. and Palciauskas, V. (1992). *Introduction à la physique des roches*. Hermann.
- Guéguen, Y. and Sarout, J. (2009). Crack-induced anisotropy in crustal rocks : Predicted dry and fluid-saturated thomsen's parameters. *Phys. Earth Planet. In.*, 172 :116–124.
- Guéguen, Y., Sarout, J., Fortin, J., and Schubnel, A. (2009). Cracks in porous rocks : tiny defects, strong effects. *The Leading Edge*, pages 40–47.
- Harrington, R. and Brodsky, E. (2007). Volcanic hybrid earthquakes that are brittle-failure events. *Geophys. Res. Lett.*, 34(L06308).
- Heap, M. and Faulkner, D. (2008). Quantifying the evolution of static elastic properties as crystalline rock approaches failure. *Rock Mech. Rock Eng.*, 45 :564–573.
- Heap, M., Vinciguerra, S., and Meredith, P. (2009). The evolution of elastic moduli with increasing crack damage during cyclic stressing of a basalt from mt etna volcano. *Tectonophysics*, 471 :153–160.

- Henry, P., Guy, C., Cattin, R., Dudoignon, P., Sornein, J., and Caristan, Y. (1996). A convective model of water flow in mururoa basalts. *Geochim. Cosmochim. Acta*, 60(12) :2087–2109.
- Henye, F. and Pomphrey, N. (1982). Self-consistent elastic moduli of a cracked solid. *Geophys. Res. Lett.*, 9 :903–906.
- Hooke, R. (1678). De potentiâ restitutiva.
- Hudson, J., Pearce, R., and Rogers, R. (1989). Source type plot for inversion of the moment tensor. *J. Geophys. Res.*, 94(B1) :765–774.
- ISOR (2009). Daily report nr. 120. Technical report, ISOR.
- Ito, K. and Kennedy, G. (1974). The composition of liquids formed by partial melting of eclogites at high temperatures and pressures. *J. Geol.*, 82 :383–392.
- Jackson, M. and Marra, F. (2006). Roman stone masonry : volcanic foundations of the ancient city. *Am. J. of Archaeol.*, 110(3) :403–436.
- Jones, C., Keane, G., Meredith, P., and Murrell, S. (1997). Acoustic emission and fluid permeability measurements on thermally cracked rocks. *Phys. Chem. Earth.*, 22(1-2) :13–17.
- Jones, T. and Nur, A. (1984). The nature of seismic reflections from deep crustal fault zones. *J. Geophys. Res.*, 89(B5) :3153–3171.
- Julian, B., Miller, A., and Foulger, G. (1997). Non-double-couple earthquake mechanisms at the hengill-grensdalur volcanic complex, southwest iceland. *Geophys. Res. Lett.*, 24(7) :743–746.
- Juteau, T. and Maury, R. (1997). *Géologie de la Croûte Océanique*. Masson.
- Kachanov, M. (1980). Continuum model of medium with cracks. *J. Engineering Mech. Div.*, 106 :1039–1051.
- Kachanov, M. (1993). *Elastic solids with many cracks and related problems*, volume Advances in Applied Mechanics, chapter 30, pages 259–445. Academic Press, Boston, MA.
- Kachanov, M., Prioul, R., and Jocker, J. (2010). Incremental linear-elastic response of rocks containing multiple rough fractures : Similarities and differences with traction-free cracks. *Geophysics*, 75(1).
- Kachanov, M., Shafiro, B., and Tsukrov, I. (2003). *Handbook of elasticity solutions*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
- Kachanov, M., Tsukrov, I., and Shafiro, B. (1994). Effective moduli of solids with cavities of various shapes. *Appl. Mech. Rev.*, 47 :151–174.
- Kato, A., Sakaguchi, A., Yoshida, S., Mochizuki, H., and Kaneda, Y. (2003). Permeability measurements and precipitation sealing of basalt in an ancient exhumed subduction-zone fault. *B. Earthq. Res. I.*, 78 :83–89.
