



**HAL**  
open science

# Rupture lithosphérique continentale dans le rift Africain : apport de l'inversion conjointe

Matthieu Plasman

► **To cite this version:**

Matthieu Plasman. Rupture lithosphérique continentale dans le rift Africain : apport de l'inversion conjointe. Sciences de la Terre. Université de Bretagne occidentale - Brest, 2017. Français. NNT : 2017BRES0029 . tel-01590496

**HAL Id: tel-01590496**

**<https://theses.hal.science/tel-01590496v1>**

Submitted on 19 Sep 2017

**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.

# UBO

université de bretagne  
occidentale

UNIVERSITE  
BRETAGNE  
LOIRE

THÈSE / UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE

*sous le sceau de l'Université Bretagne Loire*

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE

*Mention : Géosciences Marines*

École Doctorale des Sciences de la Mer

présentée par

**Matthieu Plasman**

Préparée à

L'Unité Mixte de Recherche 6538

Géosciences Océan

Institut Universitaire Européen de la Mer

## Rupture lithosphérique continentale dans le Rift Est Africain : Apport de l'inversion conjointe

Thèse soutenue le 31 Mars 2017

devant le jury composé de :

**Olivier COUTANT**

Enseignant chercheur, ISTerre / *rapporteur*

**Jean-François GIRARD**

Professeur, IPGS / *rapporteur*

**Marcia MAIA**

Directrice de recherche CNRS, LGO / *examinatrice*

**Max MOORKAMP**

Lecturer in Geophysics, University of Leicester / *examineur*

**Pascal TARITS**

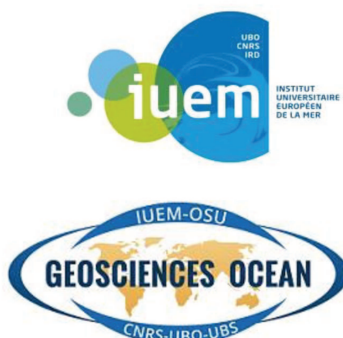
Professeur, LGO / *directeur de thèse*

**Christel TIBERI**

Chargée de recherche CNRS, GM / *co-directrice de thèse*

**Sophie HAUTOT**

Docteur, Imagir SARL / *invitée*







---



---

# Remerciements

*Je tiens à remercier les personnes qui ont été, de près ou de loin, impliquées dans cette thèse. Je m'excuse d'avance si j'en oublie mais l'écriture de cette partie est en fait beaucoup plus difficile qu'elle ne m'y paraissait il y a encore quelques minutes...*

*Je tiens tout d'abord à dire un grand merci à Pascal Tarits. Merci de m'avoir fait confiance tout au long de ces 3 ans et demi, d'avoir su orienter mes travaux dans la bonne direction tout en me laissant une totale autonomie. Merci d'avoir toujours été disponible, d'avoir pris le temps pour m'expliquer les choses mais aussi d'avoir partagé ton expérience de la recherche avec moi. Travailler avec toi a été un réel plaisir. Ce simple merci va avoir bien du mal à exprimer toute ma reconnaissance.*

*Je voudrais maintenant dire un énorme merci à Christel Tiberi. C'est toi la première qui m'a présenté le sujet et m'a fait rêver en parlant de la Tanzanie. Donc merci pour ça et surtout merci pour tout le reste. J'ai tellement de raison de te remercier que je ne sais pas par où commencer. Malgré la distance tu as toujours su être présente et disponible. Tu as toujours été à l'écoute et rassurante lors de nos (nombreuses) heures passées au téléphone. Pour tout ça merci !*

*Merci enfin à Sophie Hautot d'avoir été si patiente pour m'initier non sans mal (doux euphémisme) aux joies de l'inversion 3-D mais aussi et surtout au choix capital du parapluie pour les manip MT. Je pense que je peux m'estimer chanceux d'avoir été encadré par vous trois.*

*Je remercie aussi les membres de mon jury Olivier Coutant, Jean-François Girard, Marcia Maia et Max Moorkamp d'avoir accepté d'évaluer mon travail.*

*Asante sana à Julie Albaric, c'est avec toi que j'ai découvert la Tanzanie et les plaisirs de l'ugali donc merci ! Puisque je parle de la Tanzanie, merci à Kevin, Idrissa, Khalfan, Alfred et Gabriel pour leur aide précieuse sur le terrain et pour m'avoir fait découvrir leur pays.*

*Merci à Christophe Martin et Camille Mazoyer pour la résolution des problèmes informatiques en tout genre.*

*Merci à Emmanuelle pour ces deux ans partagés avec toi dans le bureau. Malgré ton (léger) côté râleuse tu as toujours su mettre une bonne ambiance donc merci pour ça. Et merci aussi à Massi pour ces quelques mois et surtout nombreux discussions/débats partagés avec*



---

toi.

*Merci à Jean-mi pour les longues et nombreuses discussions que l'on a eues sur les pourquoi du comment de l'inversion conjointe et surtout d'avoir toujours su nous égayer avec tes progrès incessants dans la création de nouveaux bugs en programmation. Pour ça chapeau bas l'artiste. Tant que l'on est sur les gens isolés sous l'escalier merci à Anne pour les nombreux coups de main (j'ai toujours rien compris à ton Valgrind mais c'est pas grave) mais surtout merci pour les nombreuses discussions, pauses et innombrables liens ou vidéos plus débiles les unes que les autres. Merci aussi à Marie de ne pas être toute seule dans ta tête ainsi qu'à Marion, Réjanne, Virgil, Charles, Romain, Sabrina, Vincent, Kevin. Merci aussi à Muriel d'avoir d'aussi jolis bonnets!*

*Ah et à toi Sam qui a toujours cherché à m'améliorer en programmation en m'envoyant tes problèmes quotidiens de bash, merci!*

*Merci aussi à Céline d'être là depuis ces 5 ans et demi (quoi, déjà ??). C'est un peu grâce à toi si je suis venu à Brest vu comme tu m'as décrit cette ville si magnifique pendant notre master. Donc pour ça et pour le reste merci!*

*Et c'est avec le cœur lourd que je voudrai remercier mes deux sœurs, Esthel et Anne-Sophie. Même si vous n'avez pas encore vraiment compris ce que je faisais merci d'avoir relu et corrigé les (quelques) fautes de ce manuscrit. Mais surtout merci pour ces retours en Franche-Comté toujours aussi agréables et arrosés et ces trois ans de discussion facebook. Je n'ai qu'une chose à dire, Utinam Mojitam!*

*Enfin merci à toi Caro, pour t'être infligé la lecture de ces 300 pages dans ces dernières heures mais surtout merci d'avoir été là dans ces moments un peu compliqués et d'avoir rendu cette fin de thèse beaucoup plus agréable que prévu...*

---



---

## Résumé

Les inversions géophysiques sont le meilleur moyen d'étudier l'intérieur de la Terre à partir de données mesurées à sa surface. Cependant un type de donnée particulier n'a pas nécessairement la résolution et la sensibilité suffisante pour atteindre cet objectif. C'est pourquoi depuis une quinzaine d'années, les inversions conjointes de plusieurs techniques différentes sont de plus en plus utilisées. En apportant plus de contraintes sur les paramètres inversés elles améliorent notre connaissance et notre compréhension de la structure de la Terre. Les inversions conjointes peuvent être subdivisées en deux catégories ; un ensemble de plusieurs méthodes géophysiques sensibles à un même paramètre physique et différentes méthodes caractérisant des paramètres de nature différente.

Les principales difficultés rencontrées lors des inversions conjointes et plus particulièrement celles caractérisant plusieurs paramètres, sont la complémentarité physique des données (différence de résolution et de sensibilité, profondeur d'investigation, etc..) ainsi que la méconnaissance des relations pour relier les différents paramètres entre eux durant l'inversion. Ces relations peuvent être de deux types ; physique ou structurale. Compte tenu du contexte géologique considéré dans cette thèse, la rupture continentale observée dans la région de la Divergence Nord Tanzanienne, nous avons opté pour une approche structurale par le biais de trois couplages différents ; les gradients croisés, la corrélation de paramètres et la corrélation de gradients. Dans cette étude, nous utilisons les techniques des fonctions récepteur en sismologie, de la magnétotellurique et de la gravimétrie qui permettent de caractériser la vitesse des ondes S, la résistivité électrique et la densité du sous-sol, respectivement.

Ainsi le but de ce travail de recherche est de développer une nouvelle approche d'inversion conjointe tenant compte des spécificités physiques de chacune des trois méthodes. L'algorithme d'inversion 3-D des données de magnétotellurique sert de base à notre approche et nous avons rajouté et développé les parties inversions gravimétrique et fonctions récepteur. Nous avons développé une approche originale pour le calcul de l'effet gravimétrique de la topographie qui permet de réduire le nombre de mailles tout en gardant une résolution satisfaisante. Les résultats obtenus permettent de corréler les principales structures de résistivité électrique à des milieux présentant des contrastes positifs ou négatifs de densité. Pour la partie fonctions récepteur, de nombreuses études existent sur leur association avec des données d'ondes de surface et/ou de magnéto-



---

lurique, toujours en une dimension. Comme nous avons été confronté à un problème technique lors de l'acquisition des données sismologiques qui a empêché l'utilisation des ondes de surface, nous avons dû développer une approche originale basée sur le couplage des fonctions récepteur avec des modèles 3-D de résistivité. Une méthode d'extrapolation des modèles 1-D de vitesse en pseudo modèle 3-D de vitesse a été développée en prenant en compte les caractéristiques physiques des fonctions récepteur. Les résultats obtenus sont préliminaires mais encourageants et permettent de retrouver les principales structures électriques sur nos modèles de vitesse.

L'étude conjointe est l'aboutissement d'une série d'études préliminaires indépendantes sur les données magnétotelluriques et des fonctions récepteurs que nous avons menées, réalisées sur deux profils magnétotelluriques d'une centaine de kilomètres chacun ainsi que sur une trentaine de stations sismologiques pour étudier la structure lithosphérique de la Divergence Nord Tanzanienne (DNT). L'ensemble des résultats nous permet ainsi de mieux comprendre le phénomène de rupture continentale. Nous avons notamment mis en évidence la présence de deux structures majeures à faible vitesse. Une première dans la croûte inférieure, associée avec de fortes valeurs de résistivité et des densités assez faibles, suggérant plus un changement de température ou de composition que la présence de fusion partielle. La deuxième, située dans le manteau supérieur, présente une géométrie particulière (orientation N50° avec des pendages vers le NO pour la partie NO de la DNT et vers le SE pour la partie SE), ce qui suggère des interactions avec des structures héritées d'âge protérozoïque et le panache Africain.

---



---

## Abstract

Geophysical inversion attempts to reproduce as best as possible the interior of the Earth from data measured on the surface. However one single physical technique does not possess necessarily enough resolution and sensitivity to correctly image the geology. Thus since about fifteen years joint inversion of different techniques is becoming more and more popular. By adding complementary constraints on the inverted parameters, the joint inversion approach improves our knowledge and understanding of the Earth structure. The joint inversion can be divided into two categories, joint inversion of multiple techniques sensitive to a same physical parameter and joint inversion of different techniques sensitive to parameters of different nature.

The main concerns with the joint inversion approach, and more precisely when considering techniques with several parameters, are the physical data complementarity (difference in resolution and sensitivity, etc..) and the lack of knowledge about the relationships between the parameters during the inversion. These relationships can be of two types; physical or structural. According to the geological context of our work, namely in the continental break-up of the North Tanzanian Divergence, we test 3 different way of considering a structural approach; through the cross gradient, the parameter correlation and the gradient correlation. In this study we use receiver functions, magnetotellurics and the gravity methods which enable to characterize the S-wave velocity, the electrical resistivity and the density, respectively.

Thus the objective of this research work is to develop a new joint inversion approach which takes into account the physical specificity of each technique. We based our approach on a 3-D inversion algorithm for magnetotelluric data. Then we added and developed the gravity and receiver function inversion part, which required the development of different tools to correctly treat the data and combine the parametrization between the models. Particularly, we propose an original approach for the computation of the topographic effect which decreases the number of cells while keeping a satisfying resolution. Results of the joint MT - gravity inversion show a good correlation between electrical structures and positive or negative density contrasts. For the receiver function inversion studies combining them with other data (MT or surface waves), usually consider only one dimension models, sometimes 2D. Here we ran into technical problems on all the seismological stations during fieldwork which prevented obtaining estimates of surface wave dispersion. We propose here a new approach, which advantageously couples the



---

receiver function with 3-D resistivity model. Pseudo 3-D velocity model are created and combined with the MT models to better takes into account the physical properties of the receiver function. The obtained results, still preliminary, remain promising, with a good coherency between the main electrical structures and seismic interfaces.

This joint inversion study is the completion of several preliminary and independent studies on the magnetotelluric and receiver function data we carried out first. Two magnetotelluric profiles (~100 km each) and about thirty seismological stations were deployed in both Natron and Manyara areas to study the lithospheric structure of the North Tanzanian Divergence. Our results lead to better understand the continental break-up in this region of the East African Rift, in particular two low-velocity structures have been highlighted. The first one in the lower crust is associated with high resistivity values and low density thus more in favor of a change in temperature or composition rather than presence of partial melting. The second LVZ, located in the upper mantle, displays a particular geometry (oriented N50° dipping toward the NW for the NW part of the NTD and toward the SE for the SE part) for the RF. It ultimately suggests interactions with Proterozoic inherited structures and the African plume material.

---



# Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>xvii</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>1</b>
1.1 Résumé / Summary . . . . .	2
1.2 Quelques généralités sur les rifts continentaux . . . . .	12
1.3 Le Rift Est Africain . . . . .	15
1.4 La Divergence Nord Tanzanienne . . . . .	17
1.5 Contexte de l'étude . . . . .	19
1.6 Structure du manuscrit . . . . .	22
1.7 Références . . . . .	25
<b>2 Présentation des méthodes</b>	<b>33</b>
2.1 Résumé / Summary . . . . .	34
2.2 Les fonctions récepteur . . . . .	46
2.2.1 Théorie . . . . .	46
2.2.2 Construction d'une fonction récepteur . . . . .	50
2.2.3 Lecture d'une fonction récepteur . . . . .	51
2.2.4 De la fonction récepteur à la structure . . . . .	57
2.3 La magnétotellurique . . . . .	65
2.3.1 Principes fondamentaux . . . . .	66
2.3.2 Dimensionnalité . . . . .	71
2.3.3 Modélisation . . . . .	72
2.3.4 Inversion . . . . .	77
2.4 La gravimétrie . . . . .	79
2.4.1 Principes de base . . . . .	80
2.4.2 Cas d'une distribution de masse . . . . .	81



2.4.3	Corrections et anomalies . . . . .	82
2.4.4	Densité des roches . . . . .	85
2.4.5	Inversion . . . . .	86
2.5	Références . . . . .	89
<b>3</b>	<b>Imagerie de la Divergence Nord Tanzanienne : synthèse géophysique et résultats</b>	
	<b>préliminaires</b>	<b>97</b>
3.1	Résumé / Summary . . . . .	98
3.2	Analyse par fonctions récepteur . . . . .	103
3.2.1	Détection de zones à faible vitesse . . . . .	103
3.2.2	Approche de la structure lithosphérique . . . . .	121
3.3	Imagerie par magnétotellurique . . . . .	128
3.4	Approche gravimétrique . . . . .	165
3.4.1	Données . . . . .	165
3.4.2	Anomalie à l'air libre et Bouguer . . . . .	165
3.5	Pourquoi inverser des données de magnétotellurique, fonctions récepteur et gravimétrie ensemble? . . . . .	168
3.6	Références . . . . .	171
<b>4</b>	<b>Inversion conjointe</b>	<b>173</b>
4.1	Résumé / Summary . . . . .	174
4.2	Définitions et principes . . . . .	180
4.3	Comment chercher la solution d'une inversion? . . . . .	181
4.3.1	Méthode de Monte-Carlo . . . . .	182
4.3.2	Le recuit simulé . . . . .	183
4.3.3	L'algorithme de voisinage . . . . .	184
4.3.4	Méthode des gradients conjugués . . . . .	186
4.4	Que coupler et comment? . . . . .	188
4.4.1	Les inversions conjointes pour un même paramètre physique . . . . .	188
4.4.2	Les inversions conjointes pour des paramètres physiques différents . . . . .	194
4.5	Limites & Conclusions . . . . .	204
4.6	Références . . . . .	207

<b>5</b>	<b>Approche numérique</b>	<b>215</b>
5.1	Résumé / Summary . . . . .	216
5.2	Modèles et paramètres . . . . .	225
5.2.1	En fonction récepteur . . . . .	225
5.2.2	En gravimétrie . . . . .	229
5.2.3	En magnétotéllurique . . . . .	233
5.3	Choix de l'algorithme de minimisation et des relations entre les paramètres	233
5.3.1	Algorithme de recherche . . . . .	233
5.3.2	Relation entre les paramètres . . . . .	234
5.3.3	Fonction de pondération pour la gravimétrie . . . . .	236
5.4	Structure globale de l'algorithme . . . . .	237
5.5	Difficultés et problèmes rencontrés . . . . .	241
5.6	Références . . . . .	243
<b>6</b>	<b>Imagerie de la Divergence Nord Tanzanienne : apports de l'inversion conjointe</b>	<b>245</b>
6.1	Résumé / Summary . . . . .	246
6.2	Apports du couplage MT - gravimétrie . . . . .	256
6.2.1	Présentation des données de la zone . . . . .	256
6.2.2	Effet de la pondération des données gravimétriques sur l'inversion .	257
6.2.3	Inversion conjointe MT - gravimétrie . . . . .	259
6.2.4	Test des 3 couplages sur les profils P <sub>1</sub> et P <sub>3</sub> . . . . .	266
6.3	Apports du couplage MT - fonctions récepteur . . . . .	270
6.3.1	Combiner RF et MT à travers le modèle de départ des RFs . . . . .	271
6.3.2	Inversion couplée MT - RF . . . . .	273
6.3.3	Application au profil P <sub>2</sub> . . . . .	276
6.4	Conclusions . . . . .	278
6.5	Références . . . . .	281
<b>7</b>	<b>Conclusion &amp; Perspectives</b>	<b>283</b>
7.1	Résumé / Summary . . . . .	284
7.2	Bilan de la partie méthodologique . . . . .	290
7.3	Conclusions géodynamiques . . . . .	293
7.4	Références . . . . .	297

**Liste des figures**

**301**

# Chapitre 1

## Introduction

### Sommaire

---

1.1	Résumé / Summary . . . . .	2
1.2	Quelques généralités sur les rifts continentaux . . . . .	12
1.3	Le Rift Est Africain . . . . .	15
1.4	La Divergence Nord Tanzanienne . . . . .	17
1.5	Contexte de l'étude . . . . .	19
1.6	Structure du manuscrit . . . . .	22
1.7	Références . . . . .	25

---

In order to extend the understanding of this manuscript to a non-francophone public we have decided to add in the beginning of each chapter an english summary. These summaries will be exhaustive on the original aspects of this study (explanation of our joint inversion algorithm and the results obtained with a separate and joint approach) and will complete the submitted articles.

## 1.1 Résumé / Summary

Geophysics enables to image and study the interior of the Earth without direct observation way. In order to do this, we can use geophysical inversion which us enables to construct a model of the basement which best explain the geophysical data measured on the surface. According to the method used the basement can be characterized along different physical parameters as the wave velocity for the seismology, the electrical resistivity for the magnetotelluric or the density for the gravity. These models are then exploited for the geological interpretation. However these inversion being only focus on one physical parameter and being limited by the characteristics of the method (resolution, sensibility, etc..) as well as the inversion itself (data uncertainties, physical laws approximation, etc..) they do not sample the all model space and then provide only a limited image of the basement. The results obtained with separate inversions of different methods may be different and incompatible.

That is why since about fifteen years in the perspective of improving the Earth imaging the joint inversions are more and more used. Indeed coupling in a same process several geophysical methods enables to obtain a single model of the Earth which explains one or several parameters. By combining different kind of data we increase the constraints on the parameter(s) we want to characterize and we obtain final models more constrained. The geological interpretations based on these models will be more robust. Recently several joint inversions combining many different methods have been realized and give satisfactory results. We can retain the approach of Barnoud (2016) which combines seismology, gravity and magnetic data, or the one of Coutant et al. (2012) between travel time and gravity data or the combination of gravity, electromagnetic and seismic data (Colombo and De Stefano, 2007).