- Kiernan, K., Wood, C., and Middleton, G. (2003). Aquifer structure and contamination risk in lava flows : insights from iceland and australia. *Environmental Geology*, 43 :852–865.
- Klein, E. and Langmuir, C. (1987). Ocean ridge basalt chemistry, axial depth, crustal thickness and temperature variations in the mantle. *J. Geophys. Res.*, 92 :8089–8115.
- Krokosky, E. and Husak, A. (1968). Strength characteristics of basalt rock in ultra-high vacuum. *J. Geophys. Res.*, 73(6) :2237–2247.

- Kuster, G. and Toksoz, M. (1974). Velocity and attenuation of seismic waves in two phases media : Part i. theoretical formulations. *Geophysics*, 39 :587–606.
- Le Ravalec, M. (1995). *Vitesses et perméabilité des roches : modélisation du rôle des fluides et des fissures*. PhD thesis, Rennes I.
- Le Ravalec, M. and Guéguen, Y. (1996a). Elastic wave velocities in partially saturated rocks : Saturation hysteresis. *J. Geophys. Res.*, 101 :837–844.
- Le Ravalec, M. and Guéguen, Y. (1996b). High- and low- frequency elastic moduli for a saturated porous / cracked rock - differential self-consistent and poroelastic theories. *Geophysics*, 61 :1080–1094.
- Le Ravalec, M., Guéguen, Y., and Chelidze, T. (1996). Magnitude of velocity anomalies prior to earthquakes. *J. Geophys. Res.*, 101(B5) :11217–11223.
- Léonardi, V., Arthaud, F., Grilloa, J., Avetissian, V., and Bochnaghian, P. (1996). Modelling of a fractured basaltic aquifer with respect to geological setting, and climatic and hydraulic conditions : the case of perched basalts at garni (armenia). *Journal of Hydrology*, 179 :87–109.
- Lockner, D. and Byerlee, J. (1977). Acoustic emission and creep in rock at high confining pressure and differential stress. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 67(2) :247–258.
- Lockner, D. A., Walsh, J. B., and Byerlee, J. D. (1977). Changes in seismic velocity and attenuation during deformation of granite. *J. Geophys. Res.*, 82 :5374–5378.
- Lopes, S. (2009). Study of fracture evolution and solid-fluid interaction in igneous rocks with hydrothermal circulation. Master's thesis, University of Lisbon.
- Love, A. (1927). *A treatise on the mathematical theory of elasticity, 4th revised edition*. Cambridge University Press, New York.
- Lucet, N. (1989). *Vitesse et atténuation des ondes élastiques soniques et ultrasoniques dans les roches sous pression de confinement*. PhD thesis, IFP - Paris VI.
- Lucet, N., Rasolofosaon, P., and Zinszner, B. (1991). Sonic properties of rocks under confining pressure using the resonant bar technique. *J. Acoust. Soc. Am.*, 89 :980–990.
- Lucet, N. and Zinszner, B. (1992). Effects of heterogeneities and anisotropy on sonic and ultrasonic attenuation in rocks. *Geophysics*, 57(8) :1018–1026.
- Lupi, M., Geiger, S., and Graham, C. M. (2010). Hydrothermal fluid flow within a tectonically active rift-ridge transform junction : Tjörnes fracture zone, iceland. *J. Geophys. Res.*, 115(B05104) :doi :10.1029/2009JB006640.
- Mahoney, J. and Coffin, M. (1997). *Large igneous provinces : Continental, oceanic and planetary flood volcanism*, volume 100. AGU Monography.
- Mari, J., Arens, G., Chapellier, D., and Gaudiani, P. (1999). *Geophysics of reservoir and civil engineering*. IFP Publications.
- Matter, J. and Kelemen, P. (2009). Permanent storage of carbon dioxide in geological reservoirs by mineral carbonation. *Nature Geoscience*, 2 :837–841.
- Matter, J., Takahashi, T., and Goldberg, D. (2007). Experimental evaluation of in situ co₂-water-rock reactions during co₂ injection in basaltic rocks :implications for geological co₂ sequestration. *G3*, 8(2).

- Maultzsch, S., Chapman, M., Liu, E., and Li, X. (2003). Modelling frequency-dependent seismic anisotropy in fluid-saturated rock with aligned fractures : implication of fracture size estimation from anisotropic measurements. *Geophys. Prospect.*, 51 :381–392.
- Mavko, G. and Jizba, D. (1991). Estimating grain-scale fluid effects on velocity dispersion in rocks. *Geophysics*, 56 :1940–1949.
- Mavko, G. and Mukerli, T. (1998). Bounds of low-frequency seismic velocities in partially saturated rocks. *Geophysics*, 63(3) :918–924.
- Mavko, G. and Nur, A. (1975). Melt squirt in asthenosphere. *J. Geophys. Res.*, 80 :1444–1448.
- McGrail, B., Schaef, H., Ho, A., Chien, Y.-J., Dooley, J., and Davidson, C. (2006). Potential for carbon dioxide sequestration in flood basalts. *J. Geophys. Res.*, 111(B12201) :doi :10.1029/2005JB004169.
- McKenzie, D. and Bickle, J. (1988). The volume and composition of melt generated by extension of the lithosphere. *J. Petrol.*, 29 :625–679.
- McNutt, S. (2005). Volcanic seismology. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 33 :461–491.
- Mishra, O. and Zhao, D. (2003). Crack density, saturation rate and porosity at the 2001 bhuj, india, earthquake hypocenter : a fluid-driven earthquake? *EPSL*, 212 :393–405.
- Mlynarski, M. and Zlotnicki, J. (2001). Fluid circulation in the active emerged asal rift (east africa, djibouti) inferred from self-potential and telluric-telluric prospecting. *Tectonophysics*, 339 :455–472.
- Mogi, K. (1962). Magnitude-frequency relation for elastic shocks accompanying fractures of various materials and some related problems in earthquakes. *Earthquake Res. Inst. Univ. Tokyo*, 40 :831–853.
- Mori, S. and Tanaka, K. (1973). Average stress in matrix and average elastic energy of materials with misfitting inclusions. *Acta Metall.*, 21(5) :571–574.
- Mueller, T., Gurevich, B., and Lebedev, M. (2010). Seismic wave attenuation and dispersion due to wave-induced flow in porous rock - a review. *Geophysics*, 75th Anniversary special section.
- Murphy, W. (1984). Seismic to ultrasonic velocity drift : intrinsic absorption and dispersion in crystalline rock. *Geophys. Res. Lett.*, 11(12) :1239–1242.
- Murphy, W. (1985). Sonic and ultrasonic velocities : theory versus experiment. *Geophys. Res. Lett.*, 12(2) :85–88.
- Nakano, M. and Kumagai, H. (2005). Response of a hydrothermal system to magmatic heat inferred from temporal variations on the complex frequencies long-period events at kusatsu-shirane volcano, japan. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 147 :233–244.
- Nara, T., Meredith, P., Yoneda, T., and Kaneko, K. (2010). Influence of macro-fractures and micro-fractures on permeability and elastic waves velocities in basalt at elevated pressure. *Tectonophysics*, submitted.
- Neuberg, J. (2000). Characteristics and causes of shallow seismicity in andesite volcanoes. *Philos. Trans. R. Soc. London Ser.*, A358 :1533–1546.
- Norris, A. (1985). A differential scheme for the effective moduli of composites. *Mech. Mater.*, 4 :1–16.
- Nur, A. (2009). The emerging roles of rock physics : From 4d seismic to pore scale imaging. *Society of Petroleum Engineers*.
- Nur, A. and Simmons, G. (1969). The effect of saturation on velocity in low porosity rocks. *EPSL*, 7 :183–193.

- O'Connell, R. and Budiansky, B. (1974). Seismic velocities in dry and saturated cracked solids. *J. Geophys. Res.*, 79 :5412–5426.
- Palsson, O. and Jonnasson, T. (2006). Energy statistics in iceland. Technical report, National Energy Authority report.