Nevertheless this approach is not trivial because it is necessary to take into account several factors. First the physical complementarity between the data. Indeed if coupling several kind of data seems interesting and simple on paper, in practice it is necessary to be able to balance the differences in resolution of each method, the investigation depth and their difference in sensibility. We will see through separate studies of each method that the magnetotelluric, the receiver function and the gravity seem to be complementary and sensitive to several common structures while keeping their own sensitivity to many specific structures. Moreover the joint inversion enables to reduce the non-uniqueness of

their respective solutions. Indeed the gravity presents the strong drawback of being able to present several different solutions compatible with a same data set while the receiver function method suffers from a huge ambiguity problem between the thickness and the wave velocity for a layer. The magnetotelluric method also present a non-uniqueness solution problem but with lesser extent than the two other methods.

Moreover during a joint inversion it is necessary to link the different parameters between them. As we will see later there is two kind of coupling : either by a physical relation (Archie law, etc..) or by a relation based on the structural similarity between the models. The choice of this relation is essential because it controls the interactions between the different parameters during the inversion and the adding of constraints on each model.

Then each method presents a direct computation more or less complex (and so a computation time more or less important) as well as a different optimal search of the best solution, etc.. That is why the main objective of this study is the development of a new joint inversion method of magnetotelluric, receiver function and gravity data, efficient and taking into account all of these criterions.

The second objectives of this thesis is, through the use of these three methods (in separate and joint approach) to better understand the phenomén of continental rifting by the study of an early stage of the rupture in the East African Rift ; the North Tanzanian Divergence. According to the chosen methods as well as the data distribution we will be able to characterize the crustal and upper mantle geometry, to localize and identify the presence of fluids or magma and to better understand the interactions between crustal and mantle structures.

To make the reading and the comprehension of the lecture easier we briefly present the continental rifting process, the area of investigation and the contexte of this study. A more detailed description of the geological context is realized in the two articles of chapter 3.

## **Generality about continental rifts**

Continental rifts are the first expression of lithospheric break up. Through this extensional deformation that thins the continental lithosphere, they can lead to the formation

of a new oceanic basin. All around the world, rifts present different characteristics and have been classified through slow/fast, symmetric/asymmetric, magmatic/amagmatic, etc... nomenclatures. The geometry and evolution of the rift are mainly controlled by mechanical (rheology, lithosphere resistivity), thermal (magma), dynamic (inherited structures) and kinematic (boundary plates constrains) factors (Ruppel, 1995; Corti et al., 2003). Nevertheless the respective roles and interactions of those parameters are still debated.

Continental rifts have been classified for a long time in two main categories (Sengör and Burke, 1978, Fig. 1.1) : passive rifts with their origin related to extensive constraints at plate boundaries and active rifts generated by mantle upwelling. For the first category, the asthenospheric fusion and rising that leads to the lithospheric thinning, through adiabatic decompression, is a consequence of the extensional forces. On the contrary, for the active one, the thinning is caused by the presence and the activity of a mantle plume at the base of the lithosphere. However, in recent years, many continental extension models suggest a combination of these two processes (Huisman et al., 2001; Petit and Devereux, 2006; Petit et al., 2008).

Tectonic and/or magmatic activities are two strong evidences for the rifting activity. Nevertheless their interactions, their respective roles in the setting up and the evolution of the rift are still poorly known.

Buck (2004, 2006) proposes a pure magmatic rifting model where the dykes are no longer a simple consequence of the rifting. Indeed, in this case, they enable the initiation and the maintenance of the deformation by decreasing the lithospheric resistance through an increase in heat. Moreover the major part of the deformation is accommodated by the dyke and there is no vertical movement associated with this narrow deformation (Fig.1.2, on the bottom). In a purely tectonic model faults will enable the deformation's accommodation and the rheological stratification through a wider zone (Buck, 1991; Brun, 1999; Gueydan et al., 2008; Petit et al., 2008, Fig. 1.2, on the top).

Other parameters seem to influence the rift initiation and its geometry. The rheological properties of the lithosphere will affect the size of the deformation area (e.g. Baikal rift and Basin and Range, USA, for narrow and large area, respectively). The presence of inherited structures, their composition, size and location can also be a leading process in the rifting by locally modifying the rheology (Vauchez et al., 1997; Tommasi and Vauchez, 2001; Bastow et al., 2005). They can also interact with deep processes (e.g. asthenospheric dynamics, Huisman et al., 2001; Petit et al., 2008).

Continental break-up occurs when the lithospheric thinning reaches its maximum. Two new plates are formed and a ridge can emerge when new oceanic lithosphere is created.

Despite numerous studies across the globe dedicated to the question (Mordvinova et al., 2007; Basuyau and Tiberi, 2011; Wallner and Schmeling, 2011; Jiang et al., 2014), the number of processes involved in continental break-up, their roles and their interactions are still unknown and fundamental questions are still debated : What controls the localization and the evolution of the rift ? How does the rupture interact with mantle structures ? What are the relations between deep (mantle) and shallow (crust) processes ? etc..

## **The East African Rift**

The East African Rift (EAR) (Fig. 1.3) is one of the most studied divergent plate boundary in the world. Almost all continental rupture stages are present along this ~ 4000 km continental break-up : from cratonic rifting initiation in the North Tanzanian Divergence to the oceanic accretion in Afar. The EAR mainly corresponds to the boundary between Nubian (on the West) and Somalian (on the East) plates. Some authors imply the presence of micro plates (Lwandle, Rovuma et Victoria, Calais et al., 2006). The rift extends over 4000 km from Afar to Mozambique gulf with variable extension rates, from 6.5 mm/yr in Afar to 2 mm/yr in Mozambique gulf (Stamps et al., 2008). At the scale of the EAR the plates are separating with an average rate of 4 mm/yr in the E-W direction (Saria et al., 2014). Its origin, even if it is still debated, is related to the presence of the African super plume (Duncan and Richards, 1991; Ebinger and Sleep, 1998), a huge thermo-chemical anomaly located in the South African mantle (Gurnis et al., 2000; Ni and Helmberger, 2003; Behn et al., 2004). It was initiated 25 Ma ago (Cenozoic) and most probably uses pre-existing structures (Le Gall et al., 2004).

When reaching the Tanzanian Archean Craton (> 2.5 Ga, Fig. 1.3), the EAR splits into two branches and continues its propagation in the surrounding proterozoic orogenic belt (650-475 Ma, McConnell, 1972; Simiyu and Keller, 1997). The two branches show strong different volcanic activity, probably related to their respective distance from a mantle plume (Koptev et al., 2015). The western branch, which extends over about 2000 km from Albert lake to Malawi lake, presents poor volcanic activity. The eastern branch was initiated 25 Ma ago in the Turkana area and presents a higher volcanic activity. Volcanism there



began ~ 30 Ma ago in North of Kenya, then 15 Ma later in central Kenya and youngest activity started 8 Ma ago in North Tanzania (Baker, 1986; Dawson, 1992; Foster et al., 1997). For both branches tectonic and volcanic activities seem to be contemporary (Ebinger, 1989), even if their relative importance differs for each branch (Ebinger, 1989; Lindenfeld and Rumpker, 2011).

## **The North Tanzanian Divergence**

The expression of the rift in the eastern branch of the EAR (morphology + magmatic activity) drastically evolves from North to South. Indeed the narrow and magmatic rift in Kenya becomes a wider rift in North Tanzania. This part of the rift is the earliest stage of breaking up, and the rift splits into three branches, the Pangani, the Natron-Manyara and the Eyasi rift. Each of them presents strong variations in its magmatic (Nonnotte et al., 2008; Muirhead et al., 2015; Lee et al., 2016) and tectonic (Atmaoui and Hollnack, 2003; Calais et al., 2006; Stamps et al., 2008) expression. These three arms form the North Tanzanian Divergence (Fig. 1.4).

Volcanism inside the NTD is oriented along two main directions. The first one, along a N-S axis, includes the Natron basin (with the presence of carbonatites in the Ol Doinyo Lengai, the only active volcano in the NTD) and Manyara basins. The latter is globally less active than the Natron part and shows only three main volcanoes (Hanang, Kwaraha and Labait). The E-W axis includes all the edifices between the Ngorongoro and the Kilimanjaro (Nonnotte, 2007; Dawson, 2008).

The seismic activity is also strongly contrasted between Manyara and Natron segments, and is distributed over two swarms. The first one is located between the Ol Doinyo Lengai and Gelai volcanoes, and is related to the volcanic activity, probably due to the propagation of dykes at depth (Calais et al., 2008; Biggs et al., 2009). The majority of the earthquakes are located in the upper part of the crust but some are nevertheless observed deeper (~30 km) and seem to be related to CO<sub>2</sub> circulation (Lee et al., 2016). The second swarm is located at only 150 km from the first one, South of Manyara lake. It is essentially composed of events localized in the lower crust (between 20-34 km) (Albaric et al., 2009; Craig et al., 2011). Contrary to the first one it seems to continue in time and does not present major earthquakes (Tongue et al., 1994; Nyblade et al., 1996; Ibs-von Seht et al., 2001). Its origin seems to be related to the circulation of fluids in depth (Albaric et al.,

2010, 2014).

Contrary to the general rift behaviour which tends to circle the Tanzanian craton, in the NTD the rift seems to propagate inside the craton through the Eyasi and Balangida faults (Fig. 1.4). Nevertheless, because of the complex geological background (Smith and Mosley, 1993), the contact between the Craton and the Mozambique Belt is uncertain and still discussed (Ebinger et al., 1997; Le Gall et al., 2008). The Masai block, south of Natron and the E-W volcanic axis appears not deformed and seems to have acted as a barrier between the Pangani and the Manyara rift segment. Even if its origin is still discussed it seems to correspond to a fragment of the Tanzanian Craton (Ebinger et al., 1997; Pérez-Gussinyé et al., 2009).

## **Context of the study**

In order to better understand the initiation and the evolution of the continental break-up, French (Montpellier, Brest, Nice, Strasbourg), American (Rochester) and Tanzanian (Dar Es Salaam, Arusha) researchers collaborate through the CoLiBrEA (ANR, PI Christel Tiberi) and the Crafti projects (NSF, PI Cynthia Ebinger). The objectives of those projects are to identify the processes involved in the early stage of rifting, and to understand how cratonic lithosphere can break up. They then focus their multidisciplinary approach on the North Tanzanian Divergence.

The two projects combine geophysics, geochemical and petrophysics data on a common target. The geophysical part consists of 38 seismological stations distributed in the northern part for a 2 years temporary experiment (white rectangles in the Fig. 1.5). Eleven short period stations were added in august 2014 for six months around the Manyara lake extend the first network (returned rectangles in Fig. 1.5 ). Two E-W magnetotelluric profiles were also realized. The first one was composed of 11 stations located in the northern part of the NTD and crossing the Crater Highlands and the axial rift valley. Five more sites were deployed around the Ol Doinyo Lengai in the frame of the ANR project ELECTRO-LITH (PI Fabrice Gaillard). The second profile was located South of the Manyara lake and was composed by 10 stations. It crosses the Mbulu domain, the axial rift valley and the Masai block. To complement those MT and seismic networks, 178 gravity measurements were collected to complete the data base from the IGB (International Gravity Bureau). They are mainly located around the Ketumbeine volcano, the northern part of the Crater High-

lands and around the Manyara lake (Fig. 1.5). Finally, a dozen GPS measurements were realized in the northern part of the NTD, crossing the axial valley and completing the previous measurements in the region (red squares, Fig. 1.5).

In order to constrain magmatic processes (lava origin and magma dynamic), lavas associated with the main volcanoes were also sampled in order to realize geochemical and petrological analyses (purple squares, Fig. 1.5). This work is part of Celine Baudouin's thesis (University of Montpellier 2, CoLiBrEA project).

The combination of these different data set has many objectives :

- The mapping of the constraints distribution in time and space.
- To better constrain the crustal and mantle structure.
- To characterize the nature, volume and distribution of magma and fluid in the crust.
- To understand the respective roles and interactions of the main processes involved in the rifting.
- Finally, to explain the difference in magmatism and seismic behaviours between the Natron and Manyara rift segment.

## Structure of the manuscript

This manuscript is composed, in addition to this introduction, of six chapters. **The second chapter** presents the three geophysical methods used in this study, which are magnetotellurics, the receiver functions and gravity. We will present the physical principles and the method of modeling and inversion we chose for each of them.

**The third chapter** presents the results obtained separately for each method. The receiver function analysis is shown through the article *Lithospheric low-velocity zones associated with a magmatic segment of the Tanzanian Rift, East Africa*, published in *Geophysical Journal International*. The magnetotelluric results are shown in the form of an article in preparation and entitled *Structure and evolution of the rifting in the North Tanzanian Divergence by 3-D Magnetotelluric inversion*. Then, for the gravity part, we will only present the data through the free air and bouguer anomalies.

**Chapter 4** presents a non-exhaustive state of the art concerning the joint inversion. We will differentiate the methods which characterize one or several physical parameters by using examples based on one or several of our methods. We will insist on their principles and their utilities in the geophysical imaging. Finally, we will present some of the

existing research algorithms and a few approaches for coupling the models together during a joint inversion.

**Chapter 5** presents our joint inversion method. We will detail the structure of our algorithm (direct problems, joint terms, cost function, etc.).

**The sixth** chapter presents the results of our joint inversion algorithm, applied to the imaging of the North Tanzanian Divergence. We firstly present the joint MT - gravity inversion and the influence of the coupling function on and the results obtained along several profiles. The second part presents our approach for the combination of receiver function and magnetotelluric data. The results, along the MT profile, are preliminary but promising

Finally I will conclude this manuscript by summarizing and commenting the main results of this study and by proposing some perspectives for the amelioration of our joint inversion method.

---

La géophysique permet l'imagerie et l'étude de l'intérieur de la Terre sans moyen d'observation direct. Pour ce faire on peut utiliser l'inversion géophysique qui permet de construire un modèle de sous-sol reproduisant au mieux les données géophysiques mesurées en surface. Selon la méthode utilisée, le sous-sol pourra être caractérisé selon différents paramètres physiques comme par exemple la vitesse des ondes pour la sismologie, la résistivité électrique pour la magnétotellurique ou encore la densité du sous-sol pour la gravimétrie. Ces modèles sont ensuite exploités pour l'interprétation géologique. Toutefois, ces inversions se concentrant uniquement sur un paramètre physique et étant limitées par les caractéristiques de la méthode (résolution, sensibilité, etc..) ainsi que par l'inversion elle-même (incertitudes sur les données, approximations des lois physiques, non-unicité de la solution, etc..), elles n'échantillonnent pas la totalité de l'espace des modèles et fournissent alors une image restreinte de la structure du sous-sol. Les résultats obtenus avec des inversions séparées de différentes méthodes peuvent alors être différents et incompatibles entre eux.

C'est pourquoi depuis une quinzaine d'années, les inversions conjointes sont de plus en plus utilisées dans l'optique d'optimiser l'imagerie de la Terre. En effet elles permettent, en couplant dans un même processus d'inversion différentes méthodes géophysiques, d'obtenir un modèle unique de Terre expliquant un ou plusieurs paramètres physiques. En combinant différents types de données, on augmente les contraintes sur le(s) paramètre(s) que l'on cherche à caractériser et on obtient ainsi des modèles finaux beaucoup plus contraints. Les interprétations géologiques qui vont en découler seront alors beaucoup plus robustes. Récemment, plusieurs inversions conjointes combinant différents types de méthodes ont été réalisées et fournissent des résultats très satisfaisants. On pourra retenir notamment les approches de Barnoud (2016) combinant des données de sismologie, gravimétrie et magnétique, celle de Coutant et al. (2012) entre des données de temps de trajet et de gravimétrie ou encore celle de Colombo and De Stefano (2007) qui combine des données de gravimétrie, électromagnétique et sismique.

Cette approche est néanmoins loin d'être triviale car il est nécessaire de prendre en compte plusieurs facteurs. Tout d'abord la complémentarité physiques des données. En effet si coupler plusieurs types de données paraît intéressant et simple sur le papier, il faut pouvoir dans la pratique jongler avec les différences de résolution de chaque méthode, les profondeurs d'investigation, ainsi que leur différence de sensibilité. Nous verrons au travers des études séparées de chaque méthode que la magnétotellurique, la fonction ré-

cepteur et la gravimétrie semblent être complémentaires, en étant sensibles à un certain nombre de structures communes, tout en présentant leur propre sensibilité à quelques structures spécifiques. De plus l'inversion conjointe permet de réduire la non unicité des solutions respectives. En effet, la gravimétrie a le gros désavantage de pouvoir présenter plusieurs solutions très différentes mais toujours compatibles à un même jeu de données tandis que la fonction récepteur souffre d'un gros problème d'ambiguïté entre épaisseur et vitesse des ondes pour une couche. La magnétotellurique présente aussi un problème de non-unicité de la solution mais de moindre ampleur.

De plus, il est nécessaire pendant l'inversion de relier les différents paramètres entre eux. Comme nous le verrons plus tard, il existe deux grands types de couplage ; soit par une relation physique entre les paramètres (loi d'Archie, etc..) soit par des relations basées sur la similarité structurale des modèles. Le choix de cette relation est primordiale car c'est elle qui contrôle les interactions entre les différents paramètres durant l'inversion et permet l'ajout, plus ou moins fort, de contraintes sur les différents modèles. Enfin chaque méthode présente un problème direct plus ou moins complexe (et donc un temps de calcul plus ou moins long) ainsi qu'une recherche optimale de la meilleure solution différente, etc...

L'objectif principal de cette thèse est donc le développement d'une nouvelle méthode d'inversion conjointe des données de magnétotellurique, de fonctions récepteur et de gravimétrie, en intégrant efficacement l'ensemble de ces critères.

Le deuxième objectif de cette thèse est, par le biais de l'utilisation de ces trois méthodes (en approche séparée et conjointe), de mieux comprendre le phénomène de rupture d'un rift continental par l'étude d'un stade précoce de la rupture dans le rift Est Africain : la Divergence Nord Tanzanienne. Compte tenu des méthodes choisies et de la distribution des données, nous allons pouvoir caractériser la géométrie de la croûte et du manteau supérieur, localiser et identifier la présence de fluides ou magma, ainsi que comprendre les interactions entre les structures crustales et mantelliques.

Pour faciliter la lecture et la compréhension du lecteur, nous présentons brièvement ici le phénomène de rifting continental, la zone d'investigation et le contexte de l'étude. Une description plus détaillée du contexte géologique est réalisée dans les deux articles du chapitre 3.

## 1.2 Quelques généralités sur les rifts continentaux

Les rifts continentaux traduisent les déformations en extension se produisant à la surface du globe qui étirent et amincissent la lithosphère continentale. Ils correspondent à la première étape de la déchirure continentale, qui à la fin, peut mener à la rupture lithosphérique et à la formation d'un bassin océanique. On observe de nombreux rifts aux caractéristiques différentes : étroits/larges, lents/rapides, symétriques/ asymétriques, magmatiques/amagmatiques, actifs/avortés, etc.. La géométrie et l'évolution du rift sont majoritairement contrôlées par des facteurs de type mécanique (rhéologie, résistance de la lithosphère), thermique (volume de magma présent), dynamique (structures héritées) et cinématique (contraintes aux limites de plaques) (Ruppel, 1995; Corti et al., 2003). Cependant leurs rôles respectifs ainsi que leur interactions sont encore débattus.

Pendant longtemps, les rifts ont été classés en deux grandes catégories (Sengör and Burke, 1978, Fig.1.1) :

- Les rifts passifs, dont l'origine est associée aux contraintes extensives à très grande échelle aux limites de plaques. L'amincissement lithosphérique s'effectue alors par fusion et remontée de l'asthénosphère par décompression adiabatique (McKenzie, 1978; Lister et al., 1986; Huisman et al., 2001).
- Les rifts actifs provoqués par la présence et l'activité (mouvements de convection) d'un panache mantellique en base de lithosphère qui entraîne par érosion thermique un amincissement lithosphérique (compensation isostatique).

Toutefois, depuis quelques années, de nombreux modèles d'extension continentale invoquent une combinaison de ces deux phénomènes (Huisman et al., 2001; Petit and Deverchere, 2006; Petit et al., 2008) et rendent ainsi cette classification dépassée.

L'activité du rift se traduit par des épisodes pouvant être tectoniques et/ou magmatiques. Cependant, si ces phénomènes apparaissent comme des témoins clairs d'une déformation active, leurs rôles respectifs dans la mise en place et l'évolution du rift ainsi que leurs interactions sont encore mal connus.

Buck (2004, 2006) propose un modèle de rifting purement magmatique, où les intrusions de magmas (les *dykes*), en diminuant la résistance de la lithosphère par augmentation de la chaleur, sont à l'origine de l'initiation de la déformation et de son maintien. Ils ne sont alors plus uniquement une conséquence du rifting. Ici la lithosphère est étirée

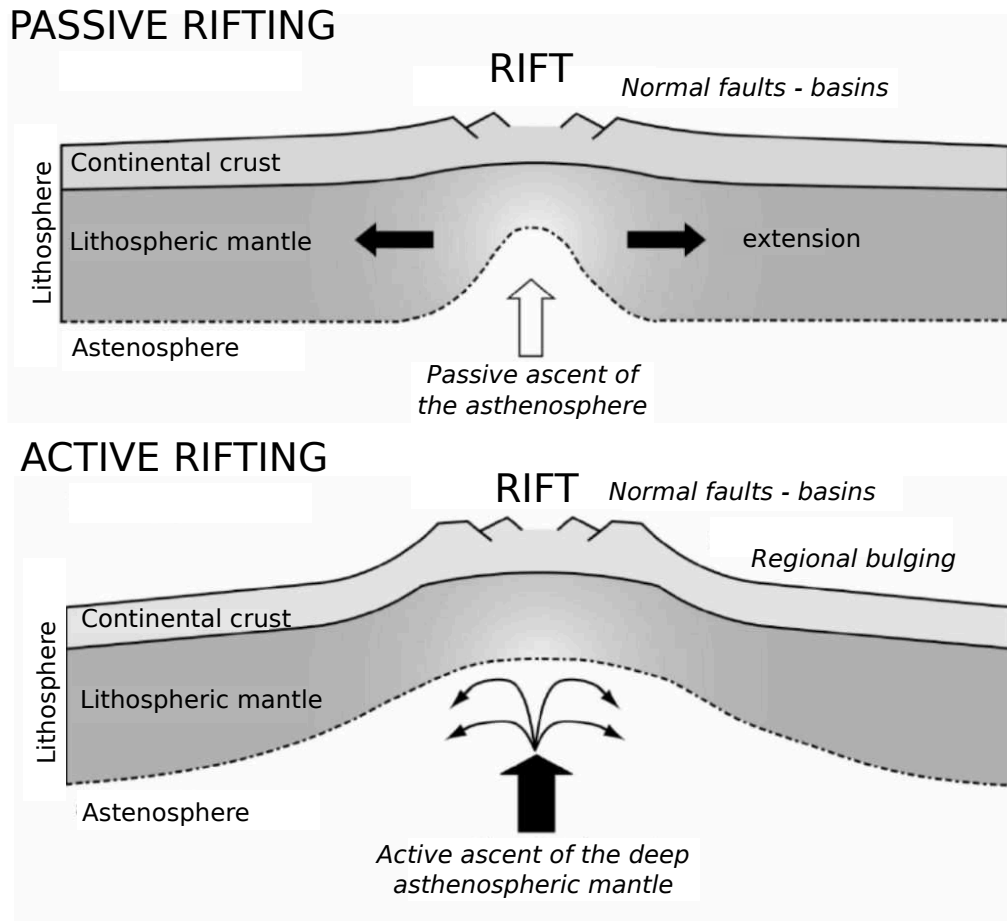


FIGURE 1.1 – Schéma explicatif des rifts actifs et passifs. Modifiée d'après Stab et al. (2015)

*Explicative drawing of the passive and active rifts. Modified from Stab et al. (2015)*

sans mouvements verticaux car le dyke accomode l'essentiel de la déformation (Fig. 1.2, bas). Dans un modèle non purement magmatique, les failles vont aussi permettre l'accommodation de la déformation ainsi que la stratification rhéologique (Buck, 1991; Brun, 1999; Gueydan et al., 2008; Petit et al., 2008, Fig. 1.2, haut). On pourra noter que dans les modèles fortement magmatiques, la résistance de la lithosphère étant diminuée, le potentiel sismogène des failles est aussi fortement réduit. De plus, selon les propriétés rhéologiques de la lithosphère, le rift se localisera sur une zone plus ou moins étroite (rift Baïkal, Golfe de Suez) ou large (Basin and Range, USA). Enfin de récents modèles introduisent la présence d'interactions entre les processus profonds (dynamique asthénosphérique) et les structures héritées (Huismans et al., 2001; Petit et al., 2008). Ces dernières tant par leur composition, dimension ou rhéologie peuvent jouer un rôle prépondérant dans la localisation de la déformation (Vauchez et al., 1997; Tommasi and Vauchez, 2001; Bastow et al., 2005).

Lorsque l'amincissement de la lithosphère atteint son maximum (épaisseur nulle), la



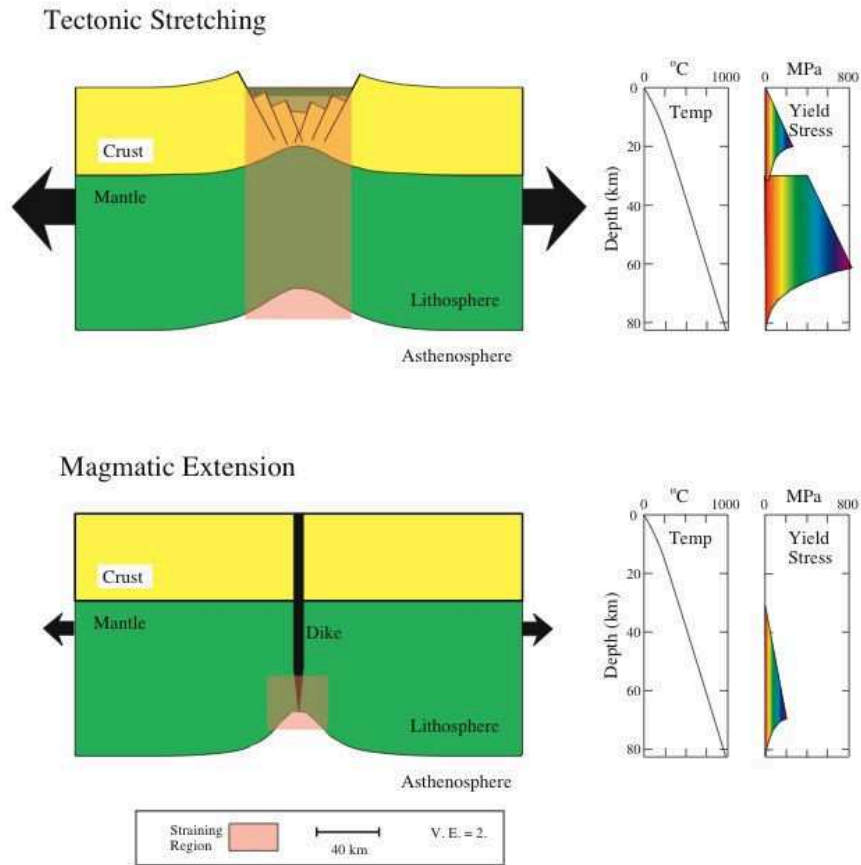


FIGURE 1.2 – Modèles de rift en pure extension mécanique (en haut) et magmatique (en bas) d'une lithosphère continentale normale. Les flèches noires représentent la force minimale nécessaire à l'initiation du rifting. Elle est beaucoup plus faible dans le cas du modèle magmatique. Modifiée d'après Albaric et al. (2009)

*Pure mechanical extension (on the top) and magmatic (on the bottom) rift models for a normal continental lithosphere. The black arrows represent the minimum force needed for the rift initiation. It is much lower for the magmatic model. Modified from Albaric et al. (2009).*

rupture continentale survient. Deux nouvelles plaques lithosphériques se forment, ainsi qu'une dorsale permettant la fabrication d'une nouvelle lithosphère océanique.

Malgré les nombreuses études récentes sur les différents rifts à travers le globe (Mordvinova et al., 2007; Basuyau and Tiberi, 2011; Wallner and Schmeling, 2011; Jiang et al., 2014), le nombre de processus, leurs rôles ainsi que leurs interactions sont encore mal connus et plusieurs questions sont toujours débattues; Qu'est-ce qui contrôle la localisation du rift? Comment la rupture continentale interagit-elle avec les structures mantelliques (panache, structures héritées, etc..)? Qu'est-ce qui contrôle l'évolution de la rupture? Quelles sont les relations entre les processus profonds (manteau) et superficiels

(croûte)? Etc.. L'imagerie géophysique devrait permettre d'apporter des contraintes sur la géométrie des structures lithosphériques ainsi que sur la caractérisation des fluides et leurs potentielles interactions avec les structures du rift.

### 1.3 Le Rift Est Africain

Le Rift Est Africain (REA) est actuellement une des limites divergentes de plaques les plus étudiées. Il permet en effet d'appréhender plusieurs stades de la rupture continentale, de l'initiation du rift dans la Divergence Nord Tanzanienne jusqu'à l'accrétion océanique en Afar.

Il correspond à la frontière entre les plaques Nubie à l'ouest et Somalie à l'est ainsi que plusieurs micro-plaques (Lwandle, Rovuma et Victoria, Calais et al., 2006). Il s'étend sur plus de 4000 km, de l'Afar jusqu'au golfe du Mozambique et présente des taux d'extension variables le long du rift, allant de 2 mm/an au niveau du golfe de Mozambique et jusqu'à 6.5 mm/an dans la dépression d'Afar (Stamps et al., 2008). A l'échelle du rift, les plaques se séparent d'environ 4 mm/an dans une direction globalement E-W (Saria et al., 2014). Son origine, même si encore discutée, est reliée à la présence d'un ou plusieurs panaches mantelliques (Duncan and Richards, 1991; Ebinger and Sleep, 1998) probablement connectés au super panache africain (Nyblade et al., 2000; Rogers et al., 2000). Ce dernier correspond à une large anomalie thermo-chimique, centrée sous l'Afrique du Sud et localisée dans le manteau inférieur (Gurnis et al., 2000; Ni and Helmberger, 2003; Behn et al., 2004).

Les plus anciennes traces de volcanisme observées sont situées dans le rift éthiopien central et datées entre 40-45 Ma (George et al., 1998). L'Afrique de l'Est a été affectée par plusieurs phases de rifting, mais c'est au Cénozoïque (25 Ma) que le REA se forme, en réutilisant parfois des structures pré-existantes (Le Gall et al., 2004).

Au contact du craton archéen Tanzanien (>2,5 Ga), le REA se divise en 2 branches et continue sa propagation dans les ceintures orogéniques protérozoïques (650-475 Ma) l'entourant (McConnell, 1972; Simiyu and Keller, 1997). Ces deux branches se différencient tant au niveau de leur activité volcanique que de leur morphologie. La branche Ouest, qui s'étend sur environ 2000 km, du lac Albert au nord jusqu'au lac Malawi au sud, présente peu de traces de volcanisme. Les roches les plus anciennes sont datées entre

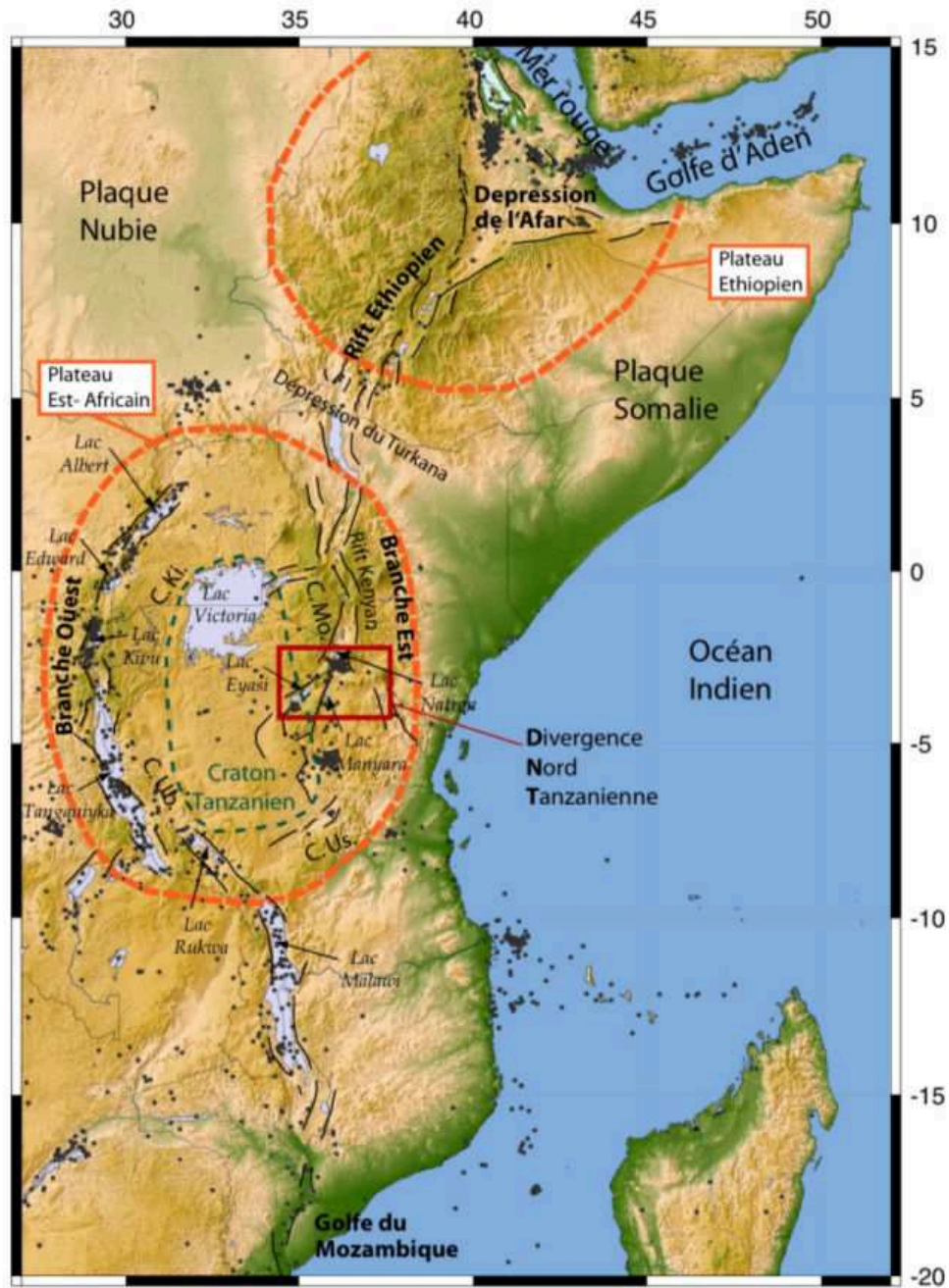


FIGURE 1.3 – Carte structurale simplifiée du REA. La sismicité (>4) est représentée par les points noirs. Les principales structures sont représentées et/ou entourées. L'extrémité de la branche Est correspond à la Divergence Nord Tanzanienne. Ki, Mo, Ub et Us correspondent aux différentes ceintures protérozoïques de Kibaran, Mozambique, Ubendian et Usagaran, respectivement. Modifiée d'après Albaric (2009).

*Simplified structural map of the REA. The seismicity (>4) is represented with black dots. The main structures are represented and/or encircled. The extremity of the eastern branch is the North Tanzanian Divergence. Ki, Mo, Ub and Us correspond to the different proterozoic belt of Kibaran, Mozambique, Ubendian and Usagaran, respectively. Modified from Albaric (2009)*

12 Ma et 8 Ma (Ebinger et al., 1993; Pasteels et al., 1989) et sont concentrées sur seulement quatre édifices volcaniques. La branche Est, quant à elle, s'est initiée il y a environ 25 Ma dans la région du Turkana. L'initiation du volcanisme s'échelonne le long de la branche, avec un début vers 30 Ma dans le nord du Kenya, à environ 15 Ma dans le centre Kenya pour ensuite apparaître vers 8 Ma dans le nord de la Tanzanie (Baker, 1986; Dawson, 1992; Foster et al., 1997). Elle présente une plus forte activité volcanique que la branche Ouest. Cette différence peut être reliée à la proximité ou non avec un panache mantellique (Koptev et al., 2015). Enfin, l'activité tectonique semble contemporaine du magmatisme dans les deux branches (Ebinger, 1989) mais présente une intensité plus forte dans la branche Ouest (Ebinger, 1989; Lindenfeld and Rumpker, 2011).

## 1.4 La Divergence Nord Tanzanienne

La branche Est du Rift Est Africain présente une importante évolution de l'expression du rift, tant au niveau morphologique que de l'activité magmatique, du nord au sud. En effet, on passe d'un rift plutôt étroit et magmatique au Kenya, à un rift beaucoup plus élargi au nord de la Tanzanie, qui se subdivise en 3 branches (Dawson, 1992; Foster et al., 1997; Le Gall et al., 2008) et présentant de fortes variations de l'activité magmatique (Nonnotte et al., 2008; Muirhead et al., 2015; Lee et al., 2016) et tectonique (diminution du taux d'extension vers le sud, Atmaoui and Hollnack, 2003; Calais et al., 2006; Stamps et al., 2008). C'est la Divergence Nord Tanzanienne. Les trois branches du rift sont, d'est en ouest, le rift Pangani, le rift Natron-Manyara et le rift Eyasi (Fig. 1.4).

Ces deux dernières branches présentent une structure en hemi graben, larges d'une cinquantaine de kilomètres, et sont peu profondes (3 km), ce qui traduit une faible extension cumulée (Foster et al., 1997). Ces deux segments sont séparés par les blocs basculés du domaine de Mbulu (Fig. 1.4).

Le volcanisme au sein de la DNT s'oriente le long de deux directions principales. La première, orientée N-S, comprend le bassin de Natron, caractérisé entre autre par la présence de carbonatites au niveau de l'Ol Doinyo Lengai (seul volcan actif de la DNT) et du Kerimasi (actif entre 0.6-0.32 Ma, Mana et al., 2015) ainsi que le bassin de Manyara, globalement moins magmatique que celui de Natron. On y retrouve uniquement trois édifices volcaniques, le Hanang, le Kwaraha et le Labait. La deuxième direction, orientée E-W, comprend la quasi totalité des édifices compris entre le Ngorongoro et le Kilimanjaro

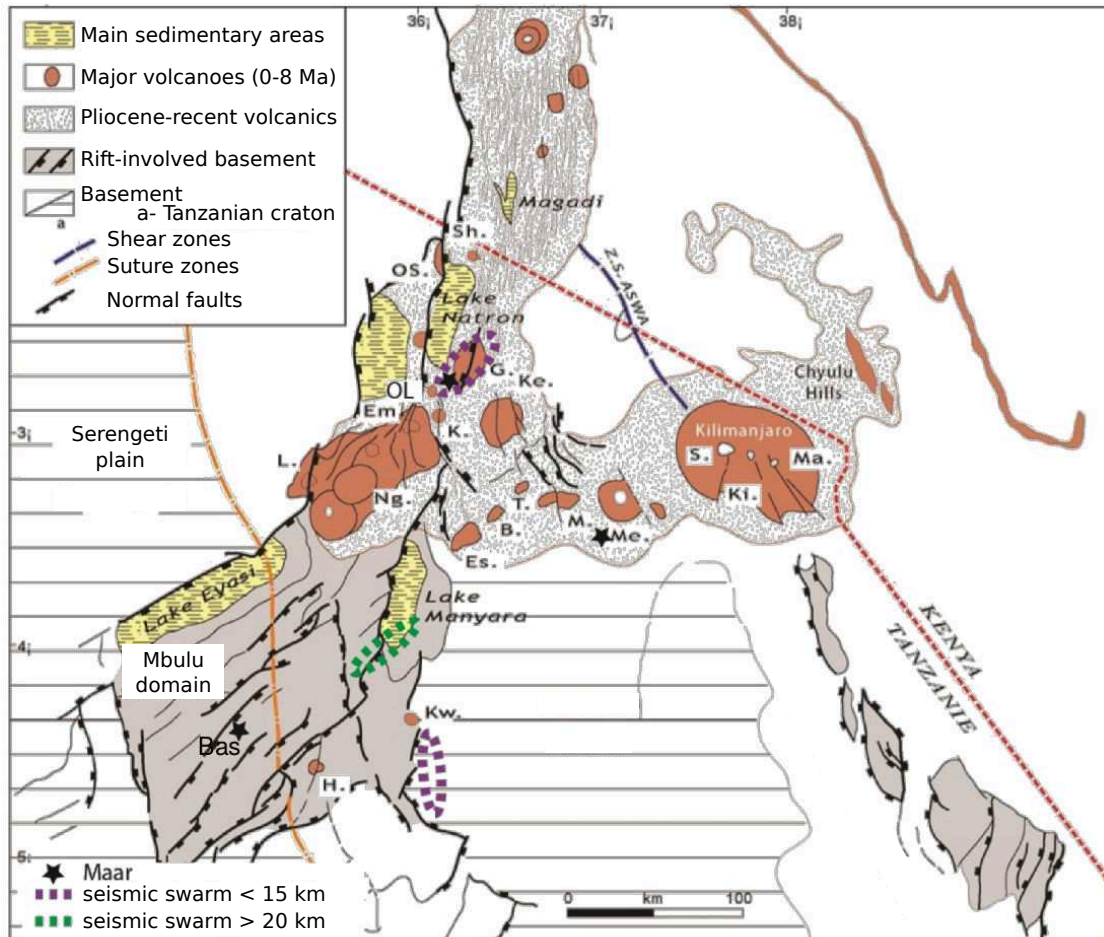


FIGURE 1.4 – Schéma structural de la Divergence Nord Tanzanienne avec les principales structures tectoniques, magmatiques ainsi que les principaux essaims de séismes. Modifiée d'après Le Gall et al. (2008).