- Paterson, M. S. (1987). Problems in the extrapolation of laboratory rheological data. *Tectonophysics*, 133 :33–43.
- Pride, S., Berryman, J., and Harris, J. (2004). Seismic attenuation due to wave-induced flow. *J. Geophys. Res.*, 109(B01201) :doi :10.1029/2003JB002639.
- Quintal, B., Schmalholz, S., and Podladchikov, Y. (2009). Low-frequency reflections from a thin layer with high attenuation caused by interlayer flow. *Geophysics*, 74(1) :N15–N23.
- Rasolofosaon, P., Lucet, N., and Zinszner, B. (2008). Petroacoustics of carbonate reservoir rocks. *The Leading Edge*, 27(8) :1034–1039.
- Rasolofosaon, P. and Zinszner, B. (2002). Vérification expérimentale de la formule de gassmann dans les calcaires poreux. *Oil Gas Sci. Technol.*, 57(2) :129–38.
- Rasolofosaon, P. and Zinszner, B. (2003). Petroacoustic characterization of reservoir rocks for seismic monitoring studies - laboratory measurement of hertz and gassmann parameters. *Oil Gas Sci. Technol.*, 58(6) :615–635.
- Richter, C. (1958). *Elementary seismology*. San Francisco : Freeman.
- Ritsema, J., Van Heijst, H., and Woodhouse, J. (1999). Complex shear wave velocity structure imaged beneath africa and iceland. *Science*, 286 :1925–1928.
- Robert, C. (2001). Hydrothermal alteration processes of the tertiary lavas of northern ireland. *Mineral. Mag.*, 65(4) :543–554.
- Rust, A., Russel, J., and Knight, R. (1999). Dielectric constant as a predictor of porosity in dry volcanic rocks. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 91(1) :79–96.
- Saar, M. O. (1998). The relationship between permeability, porosity and microstructure in vesicular basalts. Master's thesis, University of Oregon.
- Saar, M. O. and Manga, M. (1999). Permeability-porosity relationship in vesicular basalts. *Geophys. Res. Lett.*, 26 :111–114.
- Saenger, E., Schmalholz, S., Lambert, M., Nguyen, T., Torres, A., Metzger, S., Habiger, R., Müller, T., Rentsch, S., and Mendez-Hernandez, E. (2009). A passive seismic survey over a gaz field : Analysis of low-frequency anomalies. *Geophysics*, 74(2) :29–40.
- Sams, M., Neep, J., Worthington, M., and King, M. (1997). The measurement of velocity dispersion and frequency-dependent intrinsic attenuation in sedimentary rocks. *Geophysics*, 62(5) :1456.
- Sarout, J. (2006). *Propriétés physiques et anisotropie des roches argileuses : modélisation micromécanique et expériences triaxiales*. PhD thesis, Paris XI - ENS.
- Sayers, C. and Kachanov, M. (1995). Microcrack-induced elastic wave anisotropy of brittle rocks. *J. Geophys. Res.*, 100(B3) :4149–4156.
- Schubnel, A. (2002). *Mécanique de la dilatance et de la compaction des roches*. PhD thesis, IPGP, ENS.
- Schubnel, A., Brantut, N., Adelinet, M., Fortin, J., and Guéguen, Y. (2009). Étude expérimentale de la microsis-micité grâce aux enregistrements acoustiques continus. *Note interne*.

- Schubnel, A. and Guéguen, Y. (2003). Dispersion and anisotropy of elastic waves in cracked rocks. *J. Geophys. Res.*, 108(B2).
- Schubnel, A., Thompson, B. D., Fortin, J., Guéguen, Y., , and Young, R. P. (2007). Fluid-induced rupture experiment on fontainebleau sandstone : premonitory activity, rupture propagation, and aftershocks. *Geophys. Res. Lett.*, 34 :doi :10.1029/2007GL031076.
- Shafiro, B. and Kachanov, M. (1997). Materials with fluid-filled pores of various shapes : effective elastic properties and fluid pressure polarisation. *Int. J. Solids Struct.*, 34 :3517–3540.