*Structural drawing of the North Tanzanian Divergence with the main tectonic and magmatic structures and the main seismic swarms. Modified from Le Gall et al. (2008).*

B : Burko, Bas : Basotu, Em : Empakai, Es, Essimngor, G : Gelai, H : Hanang, K : Kerimasi, Ke : Ketumbeine, Ki : Kibo, Kw : Kwaraha, L : Lemagrut, M : Monduli, Ma : Mawenzi, Me : Meru, Ng : Ngorongoro, OL : Ol Doinyo Lengai, OS : Ol Doinyo Sambu, S : Shira, Sh : Shombole, T : Tarosero.

et présente un volcanisme alcalin à sub-alcalin (Nonnotte, 2007; Dawson, 2008).

La DNT est aussi caractérisée par une activité sismique importante et contrastée selon le segment de rift considéré. En effet, on y observe globalement deux principaux essaims. Un premier, au nord, situé entre les volcans Ol Doinyo Lengai et Gelai, relié à l'activité de ces deux édifices ainsi qu'à la propagation de dykes en profondeur (Calais et al., 2008; Biggs et al., 2009). La majorité des séismes sont localisés dans la partie supérieure de la croûte mais certains sont néanmoins observés plus profondément (env. 30 km). Ils pourraient être reliés à des circulations de CO<sub>2</sub> (Lee et al., 2016). Le deuxième essaim, au sud du lac de Manyara, situé seulement à 150 km du premier, est composé d'événements localisés dans la croûte inférieure (entre 20-34 km) (Albaric et al., 2009; Craig et al., 2011). A l'inverse du premier, il semble perdurer au cours du temps et ne présente pas d'événements majeurs (Tongue et al., 1994; Nyblade et al., 1996; Ibs-von Seht et al., 2001). Son origine est difficilement corrélée avec la présence d'une faille active mais semble plutôt être associée à la circulation de fluides en profondeur (Albaric et al., 2010, 2014).

Alors que le craton a joué le rôle de barrière dans la propagation du REA, entraînant la création des branches Est et Ouest, le rift semble ici se propager en son sein, dans les segments Eyasi et Manyara, via les failles d'Eyasi et Balangida. La DNT ayant une histoire géologique complexe composée de nombreux événements tectoniques majeurs (Smith and Mosley, 1993), le contact entre le craton et la ceinture Mozambique est incertain et encore discuté (Ebinger et al., 1997; Le Gall et al., 2008). A l'inverse, le bloc Masai apparaît lui comme non déformé et semble jouer le rôle de barrière entre les segments Manyara et Pangani. Son origine reste discutée mais il semble correspondre à un fragment du craton Tanzanien (Ebinger et al., 1997; Pérez-Gussinyé et al., 2009).

## 1.5 Contexte de l'étude

Afin de mieux comprendre l'initiation et l'évolution de la rupture continentale, le projet français CoLiBrEA (chef de projet Christel Tiberi), en collaboration avec le projet américain Crafti (chef de projet Cynthia Ebinger) ainsi que plusieurs instituts français (Montpellier, Brest, Nice, Strasbourg), américains (Rochester) et tanzaniens (Dar Es Salaam, Arusha) se sont concentrés sur l'étude de la Divergence Nord Tanzanienne.

L'approche choisie est pluridisciplinaire et combine des données de géophysiques, géochimies et pétrophysiques. La partie géophysique repose sur le déploiement de 38

stations sismologiques pendant une période d'environ 2 ans pour la partie nord de la DNT (triangles blancs dans la Fig. 1.5). 11 stations ont ensuite été déployées autour du lac Manyara pour une période d'environ 6 mois (triangles retournés, Fig. 1.5). Deux profils de mesures magnétotelluriques ont aussi été réalisés. Ils sont tous les deux orientés est-ouest, perpendiculairement à la direction moyenne du rift. Le premier, composé de 11 stations, se situe dans la partie nord de la DNT et traverse la zone du Crater Highlands ainsi que la vallée axiale du rift. Cinq stations ont été rajoutées autour du volcan Ol Doinyo Lengai (projet Electrolith). Le second profil, situé au sud du lac Manyara, se compose de 10 stations et traverse le domaine de Mbulu, la vallée axiale, ainsi que le bloc Masai. Enfin, 178 mesures gravimétriques ont été réalisées pour compléter les données du BGI (Bureau Gravimétrique International). Elles se localisent principalement autour du Ketumbeine, de la zone au nord du Crater Highlands et du lac Manyara. Enfin, ajoutées à cela, une douzaine de mesures GPS ont été réalisées et se concentrent sur la partie nord de la DNT (carrés rouges, Fig. 1.5).

Enfin, un échantillonnage des laves associées aux principaux édifices volcaniques de la DNT a été effectué afin de réaliser des analyses géochimiques et petro-physiques (carrés violets, Fig. 1.5). Ces études font partie des travaux de thèse de Celine Baudoin (université Montpellier 2, projet CoLiBrEA).

Cette étude fait suite aux travaux de Nonnotte (2007) et Le Gall et al. (2008) basés sur des approches pétrologiques, géochimiques et structurales, ainsi qu'au projet SEISMO-TANZ07, premier réseau sismologique déployé à l'échelle de la DTN en 2007 (Albaric, 2009; Albaric et al., 2009, 2010, 2014).

La combinaison de ces différents types de données a plusieurs objectifs :

- Cartographier la distribution des contraintes dans le temps et l'espace.
- Mieux contraindre la structure de la croûte et du manteau supérieur.
- Caractériser la nature, le volume et la distribution des magmas et fluides présents dans la croûte.
- Comprendre le rôle et les interactions des principaux processus impliqués dans le rifting.
- Enfin, expliquer la différence de comportement entre les segments de rift du bassin



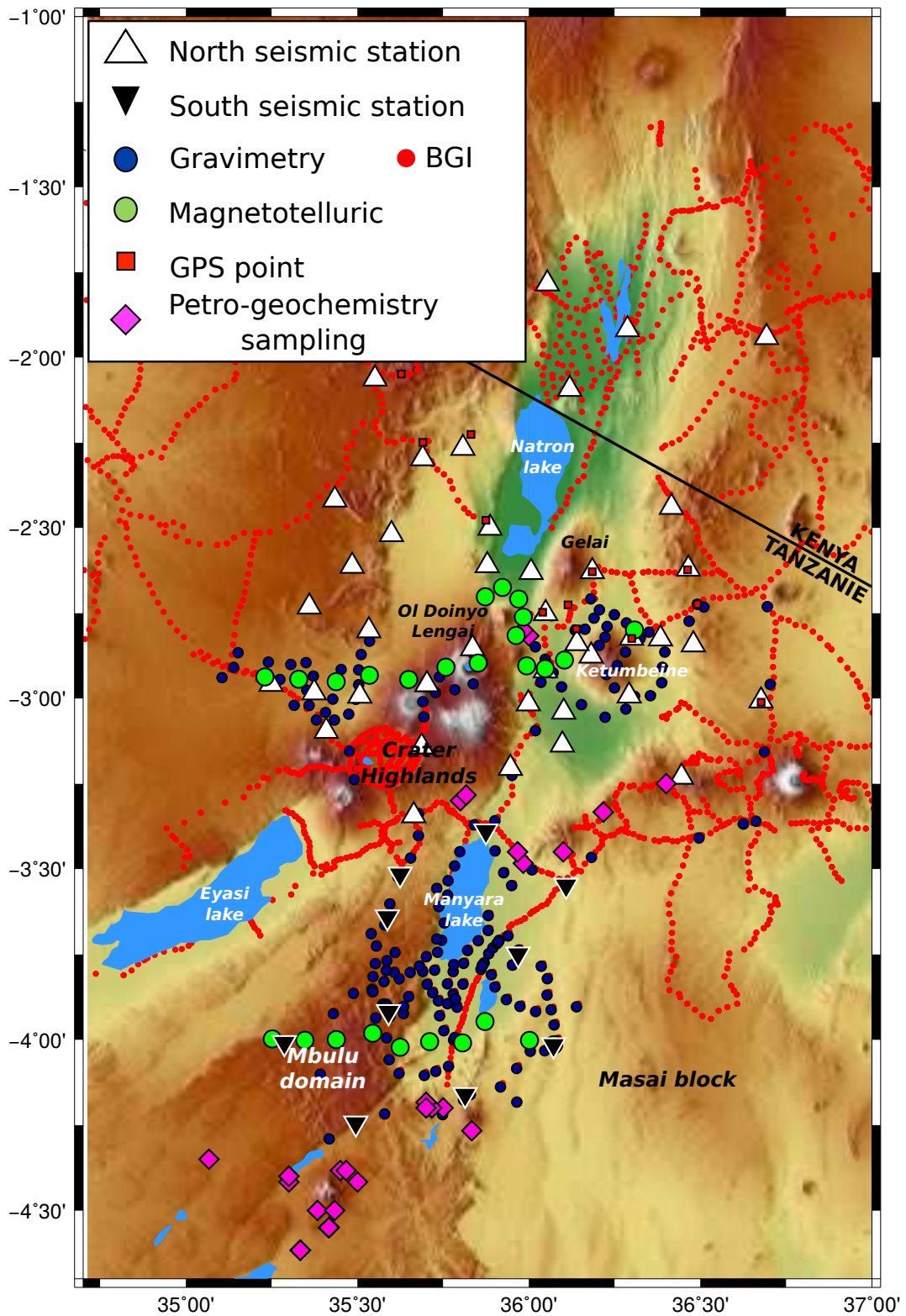


FIGURE 1.5 – Localisation des stations géophysiques (sismologique, magnétotellurique, gravimétrique et GPS) et des sites d'échantillonnage dans la Divergence Nord Tanzanienne.

*Location of the geophysical stations (seismology, magnetotelluric, gravity and GPS) and the sampling sites in the North Tanzanian Divergence.*



de Natron et ceux du bassin de Manyara.

## 1.6 Structure du manuscrit

Ce manuscrit est composé, en plus de cette introduction, de 6 grandes parties. **Le chapitre 2** présente les trois méthodes géophysiques utilisées dans cette étude, qui sont la magnétotellurique, la fonction récepteur et la gravimétrie. Pour chacune des méthodes, nous introduirons les principes physiques de base ainsi que les approches de modélisation et d'inversion choisies.

**Le chapitre 3** présente les résultats obtenus individuellement pour chaque méthode. L'analyse en fonctions récepteur se présente sous la forme d'un article *Lithospheric low-velocity zones associated with a magmatic segment of the Tanzanian Rift, East Africa*, publié dans *Journal Geophysical International*. La partie magnétotellurique se présente aussi sous la forme d'un article en préparation, intitulé *Structure and evolution of the rifting in the North Tanzanian Divergence by 3-D Magnetotelluric inversion*. Enfin, pour la partie gravimétrie, nous présenterons uniquement les données au travers des anomalies d'air libre et de Bouguer.

**Le chapitre 4** présente de manière non exhaustive l'état de l'art concernant les inversions conjointes. Nous différencierons les méthodes permettant de caractériser un ou plusieurs paramètres physiques en s'appuyant sur des exemples utilisant une ou plusieurs de nos méthodes. Nous insisterons sur leurs principes ainsi que leur utilité dans l'imagerie géophysique actuelle. Enfin, nous présenterons aussi quelques algorithmes de recherche ainsi que quelques approches permettant de coupler les modèles entre eux durant une inversion conjointe.

**Le chapitre 5** présente la méthode d'inversion conjointe développée où nous détaillons la structure de notre algorithme (problème direct, terme conjoint, fonction coût, etc..).

**Le chapitre 6** présente les résultats de notre code d'inversion conjointe appliqué à l'imagerie de la Divergence Nord Tanzanienne. Le chapitre se divisera en deux parties ; une première pour l'inversion conjointe entre les données de magnétotellurique et de

gravimétrie où nous verrons l'influence des fonctions de couplage et les résultats obtenus le long de plusieurs profils. La deuxième partie présentera l'approche combinant les fonctions récepteur à la magnétotellurique où nous présenterons des résultats préliminaires mais prometteurs le long d'un profil.

Je conclurai ce manuscrit en rappelant et commentant les principaux résultats de cette étude mais également en présentant quelques perspectives d'amélioration pour notre méthode d'inversion conjointe.

Enfin, dans l'optique d'étendre la compréhension de ce manuscrit à un public non francophone nous avons décidé de rajouter, en début de chaque chapitre, un résumé en anglais de celui ci. Ces résumés seront exhaustifs sur les aspects originaux de cette étude (explication de notre algorithme d'inversion conjointe et des résultats obtenus en approches séparées ou conjointes) et viendront compléter les articles soumis.



## 1.7 Références

- Albaric, J. (2009). *Relations entre déformation active, rhéologie et magmatisme dans un rift continental : Etude sismologique de la Divergence Nord-Tanzanienne, Rift Est-Africain*. PhD thesis, Université de Bretagne occidentale-Brest. 16, 20, 301
- Albaric, J., Déverchère, J., Perrot, J., Jakovlev, A., and Deschamps, A. (2014). Deep crustal earthquakes in North Tanzania, East Africa : Interplay between tectonic and magmatic processes in an incipient rift. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 15(2) :374–394. 7, 19, 20
- Albaric, J., Déverchère, J., Petit, C., Perrot, J., and Le Gall, B. (2009). Crustal rheology and depth distribution of earthquakes : insights from the central and southern East African Rift System. *Tectonophysics*, 468(1) :28–41. 6, 14, 19, 20, 301
- Albaric, J., Perrot, J., Déverchère, J., Deschamps, A., Le Gall, B., Ferdinand, R., Petit, C., Tiberi, C., Sue, C., and Songo, M. (2010). Contrasted seismogenic and rheological behaviours from shallow and deep earthquake sequences in the North Tanzanian Divergence, East Africa. *Journal of African Earth Sciences*, 58(5) :799–811. 6, 19, 20
- Atmaoui, N. and Hollnack, D. (2003). Neotectonics and extension direction of the southern kenya rift, lake magadi area. *Tectonophysics*, 364(1) :71–83. 6, 17
- Baker, B. (1986). Tectonics and volcanism of the southern Kenya Rift Valley and its influence on rift sedimentation. *Geological Society, London, Special Publications*, 25(1) :45–57. 6, 17
- Barnoud, A. (2016). Imagerie géophysique de l'île volcanique de basse-terre en guadeloupe, par inversion de données sismologiques, gravimétriques et magnétiques. 2, 10
- Bastow, I. D., Stuart, G. W., Kendall, J.-M., and Ebinger, C. J. (2005). Upper-mantle seismic structure in a region of incipient continental breakup : northern ethiopian rift. *Geophysical Journal International*, 162(2) :479–493. 4, 13
- Basuyau, C. and Tiberi, C. (2011). Imaging lithospheric interfaces and 3d structures using receiver functions, gravity, and tomography in a common inversion scheme. *Computers & geosciences*, 37(9) :1381–1390. 5, 14

- Behn, M. D., Conrad, C. P., and Silver, P. G. (2004). Detection of upper mantle flow associated with the african superplume. *Earth and Planetary Science Letters*, 224(3) :259–274. 5, 15
- Biggs, J., Amelung, F., Gourmelen, N., Dixon, T. H., and Kim, S.-W. (2009). In-sar observations of 2007 Tanzania rifting episode reveal mixed fault and dyke extension in an immature continental rift. *Geophysical Journal International*, 179(1) :549–558. 6, 19
- Brun, J. (1999). Narrow rifts versus wide rifts : inferences for the mechanics of rifting from laboratory experiments. *Philosophical Transactions-Royal Society of London Series A Mathematical Physical and Engineering Sciences*, pages 695–709. 4, 13
- Buck, W. (2006). The role of magma in the development of the afro-arabian rift system. *Geological Society, London, Special Publications*, 259(1) :43–54. 4, 12
- Buck, W. R. (1991). Modes of continental lithospheric extension. *Journal of Geophysical Research*, 96(B12) :20161–20178. 4, 13
- Buck, W. R. (2004). Consequences of asthenospheric variability on continental rifting. *Rheology and deformation of the lithosphere at continental margins*, 62 :1–30. 4, 12
- Calais, E., d'Oreye, N., Albaric, J., Deschamps, A., Delvaux, D., Déverchère, J., Ebinger, C., Ferdinand, R. W., Kervyn, F., Macheyeke, A. S., et al. (2008). Strain accommodation by slow slip and dyking in a youthful continental rift, East Africa. *Nature*, 456(7223) :783–787. 6, 19
- Calais, E., Ebinger, C., Hartnady, C., and Nocquet, J. (2006). Kinematics of the East African Rift from gps and earthquake slip vector data. *Geological Society, London, Special Publications*, 259(1) :9–22. 5, 6, 15, 17
- Colombo, D. and De Stefano, M. (2007). Geophysical modeling via simultaneous joint inversion of seismic, gravity, and electromagnetic data : Application to prestack depth imaging. *The Leading Edge*, 26(3) :326–331. 2, 10
- Corti, G., Bonini, M., Innocenti, F., Manetti, P., Mulugeta, G., Sokoutis, D., and Cloetingh, S. (2003). Rift-parallel magma migration and localisation of magmatic activity in transfer zones. *Acta Vulcanologica*, 14(1/2) :17. 4, 12

- Coutant, O., Bernard, M., Beauducel, F., Nicollin, F., Bouin, M., and Roussel, S. (2012). Joint inversion of p-wave velocity and density, application to la soufrière of guadeloupe hydrothermal system. *Geophysical Journal International*, 191(2) :723–742. 2, 10
- Craig, T., Jackson, J., Priestley, K., and McKenzie, D. (2011). Earthquake distribution patterns in Africa : their relationship to variations in lithospheric and geological structure, and their rheological implications. *Geophysical Journal International*, 185(1) :403–434. 6, 19
- Dawson, J. (1992). Neogene tectonics and volcanicity in the North Tanzania sector of the Gregory Rift Valley : contrasts with the kenya sector. *Tectonophysics*, 204(1) :81–92. 6, 17
- Dawson, J. B. (2008). The gregory rift valley and neogene-recent volcanoes of northern tanzania. Geological Society of London. 6, 19
- Duncan, R. A. and Richards, M. (1991). Hotspots, mantle plumes, flood basalts, and true polar wander. *Reviews of Geophysics*, 29(1) :31–50. 5, 15
- Ebinger, C. (1989). Tectonic development of the western branch of the east african rift system. *Geological Society of America Bulletin*, 101(7) :885–903. 6, 17
- Ebinger, C., Deino, A., Tesha, A., Becker, T., and Ring, U. (1993). Tectonic controls on rift basin morphology : evolution of the northern malawi (nyasa) rift. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 98(B10) :17821–17836. 17
- Ebinger, C., Djomani, Y. P., Mbede, E., Foster, A., and Dawson, J. (1997). Rifting archaean lithosphere : the eyasi-manyara-natron rifts, east africa. *Journal of the Geological Society*, 154(6) :947–960. 7, 19
- Ebinger, C. J. and Sleep, N. (1998). Cenozoic magmatism throughout east Africa resulting from impact of a single plume. *Nature*, 395(6704) :788–791. 5, 15
- Foster, A., Ebinger, C., Mbede, E., and Rex, D. (1997). Tectonic development of the northern Tanzanian sector of the East African Rift System. *Journal of the Geological Society*, 154(4) :689–700. 6, 17
- George, R., Rogers, N., and Kelley, S. (1998). Earliest magmatism in ethiopia : evidence for two mantle plumes in one flood basalt province. *Geology*, 26(10) :923–926. 15

- Gueydan, E., Morency, C., and Brun, J.-P. (2008). Continental rifting as a function of lithosphere mantle strength. *Tectonophysics*, 460(1) :83–93. 4, 13
- Gurnis, M., Mitrovica, J. X., Ritsema, J., and van Heijst, H.-J. (2000). Constraining mantle density structure using geological evidence of surface uplift rates : The case of the african superplume. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 1(7). 5, 15
- Huisman, R. S., Podladchikov, Y. Y., and Cloetingh, S. (2001). Transition from passive to active rifting : Relative importance of asthenospheric doming and passive extension of the lithosphere. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 106(B6) :11271–11291. 4, 12, 13
- Ibs-von Seht, M., Blumenstein, S., Wagner, R., Hollnack, D., and Wohlenberg, J. (2001). Seismicity, seismotectonics and crustal structure of the southern kenya rift—new data from the lake magadi area. *Geophysical Journal International*, 146(2) :439–453. 6, 19
- Jiang, M., Ai, Y., Zhou, S., and Chen, Y. J. (2014). Distribution of the low velocity bulk in the middle-to-lower crust of southern Tibet : implications for formation of the north–south trending rift zones. *Earthquake Science*, 27(2) :149–157. 5, 14
- Koptev, A., Calais, E., Burov, E., Leroy, S., and Gerya, T. (2015). Dual continental rift systems generated by plume-lithosphere interaction. *Nature Geoscience*, 8(5) :388–392. 5, 17
- Le Gall, B., Gernigon, L., Rolet, J., Ebinger, C., Gloaguen, R., Nilsen, O., Dypvik, H., Deffontaines, B., and Mruma, A. (2004). Neogene-holocene rift propagation in central tanzania : Morphostructural and aeromagnetic evidence from the kilombero area. *Geological Society of America Bulletin*, 116(3-4) :490–510. 5, 15
- Le Gall, B., Nonnotte, P., Rolet, J., Benoit, M., Guillou, H., Mousseau-Nonnotte, M., Albaric, J., and Deverchère, J. (2008). Rift propagation at craton margin. : Distribution of faulting and volcanism in the North Tanzanian Divergence (East Africa) during Neogene times. *Tectonophysics*, 448(1) :1–19. 7, 17, 18, 19, 20, 302
- Lee, H., Muirhead, J. D., Fischer, T. P., Ebinger, C. J., Kattenhorn, S. A., Sharp, Z. D., and Kianji, G. (2016). Massive and prolonged deep carbon emissions associated with continental rifting. *Nature Geoscience*. 6, 17, 19
- Lindenfeld, M. and Rumpker, G. (2011). Detection of mantle earthquakes beneath the east african rift. *Geophysical Journal International*, 186(1) :1–5. 6, 17

- Lister, G., Etheridge, M., and Symonds, P. (1986). Detachment faulting and the evolution of passive continental margins. *Geology*, 14(3) :246–250. 12
- Mana, S., Furman, T., Turrin, B. D., Feigenson, M. D., and Swisher, C. C. (2015). Magmatic activity across the East African North Tanzanian Divergence Zone. *Journal of the Geological Society*, pages 2014–072. 17
- McConnell, R. (1972). Geological development of the rift system of eastern africa. *Geological Society of America Bulletin*, 83(9) :2549–2572. 5, 15
- McKenzie, D. (1978). Some remarks on the development of sedimentary basins. *Earth and Planetary science letters*, 40(1) :25–32. 12
- Mordvinova, V., Deschamps, A., Dugarmaa, T., Déverchère, J., Ulziibat, M., Sankov, V., Artem'ev, A., and Perrot, J. (2007). Velocity structure of the lithosphere on the 2003 Mongolian-Baikal transect from SV waves. *Izvestiya, Physics of the Solid Earth*, 43(2) :119–129. 5, 14
- Muirhead, J. D., Kattenhorn, S. A., and Le Corvec, N. (2015). Varying styles of magmatic strain accommodation across the East African Rift. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 16(8) :2775–2795. 6, 17
- Ni, S. and Helmberger, D. V. (2003). Seismological constraints on the south african superplume ; could be the oldest distinct structure on earth. *Earth and Planetary Science Letters*, 206(1) :119–131. 5, 15
- Nonnotte, P. (2007). *Etude volcano-tectonique de la zone de Divergence Nord Tanzanienne (Terminaison Sud du Rift Kenyan). Caractérisation pétrologique et géochimique du volcanisme récent (8 Ma–Actuel) et du manteau source. Contraintes de mise en place.* PhD thesis, Université de Bretagne occidentale-Brest. 6, 19, 20
- Nonnotte, P., Guillou, H., Le Gall, B., Benoit, M., Cotten, J., and Scaillet, S. (2008). New k–ar age determinations of Kilimanjaro volcano in the North Tanzanian diverging rift, East Africa. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 173(1) :99–112. 6, 17
- Nyblade, A. A., Langston, C. A., Last, R. J., Birt, C., and Owens, T. J. (1996). Seismic experiment reveals rifting of craton in tanzania. *EOS, Transactions American Geophysical Union*, 77(51) :517–521. 6, 19



- Nyblade, A. A., Owens, T. J., Gurrola, H., Ritsema, J., and Langston, C. A. (2000). Seismic evidence for a deep upper mantle thermal anomaly beneath east africa. *Geology*, 28(7) :599–602. 15
- Pasteels, P., Villeneuve, M., De Paepe, P., and Klerkx, J. (1989). Timing of the volcanism of the southern kivu province : implications for the evolution of the western branch of the east african rift system. *Earth and Planetary Science Letters*, 94(3) :353–363. 17
- Pérez-Gussinyé, M., Metois, M., Fernández, M., Vergés, J., Fullea, J., and Lowry, A. (2009). Effective elastic thickness of africa and its relationship to other proxies for lithospheric structure and surface tectonics. *Earth and Planetary Science Letters*, 287(1) :152–167. 7, 19
- Petit, C., Burov, E., and Tiberi, C. (2008). Strength of the lithosphere and strain localisation in the baikal rift. *Earth and Planetary Science Letters*, 269(3) :523–529. 4, 12, 13
- Petit, C. and Deverchere, J. (2006). Structure and evolution of the baikal rift : a synthesis. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 7(11). 4, 12
- Rogers, N., Macdonald, R., Fitton, J. G., George, R., Smith, M., and Barreiro, B. (2000). Two mantle plumes beneath the East African rift system : Sr, nd and pb isotope evidence from Kenya Rift basalts. *Earth and Planetary Science Letters*, 176(3) :387–400. 15
- Ruppel, C. (1995). Extensional processes in continental lithosphere. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 100(B12) :24187–24215. 4, 12
- Saria, E., Calais, E., Stamps, D., Delvaux, D., and Hartnady, C. (2014). Present-day kinematics of the East African Rift. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 119(4) :3584–3600. 5, 15
- Sengör, A. and Burke, K. (1978). Relative timing of rifting and volcanism on earth and its tectonic implications. *Geophysical Research Letters*, 5(6) :419–421. 4, 12
- Simiyu, S. M. and Keller, G. R. (1997). An integrated analysis of lithospheric structure across the east african plateau based on gravity anomalies and recent seismic studies. *Tectonophysics*, 278(1) :291–313. 5, 15
- Smith, M. and Mosley, P. (1993). Crustal heterogeneity and basement influence on the development of the Kenya Rift, East Africa. *Tectonics*, 12(2) :591–606. 7, 19

- Stab, M., Bellahsen, N., Pik, R., Quidelleur, X., Ayalew, D., and Leroy, S. (2015). the role of magmatism and segmentation in the structural evolution of the afar rift. In *EGU General Assembly Conference Abstracts*, volume 17, page 5705. 13, 301
- Stamps, D. S., Calais, E., Saria, E., Hartnady, C., Nocquet, J.-M., Ebinger, C. J., and Fernandes, R. M. (2008). A kinematic model for the east african rift. *Geophysical Research Letters*, 35(5). 5, 6, 15, 17
- Tommasi, A. and Vauchez, A. (2001). Continental rifting parallel to ancient collisional belts : an effect of the mechanical anisotropy of the lithospheric mantle. *Earth and Planetary Science Letters*, 185(1) :199–210. 4, 13
- Tongue, J., Maguire, P., and Burton, P. (1994). An earthquake study in the lake baringo basin of the central kenya rift. *Tectonophysics*, 236(1-4) :151–164. 6, 19
- Vauchez, A., Barruol, G., and Tommasi, A. (1997). Why do continents break-up parallel to ancient orogenic belts? *Terra Nova*, 9(2) :62–66. 4, 13
- Wallner, H. and Schmeling, H. (2011). Sensitivity analysis of rift induced delamination with application to Rwenzori Mountains. *Geophysical Journal International*, 187(3) :1135–1145. 5, 14



# Chapitre 2

## Présentation des méthodes

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Résumé / Summary</b> . . . . .	<b>34</b>
<b>2.2</b>	<b>Les fonctions récepteur</b> . . . . .	<b>46</b>
2.2.1	Théorie . . . . .	46
2.2.2	Construction d'une fonction récepteur . . . . .	50
2.2.3	Lecture d'une fonction récepteur . . . . .	51
2.2.4	De la fonction récepteur à la structure . . . . .	57
<b>2.3</b>	<b>La magnétotellurique</b> . . . . .	<b>65</b>
2.3.1	Principes fondamentaux . . . . .	66
2.3.2	Dimensionnalité . . . . .	71
2.3.3	Modélisation . . . . .	72
2.3.4	Inversion . . . . .	77
<b>2.4</b>	<b>La gravimétrie</b> . . . . .	<b>79</b>
2.4.1	Principes de base . . . . .	80
2.4.2	Cas d'une distribution de masse . . . . .	81
2.4.3	Corrections et anomalies . . . . .	82
2.4.4	Densité des roches . . . . .	85
2.4.5	Inversion . . . . .	86
<b>2.5</b>	<b>Références</b> . . . . .	<b>89</b>

---

## 2.1 Résumé / Summary

In this chapter we briefly present the three geophysical methods used in this study; the receiver function (RF), the magnetotelluric (MT) and the gravity technique.

### The receiver function method

#### Theory

This method, developed in 1977 by Langston, is based on the conversion of P-wave to S-wave when crossing a seismic interface. The receiver function is composed of these converted waves amplitude as a function of time (and so of depth). The method is particularly well-adapted to study the crust where the velocity contrasts are strongly marked and where no move-out corrections are needed (Niu et al., 2007; Cruz-Atienza et al., 2010; Ahmed et al., 2013). The technique is also used to study the lithospheric and asthenospheric interfaces (Abt et al., 2010; Chen et al., 2006a; Rychert et al., 2007). Improvements in the methods have recently introduced the presence of anisotropy in the RF analysis (Savage, 1998; Bianchi et al., 2010; Liu and Niu, 2012; Audet, 2015).

Let us consider a horizontal flat interface separating two elastic medias of different impedances (eq. 2.25). An incoming seismic wave produces the following phases (Fig. 2.2) : 1) a direct P-wave which propagates at  $V_p$  velocity 2) a P-wave converted to an S-wave with  $V_s$  velocity in the upper layer 3) several multiples (eg. PpPs and PpSs) corresponding to multiple reflexions on the interface or on the surface (considered as an interface too). Additionally two P- and P-S reflected waves on the interface will propagate downwards and will not be recorded at the station.

The seismic signal at a station contains information about the seismic source, the propagation between this source and the station and the instrumental response. For receiver function analysis we only need the signal corresponding to the structure under the station. We eliminate the source signature and the instrumental response to isolate the RF signal. In the time domain each component of the seismic signal is defined as the convolution of the source function with the structure impulsionnal response and the instrumental response (eq 2.26, 2.27 & 2.28, Langston, 1977). The use of teleseismic events (incident angle  $i \geq 40^\circ$ , i.e. quasi vertical incidence) leads to consider that the vertical com-

ponent only contains the source function and the instrumental response (eq. 2.29). The deconvolution of the radial and transverse component by the vertical one is the structure signature of the medium beneath the receiver, in other words the receiver function. Here this processing is achieved with the iterative time domain deconvolution (Ligorria and Ammon, 1999).

### Reading a receiver function

On a receiver function the arrival time of the different phases are given according to the arrival time of the P direct phase on the vertical component. In the North Tanzanian Divergence the P-to-S Moho conversion arrives  $\sim 5$  s after the P phase and the two main multiples (PpPs and PpSs) at  $\sim 15$  s and  $\sim 20$  s respectively. The conversions generated at crustal interfaces will present arrival times ranging between 0 to 5 s.

For a simple model with a wave crossing an interface at the depth H the three generated conversions (the P-S and its two multiples) present arrival times and amplitudes mainly function of; 1) the depth of the interface which only changes the arrival time (Fig. 2.4.A). 2) the amplitude of the velocity contrast at the interface : a decrease of the impedance decreases the amplitude and arrival time (Fig. 2.4.B). 3) the variation of the  $V_p/V_s$  ratio in the upper layer which presents the same effect as the velocity contrast variation (Fig. 2.4.C).

Moreover some structures present characteristic signatures on the receiver function :

- a low-velocity layer (Fig. 2.5) : the interface at the top of the layer produces a negative P-S conversion on the radial component.
- a sedimentary basin (Fig. 2.6) : it is characterized by low velocity ( $1 \leq V_p \leq 3$  km/s) and high  $V_p/V_s$  ratios ( $\leq 2$ ) which leads to a widening of the direct P pick, and a decrease of its amplitude on the radial component. If the substratum presents a high velocity the P-S conversion at the interface may be of higher amplitude than the P direct phase.
- The presence of a dipping interface (Fig. 2.7) : three impacts on the signal 1) Variations of the arrival time (with a  $2\pi$  periodicity according to the back-azimuth) and the amplitude of the converted phase on the radial component. 2) a  $2\pi$  periodicity of the P-S amplitude (and its multiples) on the transverse component. 3) a devia-

tion of the P direct phase with a  $2\pi$  periodicity for the amplitude on the radial component and an energy on the transverse one with a  $2\pi$  periodicity shifted of  $\pi$  from the P-S phase.

- Anisotropy : create a signature on the transverse component which can give us informations about the direction, the dip and the rate of anisotropy. When a S-wave crosses an anisotropic medium it splits into two waves polarized along and perpendicularly to the fast direction. If the polarization is perpendicular to the fast axis the amplitude will be maximal. Then anisotropy will modify the arrival time of the P-S waves with a  $\pi$  periodicity.

Nevertheless the Earth is a complex medium where all of these cases can occur at the same time. Associated to noisy data it may be complicated to precisely distinguish between all of the structures those responsible for the recorded signal (Fig. 2.8).

### **From receiver functions to structure**

The aim of a receiver function inversion is to determine a model of velocities, which explains one or several phases of the signal. For a simple case with only a simple interface between two media of different impedances a receiver function analysis only recover a relationship between the interface depth and the S-wave velocity (or the  $V_p/V_s$  ratio) of the upper layer. For more complex media (increasing of the number of layers, dipping, anisotropy, etc..) the inversion becomes more and more non-unique (Ammon et al., 1990). Moreover data are generally noisy which is a source of uncertainties for the inversion. Thus considering the noise is random the RFs are often stacked to increase the signal-to-noise ratio. Several methods have been developed to try to resolve this non-uniqueness. We only present the ones we use in this study.

The algorithm proposed by Zhu and Kanamori (2000) assumes a crustal isotropic medium in one dimension with a horizontal interface between the crust and the mantle. This inversion technique resolves the problem of under determination and gives a Moho depth (H) solution associated to a mean crustal  $V_p/V_s$  ratio (noted k). The method is based on the difference in arrival time between the P-S phase and its two multiples (PpPs and PpSs). Taking into account the two multiples reduces the number of possible couples because their inter-dependencies follow different laws in the (H,k) space. The relation

between the three arrival times, the thickness and the crust velocity are shown in eq. 2.34, 2.35 & 2.36 where  $H$ ,  $V_p$  and  $V_s$  are the unknown. The intersection of these three lines determines the  $(H,k)$  pair which best agrees with the three relations (Zhu and Kanamori, 2000). To find  $H$  and  $k$  the mean crustal  $V_p$  value is arbitrarily set and range of values for  $H$  and  $k$  is defined. Each  $(H,k)$  couple is then tested and the one which presents the highest cost function value (eq. 2.37) corresponds to the best model (Fig. 2.9). With this method we only take into consideration the arrival time and the amplitude of the different phases and not the whole wave-form.

Associated with this  $(H,k)$  couple we computed two uncertainties inherent to the method (Tiberi et al., 2007). The first ( $E_b$ ) quantifies the error associated with the data dispersion. In order to do this we randomly re-sample 200 sub-data within the initial data-set according to the bootstrap method (Efron and Tibshirani, 1994). A  $H$ - $k$  inversion is carried out with each new sub-set and we compute the standard deviation considering all the results. To estimate the second uncertainty ( $E_{vp}$ ) we fix bounds for  $V_p$  according to the geological and geophysics data. Then we invert the initial dataset with the  $H$ - $k$  method for 200 random  $V_p$  values chosen in the interval. Then as for the  $E_b$  uncertainty we compute the standard deviation coming from the 200 inversions.

An other technique is based on the forward problem of Shibutani et al. (1996) and associates a stochastic exploration of the model space (Sambridge, 1999). We obtain a 1-D velocity models by inverting the wave form from a stack of all the receiver function. The forward computation is based on a seismic model. The number of layer  $N$  is fixed and for each layer we set a range of values for its thickness,  $V_p/V_s$  ratio and the S-wave velocity for top and bottom. Even though the method considers several layers and a velocity gradient inside each layer, the model is still tabular and isotropic. As for the previous inversion method, we can use either a stack or all the receiver functions, a portion or the whole signal.

However this inversion still suffers from a non-uniqueness problem. In order to add some constrains to the inversion we choose to integrate this technique to our joint inversion process. Nevertheless for methodological reasons we only use the formalism of Shibutani et al. (1996) associated with an other minimization algorithm (see Chapter 5 for more details)



An other method we will mention here which uses the neighbourhood algorithm (Sambridge, 1999) is the Frederiksen and Bostock (2000) technique. This inversion includes dipping and anisotropic interfaces. These features create signal on both radial and transverse components with a periodicity according to the back-azimuth of the event. This method takes advantage of all the radial and transverse receiver functions available at one station. For each layer, the inversion parameters are the layer the thickness, the density, the P and S velocities, the percent of anisotropy for the P- and S-wave, the trend and dip of the anisotropy and the strike and dip of the interface. The number of layers is fixed during the inversion. Given the number of parameters and despite the fact that we tack into account all the receiver function at one station, the problem is strongly under determined and clearly non-unique. That is why for our receiver function analysis, we chose to only use the forward model of this method to explain only some specific phases of our signal (first order interfaces).

Finally we also choose to use the migration method. In contrast to the three previous methods migration is not an inversion in the strict sense. The purpose of migration is to spatially replace along a profile the different conversions (and so the interfaces) present in the receiver functions. We used the Common Conversion Point (CCP) method (Zhu, 2000). The ray path from the source to the receiver is first computed for a constant ray parameter by using a local or global reference velocity model (for example the IASP91 model (Kennett and Engdahl, 1991), PREM (Dziewonski and Anderson, 1981), etc...). The different phases are then reported along the ray at the corresponding depth via this velocity model (Fig. 2.12). The model resolution is a function of two main parameters; the spacing between the stations which controls the horizontal dimensions of the grid and the frequency content of the RF which controls the vertical dimensions. Then a 2-D Gaussian smoothing is applied along the x and z directions. Before the migration we applied a moveout correction on the RFs.