- Sharma, M. and Tutuncu, A. (1994). Grain contact adhesion hysteresis : a mechanism for attenuation of seismic waves. *Geophys. Res. Lett.*, 21(21) :2323–2326.
- Shelly, D. (2010). Migrating tremors illuminate complex deformation beneath the seismogenic san andreas fault. *Nature*, 463(10.1038/nature08755).
- Shelly, D., Beroza, G., and Ide, S. (2007). Non-volcanic tremor and low-frequency earthquake swarms. *Nature*, 446(doi :10.1038/nature05666).
- Sigurdsson, O., Gudmundsson, A., Fridleifsson, G. O., Franzon, H., Gudlaugsson, S. P., and Stefansson, V. (2000). Database on igneous rock properties in icelandic geothermal systems. status and unexpected results. In *Proc. World. Geotherm. Congr.*
- Simiyu, S. and Keller, G. (2000). Seismic monitoring of the olkaria geothermal area, kenya rift valley. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 95 :197–208.
- Soosalu, H., Lippitsch, R., and Einarsson, P. (2006). Low-frequency earthquakes at the torfajökull volcano, south iceland. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 153 :187–199.
- Sourirajan, S. and Kennedy, G. (1962). The system h₂o-nacl at elevated temperatures and pressures. *Am. J. Sci.*, 260 :115–141.
- Sparks, R. (1997). Causes and consequences of pressurisation in lava dome eruptions. *EPSL*, 150 :177–189.
- Sparks, R. (2003). Forecasting volcanic eruptions. *EPSL*, 210 :1–15.
- Spencer, J. (1981). Stress relaxations at low frequencies in fluid-saturated rocks : attenuation and modulus dispersion. *J. Geophys. Res.*, 86(B3) :1803–1812.
- Sruoga, P., Rubinstein, N., and Hinterwimmer, G. (2004). Porosity and permeability in volcanic rocks : a case study on the serie tobifera, south paragonia, argentina. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 132(1) :31–43.
- Stanchits, S., Vinciguerra, S., and Dresen, G. (2006). Ultrasonic velocities, acoustic emission characteristics and crack damage of basalte and granite. *Pure Appl. Geophys.*, 163 :1–20.
- Stasiuk, M., Barclay, J., Carroll, M., Jaupart, C., Ratté, J., Sparks, R., and Tait, S. (1996). Degassing during magma ascent in the mule creek vent (usa). *Bull. Volcanol.*, 58 :117–130.
- Steiner, B., Saenger, E., and Schmalholz, S. (2008). Time reverse modeling of low-frequency microtremors : Application to hydrocarbon reservoir localization. *Geophys. Res. Lett.*, 35(L03307) :doi :10.1029/2007GL032097.
- Székely, E. (2007). *Supercritical fluid extraction*. PhD thesis, Budapest University of Technology and Economics.
- Takei, Y. (2000). Acoustic properties of partially molten media studied on a simple binary system with a controllable dihedral angle. *J. Geophys. Res.*, 105(B7) :16665–16682.

- Takei, Y. (2002). Effect of pore geometry on vp/vs : from equilibrium geometry to crack. *J. Geophys. Res.*, 107(B2).
- Thompson, G. (1991). *Oceanic basalts*, chapter Metamorphic and hydrothermal processes : basalt sea-water interactions, pages 148–173. Blackie & Son, Glasgow.
- Thomsen, L. (1995). Elastic anistropy due to aligned cracks in porous rock. *Geophys. Prospect.*, 43 :805–829.
- Toksoz, M., Dainty, A., Reiter, E., and Wu, R.-S. (1988). A model for attenuation and scattering in the earth's crust. *Pure Appl. Geophys.*, 128(1/2).
- Townend, E., Thompson, B. D., Benson, P. M., Meredith, P. G., Baud, P., and Young, R. P. (2008). Imaging compaction band propagation in diemelstadt sandstone using acoustic emission locations. *Geophys. Res. Lett.*, 35(L15301) :doi :10.1029/2008GL034723.