The main advantage of this approach is that information from several stations are coupled on a same profile (Fig. 2.13). Moreover for depths greater than twice the stations spacing the cells will be crossed by multiple rays. Interfaces beneath this depth will be better constrained contrary to the ones located above. A dense network will enable to study the lateral discontinuity and the geometry of the interfaces. Nevertheless the main drawback of this approach is the strong dependence on the initial velocity model because it mainly

controls the position of the interfaces with depth (Langston, 1979; Owens et al., 1984; Zhu and Kanamori, 2000; Vergne, 2002; Kaviani, 2004).

## The magnetotelluric technique

The MT technique is a low frequency passive and non-invasive electromagnetic (EM) method. It is based on the study of electromagnetic (EM) field variations induced in the subsurface. MT was developed by Tikhonov (1950) and Cagniard (1953). It characterizes the electric resistivity of the basement. This latter, expressed in  $\Omega.m$  is mainly function of the mineralogy, the porosity of the rock and the nature of the fluid it contains (Fig. 2.14, Simpson and Bahr, 2005). These latters will generally increase the rock conductivity but their nature also have a strong impact on this increasing. Even if the relation is complex and also depend on the temperature and depth, the presence of molten carbonates will present conductivity values three and five times higher than the one for the presence of molten silicates or hydrous olivine, respectively (Gaillard et al., 2008). Finally the presence of high content CO<sub>2</sub> lava will increase the conductivity to (Sifré et al., 2014).

## Fundamentals principles

According to the Ampere (eq. 2.40) and Faraday laws (eq. 2.41), the temporal variations of the terrestrial magnetic field induce an electric field which in its turn induces a secondary magnetic field. The diffusion equations for the magnetic and electric fields, for an homogeneous medium, is defined as :

$$\Delta \vec{B} = \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\Delta \vec{E} = \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.2)$$

For a sinusoidal variation of the EM field ( $E = E_0 e^{i\omega t}$  with  $\omega$  the pulsation), the diffusion equations are defined with :

$$\Delta \vec{B} = q^2 \vec{B} \quad (2.3)$$

$$\Delta \vec{E} = q^2 \vec{E} \quad (2.4)$$

with  $q$  the magnetic number wave which links the EM fields to the medium proprieties according to the diffusion frequency  $\omega$  with :

$$q = \sqrt{i\omega\mu_0\sigma} = \sqrt{\frac{\omega\mu_0\sigma}{2}}(1+i) \quad (2.5)$$

The simplest solution for the previous diffusion equations is for an homogeneous half space. Considering a plane sinusoidal wave diffusing since the surface ( $z = 0$ ) towards the depth, and considering external current source we can define :

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} = q^2 \mathbf{E} e^{i\omega t - qz} = q^2 \mathbf{E} \quad (2.6)$$

From  $q$  we can define the penetration depth with :

$$p(T) = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \sigma \omega}} \approx 503 \sqrt{\frac{T}{\sigma}} \quad (2.7)$$

with  $T$  the period and  $\sigma$  the conductivity of the medium. This depth corresponds to the depth at which the wave amplitude decreases by a factor  $e$  compared to its initial value on the surface.

In MT the impedance  $Z$  is defined as the ratio between the electric and magnetic field for a given frequency. For a two or three-dimensionnal medium  $Z$  becomes a complex tensor which is written :

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} \quad (2.8)$$

The amplitude of this tensor is scaled into apparent resistivity defined by the resistivity of the medium if the medium was homogeneous :

$$\rho_{a_{ij}}(\omega) = \frac{1}{\mu_0 \omega} |Z_{ij}(\omega)|^2 \quad (2.9)$$

with  $i$  et  $j$  is the horizontal components of the electric and magnetic field. The phase for each terms is defined with :

$$\phi_{ij}(\omega) = \tan^{-1} \left[ \frac{\text{Im}(Z_{ij})}{\text{Re}(Z_{ij})} \right] \quad (2.10)$$

For an homogeneous medium, the phase is  $45^\circ$ . If the resistivity increases with depth the phase decreases and vice versa.

This tensor contains informations on the dimensionality and directions of the structures. For a 1-d medium where the resistivity varies only with depth, we have  $Z_{xx} = Z_{yy} = 0$  and  $Z_{xy} = -Z_{yx}$ . For a 2-d medium where the conductivity varies with depth and along an horizontal direction (different from the main 2-d direction) we have  $Z_{xx} = -Z_{yy}$  and  $Z_{xy} \neq Z_{yx}$ . If in this case the  $x$  and  $y$  directions are equal to the structural directions  $Z_{xx} = Z_{yy} = 0$ . Finally for a 3-d medium all the tensor components are not zero in general.

From the impedance tensor we can also define the main structural directions. Several approaches have been developed (Swift Jr, 1967; Groom and Bailey, 1989) but we will focus on the one developed by Council et al. (1986). This latter is more general than the others and seek to make the tensor anti-diagonal through two different rotations (one real and one complex). This is equivalent to define an angle  $\eta$  which by rotation of the electric (or magnetic) current maximize (or minimize) the impedance tensor :

$$\eta = \frac{1}{2} \operatorname{atan}\left(\frac{2\operatorname{Re}(Z_{yy}Z_{xy}^* + Z_{yx}Z_{xx}^*)}{|Z_{xx}|^2 + |Z_{xy}|^2 - |Z_{yx}|^2 - |Z_{yy}|^2}\right) \quad (2.11)$$

where  $Z_{ij}^*$  is the conjugate of  $Z_{ij}$  and  $\operatorname{Re}(A)$  the real part of the complex number A. This angle is computed for each period and therefor give the orientation of the main structure as a function of the depth.

## Modelling

The EM response of a medium (1-,2- or 3-D) is obtained from the solution of the Maxwell equations. We will present here only the 3-d modeling. The 1-d case is based on the recursive formula of Wait (eq. 2.64) (Wait, 1954) starting from the impedance computed at the top of the deepest layer (eq. 2.65) and by recursion the impedance of the above layers are computed until the surface. Several approaches have been developed for the 2-d modeling (Wannamaker et al., 1984; Wannamaker, 1991; Mackie et al., 1993, 1994) but they are all based on the solution of the Maxwell equations in two modes : the transverse electric mode (TE) where the horizontal electric field is parallel to the structure, and the transverse magnetic mode (TM) where the horizontal magnetic field is parallel to the structure.

For 3-D medium the conductivity varies in the three directions  $x$ ,  $y$  and  $z$ . We focus on the approach developed by Mackie et al. (1993). The integral forms of Maxwell's equations are given by :

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \int \int \mathbf{J} \cdot d\mathbf{S} = \int \int \sigma \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} \quad (2.12)$$

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = \int \int i\mu\omega \mathbf{H} \cdot d\mathbf{S} \quad (2.13)$$

A 3-D model discretized in N cells of arbitrary dimensions is considered. The conductivity is constant inside a cell. The H field is defined along block edges and the J and E fields are defined along the normals to the block faces (Fig. 2.17). The J fields are continuous across block interfaces contrary to the E field (unless the conductivity is constant

between two blocks). According to the geometry of the different fields (Fig. 2.17. A & B), the x component of the equation 2.12 is

$$[H_z(i, j + 1, k) - H_z(i, j, k)] - [H_y(i, j, k + 1) - H_y(i, j, k)]L = J_x(i, j, k)L^2 \quad (2.14)$$

with L the dimensions of the block. The computation of  $J_y$  and  $J_z$  is in the same way as  $J_x$  (see Mackie et al., 1993, for more details). That is why we will only present the x component of each phase. The electric field being not necessary continuous between two blocks we define the E field as the average of the electric field on both sides of the face. Moreover J being continuous between the blocks :

$$E_x(i, j, k) = \frac{\rho_{xx}(i, j, k) + \rho_{xx}(i - 1, j, k)}{2} J_x(i, j, k) = \langle \rho_{xx} \rangle J_x(i, j, k) \quad (2.15)$$

The resistivity are subscripted because here the resistivity tensor is considered as anisotropic even though the actual resistivities are isotropic. This likewise applies to the magnetic permeabilities.

The x component of the equation 2.13 is defined as :

$$[E_z(i, j, k) - E_z(i, j - 1, k)] - [E_y(i, j, k) - E_y(i, j, k - 1)]L = i\omega \langle \mu_{xx} \rangle H_x(i, j, k)L^2 \quad (2.16)$$

with  $\langle \mu_{xx} \rangle$  the average permeability of the cell (i,j,k) compute with the values of the adjacent cells is the (yx) plan.

From equations 2.14 and 2.15 (for the components x, y and z) we can eliminate the E field from eq 2.16 to obtain a second-order equation according H. The x component is defined with :

$$\begin{aligned} i\omega \langle \mu_{xx} \rangle H_x(i, j, k)L^2 = & \langle \rho_{zz} \rangle H_y(i + 1, j, k) - H_y(i, j, k) - H_x(i, j + 1, k) + H_x(i, j, k) \\ & - \langle \rho_{zz} \rangle H_y(i + 1, j - 1, k) - H_y(i, j - 1, k) - H_x(i, j, k) + H_x(i, j - 1, k) \\ & \langle \rho_{yy} \rangle H_x(i, j, k + 1) - H_x(i, j, k) - H_z(i + 1, j, k) + H_z(i, j, k) \\ & + \langle \rho_{yy} \rangle H_x(i, j, k) - H_x(i, j, k - 1) - H_z(i + 1, j, k - 1) + H_z(i, j, k - 1) \end{aligned} \quad (2.17)$$

In the same way we can define this equation for the y and z components. All of these equations are grouped together in the form :

$$Ax = \begin{bmatrix} M_{xx} & N_{xy} & N_{xz} \\ N_{yx} & M_{yy} & N_{yz} \\ N_{zx} & M_{zy} & M_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} = b \quad (2.18)$$

where  $b$  contains informations about the boundary conditions, which are 1) the base of the model is an half-space which enables to link the H and E fields together. 2) a 2-D model is associated to the four vertical faces of the 3-D model. The H field is defined alongside each vertical face. For each 2-D model, the TM mode is computed. 3) several air layers are added on the surface.

The solution of the equation 2.18 is computed with the residual minimization method (Axelsson, 1980). Finally when the equation 2.18 is resolved for the H field the E field is determined with the equations 2.14 and 2.15.

## **Inversion**

The aim of a MT inversion is to find a resistivity distribution of the ground which explains the best the data. Several approaches exist for the one (e.g. Helmuth et al., 2007), two (e.g. Hautot et al., 2006; Oskooi and Darijani, 2014) or three dimensions (e.g. Siripunvaraporn et al., 2005; Kelbert et al., 2014, or see the review of Miensoopust et al. (2013)).

We use the minim3D algorithm (Hautot et al., 2000, 2007) to invert the data in 3-D. The forward problem is from Mackie et al. (1993, 1994) and coupled with the minimization algorithm MINDEF (based on the version of Beiner, 1970, and improved by F. Foroughi and C. Mazoyer, personal communication). A 3-d model is discretized in  $M$  prisms. Their dimensions are fixed and the resistivity is considered as constant inside a cell (Fig. 2.18). At each iteration the resistivity of the cells are varied and we computed a cost function which evaluate the difference between the data and the response model (eq. 2.74). A regularisation term is added to this cost function (eq. 2.75).

## **The gravity method**

### **Principles**

Gravity is a potential field method based on the gravitational acceleration field variation which characterizes the density contrasts distributed within the Earth. A dense body will increase the gravitational acceleration, whereas a light body will decrease the gravity. The gravity field distribution at the surface gives a lot of information about the variations of the mass distribution at depth.

## Case of a mass distribution

The gravity acceleration  $g$  at a point  $P$  is represented with the gradient of the gravitational potential  $U$  at this point :

$$g(P) = \nabla U(P) \quad (2.19)$$

with  $U$  defined, for a point mass, as :

$$U(P) = G \frac{m}{r} \quad (2.20)$$

It obeys to the superposition principle : the gravitational potential for several masses is the sum of the individual gravitational potentials for each mass. We apply this principle to the computing of the gravitational attraction of a masses distribution. This gravitational attraction for a mass  $M$  composed by elementary masses  $dm$  with a volume  $dv$  is defined as :

$$g(P) = \frac{\partial U(x, y, z)}{\partial z} = -G \int_x \int_y \int_z \delta(x, y, z) \frac{z}{r^3} dx dy dz \quad (2.21)$$

where  $\delta$  is the density.

$g$  being the superposition effect of several sources, it is necessary to apply some corrections to only focus on the effect of ground structures (free air and Bouguer correction, etc...). At the end of the processing we obtain the complete Bouguer anomaly (CBA) which is then only representative of the ground mass distribution beneath the observation point. In order to ease the inversion and to consider density contrasts instead of absolute density values, the average value of CBA is subtracted from the CBA.

## Inversion

With this density contrast distribution we will be able to characterize the ground structure. The lowest density values are observed for sedimentary rocks (value between 1.6 and 2.6). Then the volcanic rocks range between 2.2 and 3.3, whereas metamorphic rocks display the highest values (from 2.4 to 3.5)(Fig. 2.22). However, the range of values for a given type of rock can sometimes vary by a factor of two (between 1.75 to 3.2 for limestone). Its mineralogical composition, porosity, age, depth, temperature and the presence of fluids are the main factors of density variations (Telford et al., 1990).

We invert gravity data (Bouguer anomaly or residual) to retrieve a 3-D mass distribution which best explains the observations. Several methods exist (Oldenburg and Li,

1994; Boulanger and Chouteau, 2001; Tiberi et al., 2001, 2005) but they are all confronted to the non-uniqueness inherent to any potential field and the ill-conditioned geophysical problem. The gravity data coming from a potential field, the same gravity signal can be explained by several sources with different geometries and intensities. This non-uniqueness often leads to a mass distribution concentrated within the first layers of the model with an equally good fit to the data. The main difficulty of the gravity inversion is then the supply of additional constraints to obtain realistic mass distribution. These a priori information may be of different types : geological constraints, imposed parametrization, limited values, etc.. Our approach will be shown in Chapter 5. Here we only present the parametrization of our direct model.

As shown previously (eq. 2.21), the gravitational attraction of a mass (with coordinates  $x'$ ,  $y'$  and  $z'$ ) located at a distance  $r$  from the measurement point  $P(x,y,z)$  is computed by :

$$g(x, y, z) = \int_{x'} \int_{y'} \int_{z'} \delta(x', y', z') \psi(x - x', y - y', z - z') dx' dy' dz' \quad (2.22)$$

with  $\psi$  the Green function which expresses the gravity effect of the mass to the measurement point P

$$\psi(x, y, z) = -G \frac{z}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \quad (2.23)$$

Thanks to the superposition principle the total gravity attraction  $g_T$  measured at P corresponds to the sum of the signal calculated for each single mass :

$$g_T = \sum_{n=1}^N \delta_n \psi_{mn} \quad (2.24)$$

with  $\delta_n$  the density of the  $n$  mass and  $\psi_{mn}$  the gravity effect of the  $n$  mass to the measurement  $m$ . In our case (3-D modelling) the model (ground + topography) is discretized in rectangular prisms and the gravity effect is computed with the Gbox subroutine (Blakely, 1995). The size of each prism is function of the depth and the density of data around the measurement. At each iteration the density in each cell is varying and the total gravity effect is computed for all the observation points. Then a misfit is calculated (eq. 2.74). As for the MT inversion some smoothing is added to constrain the inversion and to prevent unrealistic values.



Dans ce chapitre nous présentons les différentes méthodes géophysiques utilisées dans notre inversion conjointe, c'est à dire les fonctions récepteur, la magnétotellurique et la gravimétrie. Les fonctions récepteur se basent sur la conversion des ondes P en ondes S au niveau d'interfaces localisées sous la station. La magnétotellurique repose sur l'étude des variations des champs électromagnétiques induits dans le sous-sol. Enfin, la gravimétrie est l'étude des variations du champ de pesanteur, provoquées par la présence de corps plus ou moins denses en profondeur.

## 2.2 Les fonctions récepteur

La méthode des fonctions récepteur, ou fonctions de transfert, développée en 1977 par Langston, se base sur la conversion des ondes P en S au niveau de discontinuités sismiques. Le terme "fonction récepteur" traduit le fait que l'on s'intéresse uniquement à la partie du signal sismologique contenant ces conversions d'onde pour des interfaces situées directement sous la station (le récepteur). L'amplitude de ces conversions P-S est généralement plus faible que celles des ondes P directes. Par exemple, l'amplitude de l'onde P-S générée au Moho ne dépasse pas ~15 % de l'amplitude de l'onde P directe (Vergne, 2002). On cherche donc à amplifier ces ondes par traitement du signal. La fonction récepteur obtenue représente alors l'amplitude de ces ondes converties en fonction du temps (et donc de la profondeur). La méthode est particulièrement adaptée à l'étude de la croûte et du Moho, où les contrastes de vitesses sont normalement bien marqués (Niu et al., 2007; Cruz-Atienza et al., 2010; Ahmed et al., 2013). Elle est aussi utilisée pour imager la lithosphère (Abt et al., 2010), l'asthénosphère (Chen et al., 2006a), la transition lithosphère/asthénosphère (Rychert et al., 2007) et dans certains cas pour l'étude de l'anisotropie sismique (Savage, 1998; Bianchi et al., 2010; Liu and Niu, 2012; Audet, 2015).

### 2.2.1 Théorie

Un sismomètre enregistre le signal sismologique selon 3 composantes dans le repère géographique ZNE (vertical, nord-sud et est-ouest). Pour les fonctions récepteur, les traces sont généralement converties du système ZNE au système sismologique ZRT (Vertical-Radial-Transverse, Fig. 2.1). Cette rotation est établie selon la valeur théorique du back-azimuth (aussi appelé azimuth inverse, et correspond à la valeur de l'azimut à laquelle on ajoute 180°). La composante radiale correspond alors à la projection de la direction de

propagation de l'onde sur le plan horizontal.

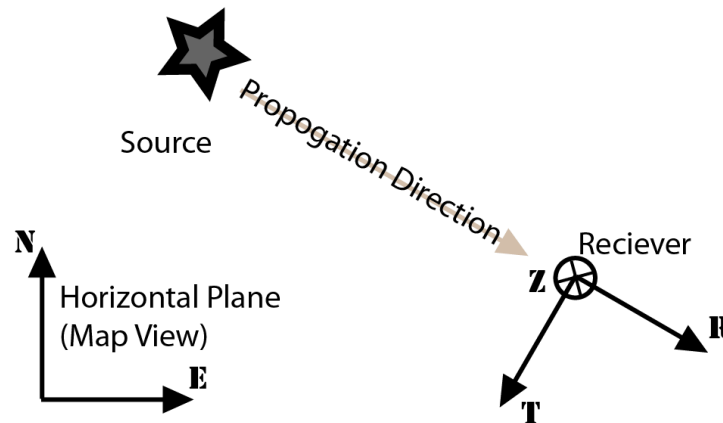


FIGURE 2.1 – Schéma explicatif de la conversion des traces du système ZNE au système ZRT (modifié d'après service.iris.edu).

*Explicative drawing of the traces conversion from the ZNE to the ZRT system (modified from service.iris.edu).*

Si on considère une onde sismique se propageant à travers une interface, considérée comme plane entre deux milieux élastiques d'impédances différentes (principe de Fermat), on observe alors différentes phases sur l'enregistrement à la station correspondant à (Fig. 2.2) :

- une onde P directe, se propageant, à la vitesse  $V_p$
- une onde P convertie en S, de vitesse  $V_s$  dans la dernière couche
- des multiples (par exemple PpPs et PpSs) correspondant à des réflexions multiples sur l'interface ou sous la surface (considérée comme une interface aussi).

En plus de ces phases, deux ondes P et P-S sont réfléchies sur l'interface et se propagent en profondeur. Elles ne seront donc pas enregistrées par le récepteur.