- Tryggvason, A., Rögnvaldsson, S., and Flóvenz, O. G. (2002). Three-dimensional imaginf of the p- and s-wave velocity structure and earthquake locations beneath southwest iceland. *Geophys. J. Int.*, 151 :848–866.
- Tsuji, T. and Iturrino, G. (2008). Velocity-porosity relationships in oceanic basalt from eastern flank of the juan de fuca ridge : The effect of crack closure on seismic velocity. *Explor. Geophys.*, 39 :41–51.
- Tuffen, H., Dingwell, D., and Pinkerton, H. (2003). Repeated fracture and healing of silicic magma generate flow banding and earthquakes. *Geology*, 31(12) :1089–1092.
- Vadon, H. and Sigmundsson, F. (1997). Crustal deformation from 1992 to 1995 at the mid-atlantic ridge, southwest iceland, mapped by satellite radar interferometry. *Science*, 275 :194–197.
- Vanorio, T., Prasad, M., Patella, D., and Nur, A. (2002). Ultrasonic velocity measurements in volcanic rocks : correlation with microtexture. *Geophys. J. Int.*, 149 :22–36.
- Verdon, J. P., Kendall, J.-M., White, D. J., Angus, D. A., Fisher, Q. J., and Urbancic, T. (2010). Passive seismic monitoring of carbon dioxide storage at weyburn. *The Leading Edge*, 29(2) :200–206.
- Vinciguerra, S., Trovato, C., Meredith, P. G., and Benson, P. M. (2005). Relating seismic velocities, thermal cracking and permeability in mt. etna and iceland basalts. *Rock Mech. Rock Eng.*, 42 :900–910.
- Walsh (1965). The effect of cracks on the compressibility of rock. *J. Geophys. Res.*, 70 :381–389.
- Walsh, J. (1966). Seismic wave attenuation in rock due to friction. *J. Geophys. Res.*, 71 :2591–2599.
- Wang, Z., Batzle, M., and Nur, A. (1990). Effect of different pore fluids on seismic velocities in rocks. *Can. J. Explor. Geophys.*, 26 :104–112.
- Wang, Z. and Nur, A. (1990). Dispersion analysis of acoustic velocities in rocks. *J. Acoust. Soc. Am.*, 87(6) :2384–2395.
- Weir, N., White, R., Brandsdottir, B., Einarsson, P., Shimamura, H., Shiobara, H., and fieldwork team, R. (2001). Crustal structure of the northern reykjanes ridge and reykjanes peninsula, southwest iceland. *J. Geophys. Res.*, 106(6347-6368).
- White, J. (1975). Computed seismic speeds and attenuation in rocks with partial gas saturation. *Geophysics*, 40 :224–232.
- Wiemer, S. and McNutt, S. (1997). Variations in the frequency-magnitude distribution with depth in two volcanic areas : Mount st. helens, washington, and mt. spurr, alaska. *Geophys. Res. Lett.*, 24(2) :189–192.

- Winkler, K. (1986). Estimates of velocity dispersion between seismic and ultrasonic frequencies. *Geophysics*, 51 :183–189.
- Winkler, K. W. (1985). Dispersion analysis of velocity and attenuation in berea sandstone. *J. Geophys. Res.*, 90 :6793–6800.
- Yoder, H. and Tilley, C. (1962). Origins of basalt magmas : an experimental study of natural and synthetic rock systems. *J. Petrol.*, 3 :342–532.
- Zhao, D. and Mizuno, T. (1999). Crack density and saturation rate in the 1995 kobe earthquake region. *Geophys. Res. Lett.*, 26(21) :3213–3216.
- Zhou, R., Huang, L., and Rutledge, J. (2010). Microseismic event location for monitoring co₂ injection using double-difference tomography. *The Leading Edge*, 29(2) :208–214.
- Zimmerman, R. (1991). Elastic moduli of a solid containing spherical inclusions. *Mech. Mater.*, 12 :17–24.
- Zinszner, B. and Pellerin, F. (2007). *A Geoscientist's Guide to Petrophysics*. IFP Publications.