On considère ici une interface comme étant un contact entre deux milieux d'impédance différente. L'impédance  $Z$  est définie par :

$$Z = \rho \cdot v \quad (2.25)$$

avec  $\rho$  la densité et  $v$  la vitesse.

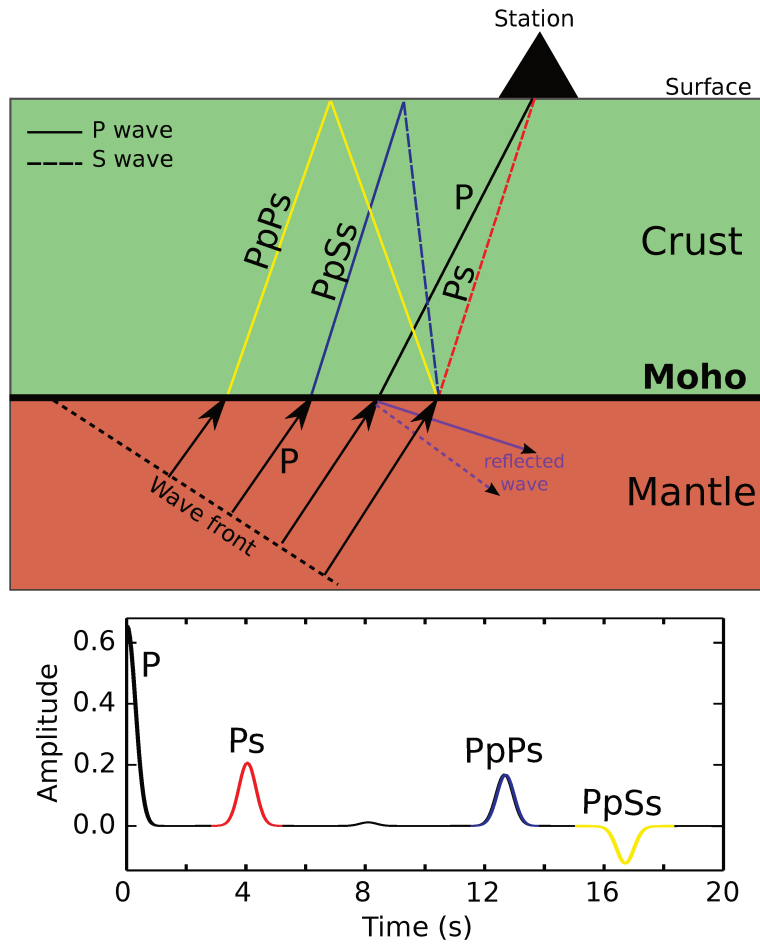


FIGURE 2.2 – Trajets des principales phases transmises et converties au Moho et leurs signatures sur une fonction récepteur.

*Paths of the main converted phases on the Moho and their signatures on a receiver function.*

L'enregistrement d'un signal sismologique à une station donnée contient des informations sur la source, la propagation entre la source et le capteur, et la réponse instrumentale. Le principe de la fonction récepteur est d'extraire du signal la partie correspondant à la structure sous le capteur, et donc de s'affranchir du signal de la source et de l'instrument. Ceci s'effectue en déconvoluant la composante verticale Z des composantes radiales et transverses (R,T). En effet, dans le domaine temporel, pour une onde P incidente, Langston (1977) définit le déplacement du sol sous une station par :

$$Z(t) = I(t) * S(t) * E_z(t) \quad (2.26)$$

$$R(t) = I(t) * S(t) * E_r(t) \quad (2.27)$$

$$T(t) = I(t) * S(t) * E_t(t) \quad (2.28)$$

soit la convolution (\*) de la fonction source  $S(t)$ , la réponse instrumentale de la station  $I(t)$  et la réponse impulsionnelle du sol sous le capteur  $E(t)$  dans les directions verti-

cale (Z), radiale (R) et transverse (T). Cependant, en utilisant des télé-séismes, on considère que les ondes arrivent suffisamment à la verticale pour que le signal  $Z(t)$  ne contienne que la fonction source et la réponse instrumentale. On a donc :

$$Z(t) \simeq I(t) * S(t) \quad (2.29)$$

Cette approximation est valable uniquement pour les incidences télé-sismiques ( $i \geq 40^\circ$ ), et l'on n'utilisera par la suite que des événements respectant cette condition. La réponse instrumentale étant identique pour les trois composantes du signal, on obtient alors :

$$R(t) \simeq Z(t) * E_r(t) \quad (2.30)$$

$$T(t) \simeq Z(t) * E_t(t) \quad (2.31)$$

Ainsi en déconvoluant  $R(t)$  et  $T(t)$  par  $Z(t)$ , la composante verticale, on calcule les composantes radiale et transverse de la fonction récepteur. Il existe différentes méthodes de déconvolution, comme la déconvolution dans le domaine temporel avec estimation par moindre carrés (Gurrola et al., 1995), la méthode du "multitaper frequency domain cross-correlation" (Park and Levin, 2000), la déconvolution dans le domaine fréquentiel (Langston, 1977; Ammon, 1991) et enfin la déconvolution itérative dans le domaine temporel (Ligorria and Ammon, 1999). La déconvolution en domaine spectral étant la première méthode développée pour les fonctions récepteur et ayant utilisé la déconvolution itérative en domaine temporel, nous présenterons ici uniquement ces deux méthodes.

### Déconvolution en domaine spectral

Cette méthode est la première à avoir été développée pour les fonctions récepteur (Langston, 1979). Même si elle a depuis bénéficié de nombreuses améliorations (Owens et al., 1984; Ammon, 1991), elle se base sur le principe qu'une convolution dans le domaine temporel correspond à une multiplication dans le domaine fréquentiel (et une déconvolution sera une division dans le domaine fréquentiel). En utilisant la transformée de Fourier, on obtient :

$$E_r(\omega) = \frac{R(\omega)}{Z(\omega)} \quad (2.32)$$

$$E_t(\omega) = \frac{T(\omega)}{Z(\omega)} \quad (2.33)$$

avec  $\omega$  la pulsation, et  $R(\omega)$  et  $T(\omega)$  les transformées de Fourier de  $R(t)$  et  $T(t)$ . On applique ensuite une transformée de Fourier inverse sur  $E_r(\omega)$  et  $E_t(\omega)$  pour revenir en

domaine temporel. Dans la pratique, cette déconvolution est instable car les signaux sont bruités. Il faut donc éliminer les plus petites longueurs d'onde des deux composantes en utilisant par exemple la méthode du "water level" (Clayton and Wiggins, 1976). Cependant, même avec ce filtre, la déconvolution dans le domaine spectral produit des signaux de moins bonne qualité que la déconvolution itérative dans le domaine temporel (Hetényi, 2007).

### Déconvolution itérative en domaine temporel

Cette méthode, développée par Ligorria and Ammon (1999), permet de construire itérativement une fonction récepteur jusqu'à expliquer la plus grande partie du signal de la composante radiale (ou transverse). Pour ce faire on utilise une fonction d'intercorrélation entre la trace verticale et la trace radiale (ou transverse) mesurant leur ressemblance. Par définition d'une fonction récepteur, la déconvolution de la composante verticale donne la composante horizontale. On construit alors la fonction récepteur en minimisant l'énergie de la différence entre la composante horizontale et le produit de la convolution d'une suite de fonctions de Dirac (correspondant à la fonction récepteur) avec la composante verticale. Cette suite de fonction de Dirac est améliorée à chaque itération (Ammon et al., 1990; Kaviani, 2004). Avant la construction de la fonction récepteur, on applique un filtre sur les données pour augmenter le rapport signal/bruit en limitant les plus hautes et plus basses fréquences. Les caractéristiques de ce filtre dépendent des données, de leur contenu et de l'objectif d'étude (Ammon et al., 1990). Une fois le processus itératif de construction terminé, on vérifie que le signal initial est correctement reproduit (généralement avec un taux de ressemblance supérieur à 80 et 90 %).

Cette méthode, contrairement à la déconvolution en domaine spectral, présente l'avantage de rendre un signal plus clair, présentant un plus grand nombre de phases (Vergne, 2002; Kaviani, 2004; Hetényi, 2007). C'est pourquoi, nous avons fait le choix d'utiliser la déconvolution itérative en domaine temporel sur nos données.

#### 2.2.2 Construction d'une fonction récepteur

Une analyse en fonction récepteur se fait donc en 6 étapes :

1. Sélection des événements situés à une distance comprise entre 30° et 90° de la station avec une magnitude suffisante pour assurer des conversions de phases raison-

nablement énergétiques. Dans notre cas, nous avons fixé le seuil de magnitude à 5.5.

2. Sélection de la portion du signal contenant la phase P directe sur les trois composantes.
3. Rotation des composantes horizontales, du système géographique ZNE au système ZRT.
4. Filtrage des données pour éliminer les hautes et basses fréquences.
5. Déconvolution des composantes radiale et transverse par la composante verticale pour créer la fonction récepteur.
6. Sélection des fonctions récepteur présentant un critère de construction suffisant et de ressemblance satisfaisant.

### 2.2.3 Lecture d'une fonction récepteur

Comme expliqué précédemment, une fonction récepteur se compose de l'ensemble des réflexions P-S induites par les structures sous la station, ainsi que les multiples qui en découlent. On fixe le temps  $t=0$  comme étant l'arrivée de la phase P directe sur la composante verticale, et les temps d'arrivée de toutes les autres phases sont donnés par rapport à cette onde P directe. Dans notre zone d'étude, la conversion P-S du Moho arrive environ 5 s après l'onde P directe. Les principaux multiples du Moho (PpPs et PpSs) ont eu un temps d'arrivée d'environ  $\sim 15$  s et  $\sim 20$  s, respectivement. Les conversions directes générées dans la croûte auront quant à elles, un temps d'arrivée compris entre 0-5 s.

L'ensemble des amplitudes des différentes phases est normalisé par rapport à l'amplitude de l'onde P directe sur la composante verticale. Sur la fonction récepteur, l'amplitude de la phase P directe varie selon l'angle d'incidence du rai, mais est généralement comprise entre 0.4 et 0.6. Les phases P-S ont une amplitude souvent inférieure à 0.2 et leurs multiples inférieure à 0.1. Dans le cas d'un modèle simple d'une onde traversant une interface à une profondeur H, on observe sur la fonction récepteur 3 conversions liées à cette interface : la P-S et ses deux multiples PpPs et PpSs (Fig. 2.2).

L'amplitude et le temps d'arrivée de ces 3 phases dépendent principalement de :

- la profondeur de l'interface H qui fait uniquement varier le temps d'arrivée des différentes phases. L'amplitude reste logiquement constante (Fig. 2.4.A).

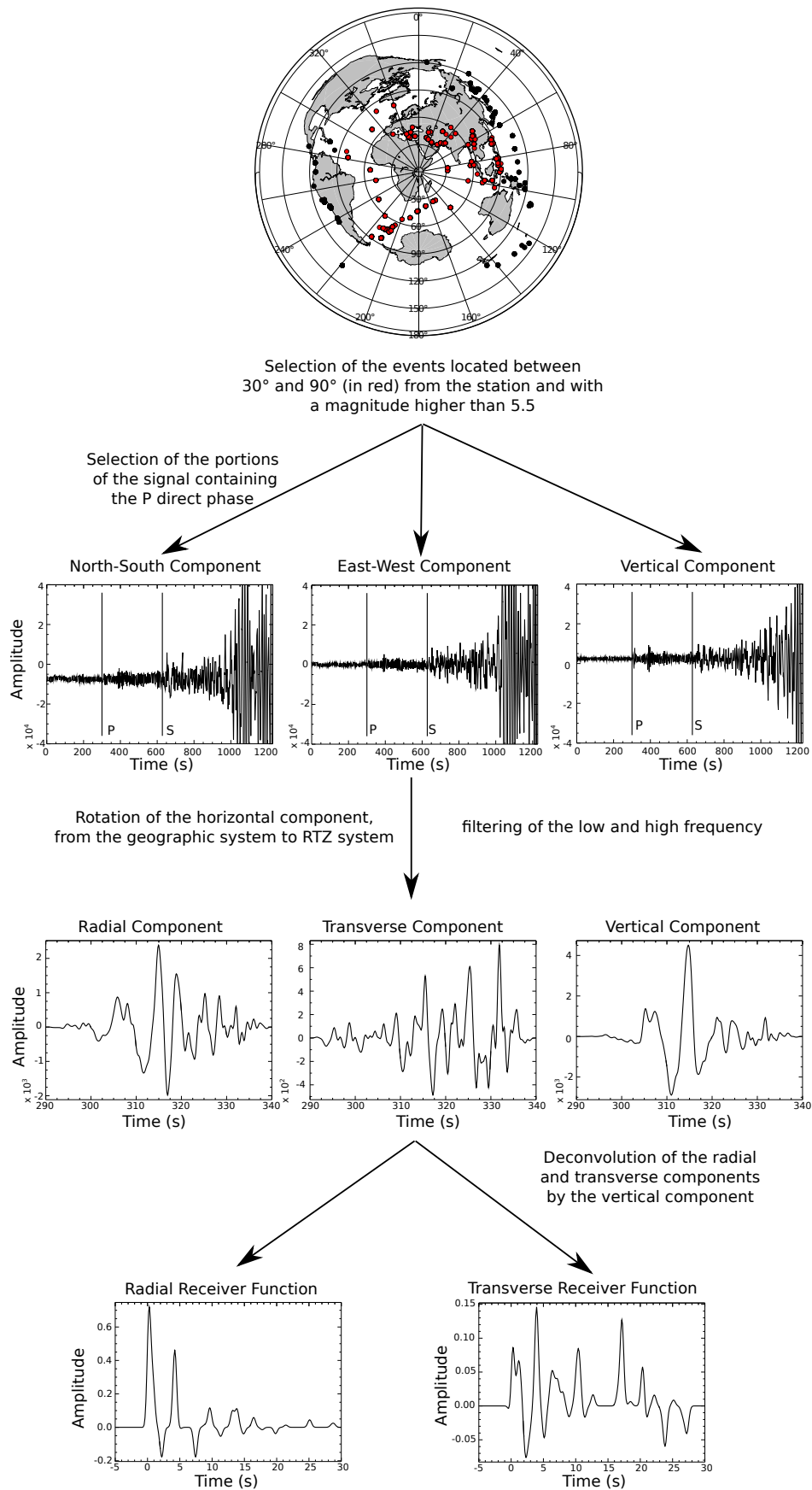


FIGURE 2.3 – Exemple des étapes de construction d’une fonction récepteur.

*Example of a receiver function construction.*

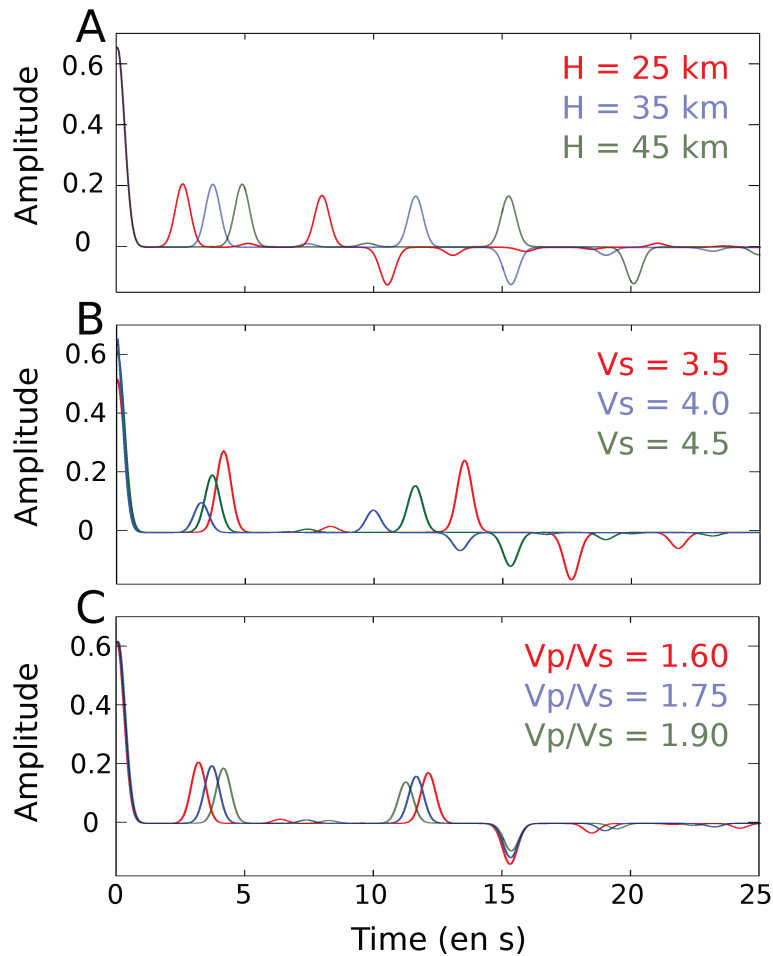


FIGURE 2.4 – Influence de la profondeur de l’interface (A), de la vitesse  $V_s$  (B) et du rapport  $V_p/V_s$  (C), sur les fonctions récepteurs pour un modèle simple à 2 couches.

*Influence of the depth interface (A),  $V_s$  velocity (B) and  $V_p/V_s$  ratio on a receiver function for a simple two layers case.*

- l’amplitude du contraste de vitesse de l’interface : plus le contraste sera faible et plus l’amplitude ainsi que le temps d’arrivée des différentes phases seront faibles (Fig. 2.4.B). La diminution de l’amplitude s’explique par la diminution du contraste d’impédance.
- la variation du rapport  $V_p/V_s$  dans la couche supérieure : on observe les mêmes relations que pour la variation du contraste de vitesse (Fig. 2.4.C).

Dans le cas d’un milieu plus complexe, mais toujours tabulaire, avec plusieurs interfaces, certaines structures caractéristiques sont facilement identifiables :

- la présence d’une couche à faible vitesse (Fig. 2.5) : l’interface au toit de cette couche entraîne une conversion P-S (ainsi que les multiples associés) d’amplitude négative. Il est important de noter qu’une couche à faible vitesse pour les ondes P n’aura



pas nécessairement de signature sur la fonction récepteur. En effet la polarité et l'amplitude des phases étant sensible aux variations de  $V_s$  aussi bien qu'à celles du rapport  $V_p/V_s$  au niveau de cette interface, une variation de  $V_p$  n'entraînera pas nécessairement une variation de  $V_s$ .

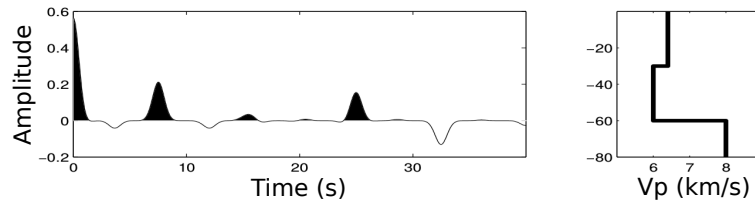


FIGURE 2.5 – Signature d'une couche à faible vitesse sur une fonction récepteur (modifiée d'après Vergne (2002)).

*Low-velocity layer signature on a receiver function (modified from Vergne (2002)).*

- la présence d'un bassin sédimentaire (Fig. 2.6) : habituellement composé de roches meubles, il est caractérisé par de très faibles vitesses ( $1 \leq V_p \leq 3$  km/s) et des rapports  $V_p/V_s$  élevés ( $\leq 2$ ). Ces faibles vitesses entraînent un fort redressement de l'onde P directe qui devient alors beaucoup moins visible sur la composante radiale et qui n'est plus centrée en 0. De plus, si le substratum présente une vitesse élevée, la conversion P-S de l'interface sera très énergétique et son amplitude sur la fonction récepteur, dépassera parfois celle de la P directe.

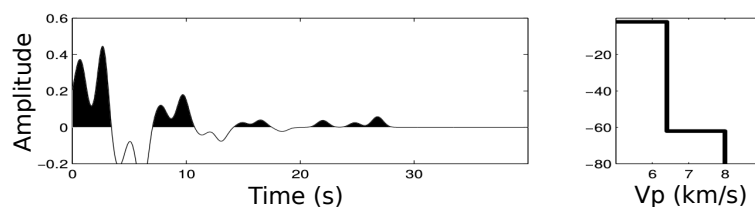


FIGURE 2.6 – Signature d'un bassin sédimentaire sur une fonction récepteur (modifiée d'après Vergne (2002)).

*Sedimentary basin signature on a receiver function (modified from Vergne (2002)).*

Dans l'hypothèse de milieux homogènes, tabulaires et isotropes, l'ensemble des cas précédents ne crée du signal que sur la composante radiale. C'est pourquoi l'information sur la composante transverse est dans la plupart des cas uniquement utilisée pour déterminer le niveau de bruit de la fonction récepteur. Une composante transverse importante signifie que l'énergie des ondes P et S a dévié de leur plan de propagation, et qu'une partie de cette énergie se retrouve sur la transverse. La présence d'un fort signal transverse peut provenir de plusieurs raisons.

### Une interface pentée

Sa présence est observable sur la fonction récepteur de trois façons différentes 1) Variation du temps d'arrivée et de l'amplitude de la phase P-S sur la composante radiale. La variation du temps d'arrivée est provoquée par la différence de distance parcourue par l'onde S suivant la direction aval-pendage ou amont-pendage (Fig. 2.7). L'amplitude de la phase P-S va varier du fait de la variation de l'angle d'incidence sur l'interface. L'onde P-S présentera alors une périodicité de  $2\pi$  de son temps d'arrivée et de son amplitude en fonction du back-azimuth. L'amplitude et le temps d'arrivée les plus élevés seront obtenus pour des ondes arrivant suivant la direction aval-pendage. 2) On retrouve également une périodicité de  $2\pi$  sur la composante transverse, mais uniquement sur l'amplitude de la phase P-S et ses multiples. Elle sera maximale pour les ondes arrivant perpendiculairement à la ligne de plus grande pente et minimale pour les ondes arrivant parallèlement. 3) Déviation de l'onde P directe : comme vu précédemment pour l'onde P-S, l'onde P directe est aussi affectée par la projection de son énergie sur les autres composantes. On retrouvera alors encore une périodicité de  $2\pi$  pour l'amplitude de cette phase sur la composante radiale. Elle sera associée à une énergie non nulle sur la composante transverse présentant aussi une périodicité de  $2\pi$  déphasée de  $\pi$  par rapport à l'onde P-S.

### L'anisotropie

Elle crée une signature sur la composante transverse qui peut nous renseigner sur la direction, le pendage et le taux d'anisotropie. Lorsqu'une onde S convertie traverse un milieu anisotrope, elle se dédouble en une première onde polarisée suivant la direction rapide du milieu et en une deuxième polarisée perpendiculairement. Pour l'onde P directe, si la couche supérieure est aussi anisotrope alors l'onde sera observable sur les deux composantes (R et T), sinon elle n'aura pas de signature sur la composante transverse. L'amplitude des phases est fonction de la direction de polarisation de l'onde incidente par rapport à la direction d'anisotropie du milieu. Si la polarisation est dans la même direction que l'axe rapide, aucune onde Sh ne sera créée. A l'inverse si la polarisation se fait à  $90^\circ$  de l'axe rapide, l'amplitude sera maximale. L'anisotropie va modifier les arrivées des ondes P-S avec une périodicité de  $\pi$ .

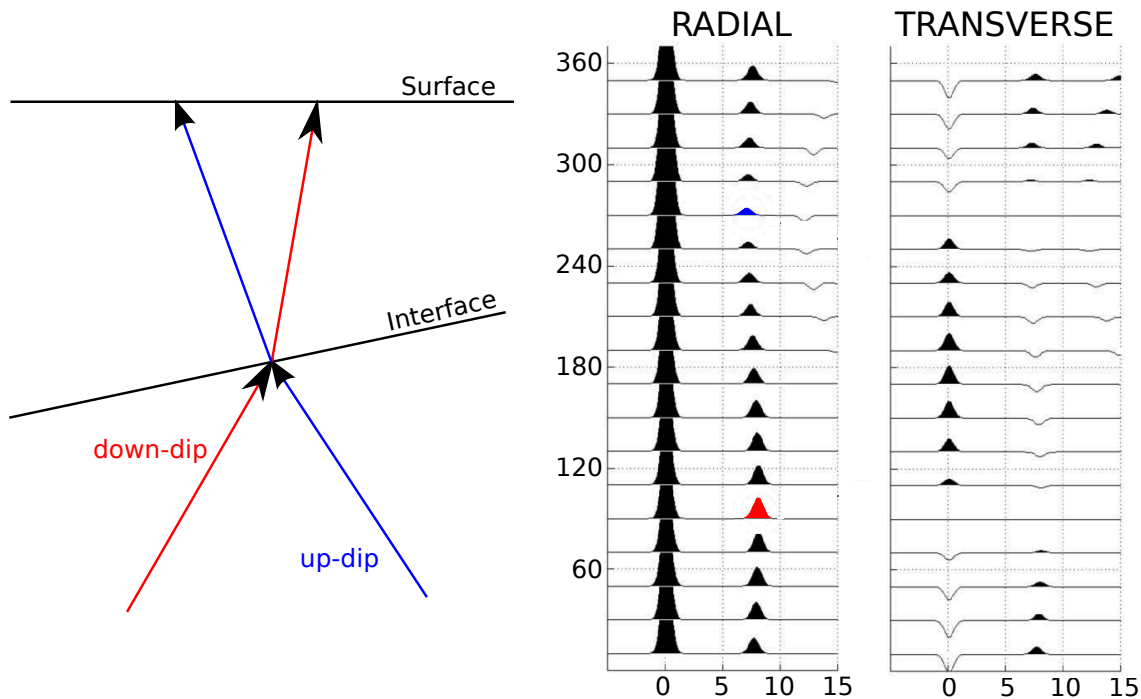


FIGURE 2.7 – A gauche : Schéma représentatif d’une interface pentée avec les ondes suivant les directions aval-pendage et amont-pendage. A droite : Fonctions récepteur associées, représentées en fonction du back-azimuth. Les fonctions récepteur correspondant aux directions aval pendage et amont pendage sont représentées, respectivement, en rouge et en bleu (modifié d’après Vergne (2002)).

*On the left : Representative drawing of a dipping interface along the down-dip and up-dip directions. On the right : The receiver functions associated represented as a function of the back-azimuth. The receiver functions for the down-dip and up-dip directions are represented, respectively, in red and blue (modified from Vergne (2002)).*

### La diffraction des ondes par la présence d’hétérogénéités

Un objet au contraste d’impédance important (par exemple un dyke, une inclusion magmatique, etc.), renvoie une partie (plus ou moins importante) de l’énergie des ondes l’atteignant. Le signal au récepteur présentera alors deux arrivées de phases P et P-S. Cette signature typique est observable sur les deux composantes (R et T). Si le back-azimuth de l’événement est dans le plan station-point diffractant, aucune énergie ne sera visible sur la composante transverse. A l’inverse si la direction de l’onde présente un angle de  $90^\circ$  avec ce plan alors l’énergie ne sera visible que sur la composante transverse. Les phases diffractées présentent alors une périodicité de  $2\pi$  sur chaque composante, avec un déphasage de  $\pi/2$  entre elles, mais d’amplitude similaire. En couplant les signatures sur plu-

sieurs stations, on peut localiser relativement précisément la position de l'objet.

Dans la réalité, la Terre étant un milieu complexe où l'ensemble de ces cas particuliers peuvent se produire en même temps, il est parfois difficile de distinguer précisément l'ensemble des structures responsables du signal. La figure 2.8 illustre l'effet de quelques structures sur l'amplitude et le temps d'arrivée des phases converties. On imagine très bien que dans le cas de données bruitées, et/ou de milieux présentant plusieurs structures différentes, il sera difficile d'établir des liens entre un comportement de phase et une structure en particulier.

### 2.2.4 De la fonction récepteur à la structure

L'inversion des fonctions récepteur consiste à estimer le modèle de sous-sol expliquant au mieux une ou plusieurs phases du signal. Pour un cas simple, composé uniquement d'une interface séparant deux milieux d'impédance différente, une fonction récepteur ne permet de retrouver qu'une interdépendance entre la profondeur de l'interface et la vitesse des ondes S (ou du rapport  $V_p/V_s$ ) de la couche supérieure. En effet, le temps d'arrivée de l'onde convertie fait intervenir conjointement ces deux paramètres. Pour un milieu plus complexe (augmentation du nombre de couches, pendage, anisotropie, etc.), l'inversion devient donc de plus en plus sous déterminée, et donc non-unique (Ammon et al., 1990). De plus, dans la réalité, les données sont généralement bruitées et donc source d'incertitude pour l'inversion. Pour augmenter le rapport signal/bruit, l'ensemble des fonctions récepteurs à une station peut être sommé (stacking en anglais). En considérant le bruit comme étant aléatoire, sommer les traces conduira à le réduire voire à l'annuler. L'inconvénient du stacking est que pour des stations avec des fonctions récepteur présentant d'importantes variations azimutales du signal, les interférences ne seront pas constructives et le stack pourrait soit faire disparaître de l'information, soit créer des biais.

Il existe de nombreuses méthodes d'inversion des fonctions récepteurs, se basant sur différentes approches et algorithmes de recherche, avec par exemple l'inversion par linéarisation (Owens et al., 1984; Ammon, 1991), par recuit simulé (Ingber, 1989; Vergne, 2002), ou encore par algorithme génétique (Vergne, 2002). On présente ici uniquement les méthodes d'inversion que nous avons utilisées, permettant de retrouver la géométrie

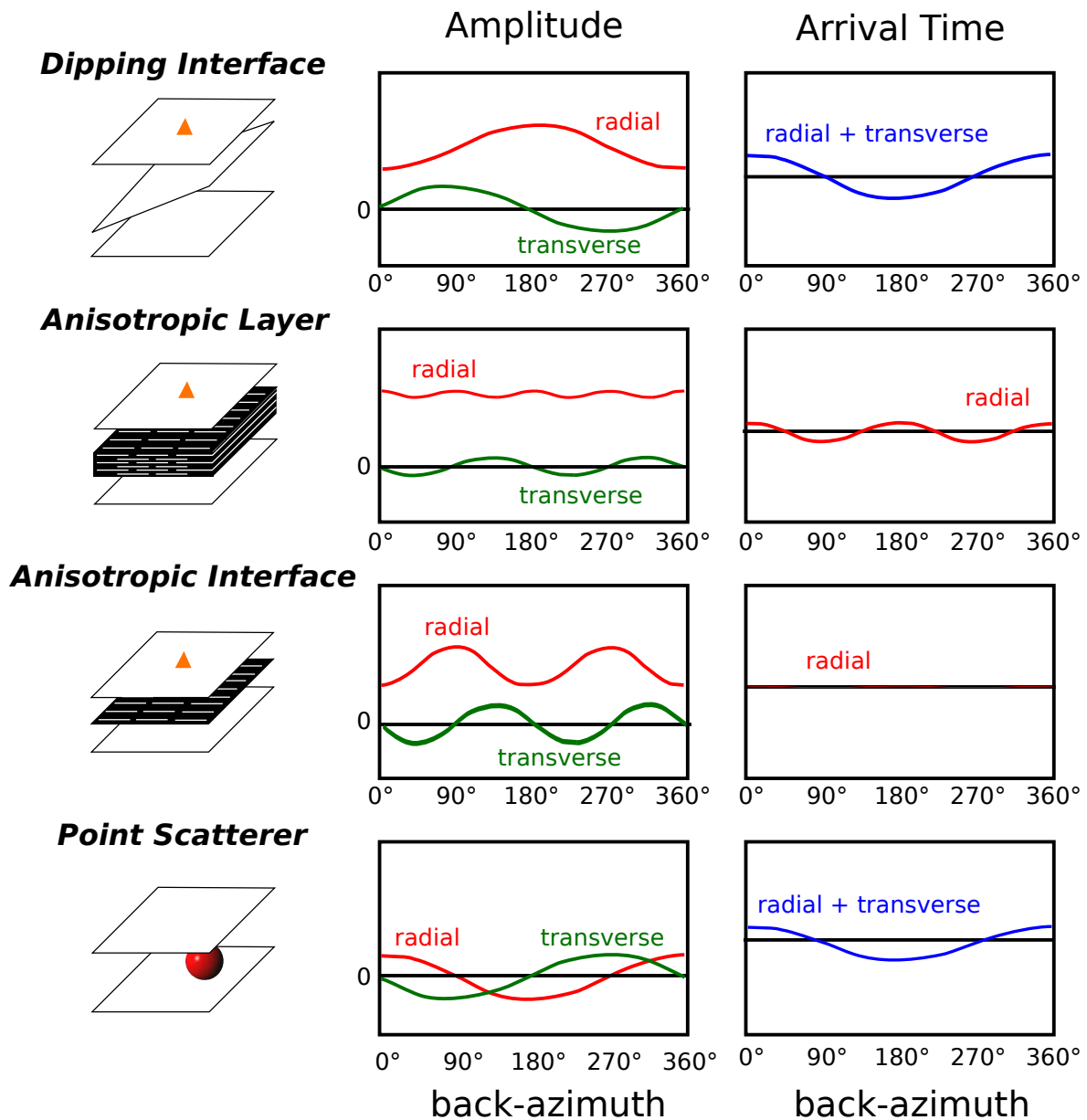


FIGURE 2.8 – Illustration schématique des effets de différentes structures (interface pentée, couche/interface anisotrope et présence d'un point diffractant) sur l'amplitude et le temps d'arrivée des ondes converties sur les fonctions récepteur. Modifiée d'après Jones and Phinney (1998).  
*Schematic illustrations of the effects of different structures (dipping interface, anisotropic layer/interface and presence of a diffracting point) on the amplitude and arrival time of the converted waves on the receiver functions. Modified from Jones and Phinney (1998).*

globale ou plus fine de la structure du sous-sol.

### Algorithme de Zhu et Kanamori

Cette méthode (Zhu and Kanamori, 2000) suppose un modèle de croûte isotrope à une dimension, composé d'une interface plane séparant la croûte et le manteau (Moho). Cette inversion permet de s'affranchir de la sous-détermination du problème et de retrouver un couple profondeur du moho (H) et rapport  $V_p/V_s$  (noté  $k$ ) de la croûte, pourvu que le signal soit suffisamment clair. Elle se base sur la différence de temps d'arrivée de l'onde P-S créée à l'interface ainsi que ses deux principaux multiples (PpPs et PpSs). Prendre en compte les multiples permet de réduire les couples possibles, leur interdépendance ne suivant pas la même loi dans l'espace (H,k). En utilisant la loi de Descartes, on trouve aisément que :

$$H = \frac{t_{Ps}}{\sqrt{\frac{1}{V_s^2} - p^2} - \sqrt{\frac{1}{V_p^2} - p^2}} \quad (2.34)$$

avec  $p$  le paramètre de rai de l'onde incidente,  $V_s$  et  $V_p$  la vitesse des ondes S et P dans la couche supérieure et  $t_{Ps}$  le temps d'arrivée de la phase Ps. On voit dans cette équation que le temps  $t_{Ps}$  est lié non seulement à H mais aussi au rapport  $V_p/V_s$ . En utilisant uniquement le temps d'arrivée  $t_{Ps}$ , on ne peut donc pas déduire un seul couple (H,k) mais une infinité. Cependant, on peut décliner cette même relation pour les deux multiples :

$$H = \frac{t_{PpPs}}{\sqrt{\frac{1}{V_s^2} - p^2} - \sqrt{\frac{1}{V_p^2} - p^2}} \quad (2.35)$$

et

$$H = \frac{t_{PpSs} + t_{PsPs}}{2\sqrt{\frac{1}{V_s^2} - p^2}} \quad (2.36)$$

avec H,  $V_p$  et  $V_s$  étant des inconnues. L'intersection de ces trois relations détermine de façon plus franche un couple (H,k) vérifiant les trois relations (Zhu and Kanamori, 2000). Pour trouver H et k, on décide alors de fixer  $V_p$  arbitrairement ainsi que des bornes aux valeurs possibles de H et k. Pour chaque couple (H,k), on calcule ensuite une fonctionnelle de la forme :

$$S(H, k) = w_1 r(t_{Ps}) + w_2 r(t_{PpPs}) - w_3 r(t_{PpSs} + t_{PsPs}) \quad (2.37)$$

avec  $r(t)$  la fonction récepteur radiale prise au temps déduit des trois équations précédentes pour un couple (H,k) donné.  $w_1$ ,  $w_2$  et  $w_3$  sont des coefficients pondérateurs permettant de contrôler le poids de chaque phase sur la fonctionnelle. La somme de ces

pois est égale à 1. Le couple  $(H,k)$  correspondant à la valeur maximale de la fonction  $S$  est le modèle expliquant au mieux les temps d'arrivées des trois phases pour l'ensemble des fonctions récepteur (Fig. 2.9). Avec cette méthode, on s'intéresse uniquement au temps d'arrivée et à l'amplitude des différentes phases et non à la forme d'onde du signal. De plus, on choisit de sommer les fonctions récepteur pour augmenter le rapport signal/bruit et ainsi mieux faire "ressortir" les multiples. Dans le cas où l'on observe une forte variation azimutale du temps d'arrivée de la phase P-S à la station, on peut choisir de sommer les fonctions récepteur par zone.

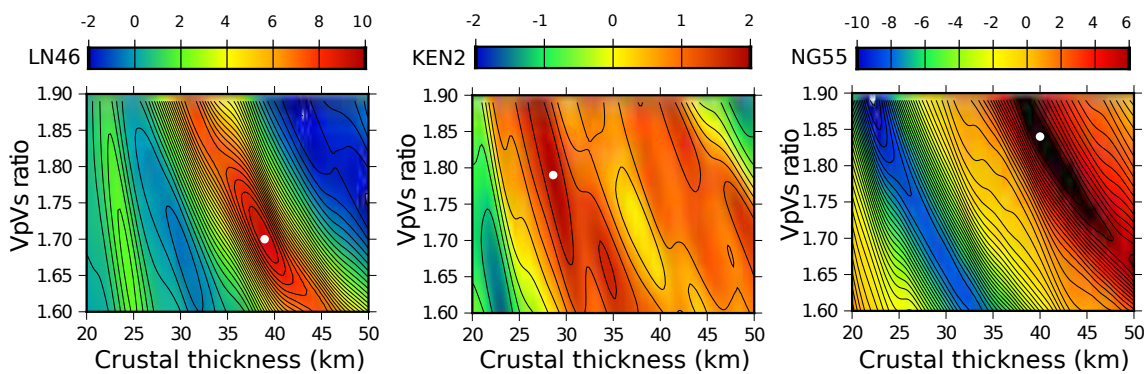


FIGURE 2.9 – Exemple de résultat en utilisant la méthode de Zhu and Kanamori (2000) pour les stations LN46, KEN2 et NG55. L'échelle de couleur indique la valeur de la fonctionnelle décrite dans l'équation 2.37. Son maximum est indiqué par le point blanc et correspond donc au meilleur couple  $(H,k)$  qui sera pris pour la station.

*Example of several  $H-k$  stacking results for the stations LN46, KEN2 and NG55. The colorscale represents the value of the cost function described in the equation 2.37. Its maximum is indicated with the white point and corresponds to the best  $(H,k)$  couple.*

Associées à la valeur du couple  $(H,k)$ , nous avons décidé de calculer deux incertitudes inhérentes à la méthode (Fig. 2.10, Tiberi et al., 2007). La première, appelée  $E_b$ , permet de quantifier l'erreur associée à la dispersion des données. Pour ce faire, nous avons utilisé la méthode du bootstrap (Efron and Tibshirani, 1994) et ré-échantillonné 200 jeux de données tirés au hasard parmi nos jeux de données. Pour chaque jeu, nous avons refait une inversion et calculé l'écart type de l'ensemble des résultats obtenus. La deuxième incertitude, nommée  $E_{vp}$ , permet de calculer l'impact de la vitesse  $V_p$  choisie arbitrairement au début de l'inversion (éq. 2.34 - 2.36). Pour ce faire, nous fixons des bornes aux valeurs possibles de  $V_p$ , en tenant compte des données géologiques et géophysiques de la zone d'étude, et nous refaisons une inversion pour 200 valeurs de  $V_p$  choisies aléatoirement

dans cet intervalle, et pour le jeu de données initial. Puis, comme pour l'erreur  $E_b$ , nous calculons l'écart-type de l'ensemble des résultats obtenus.

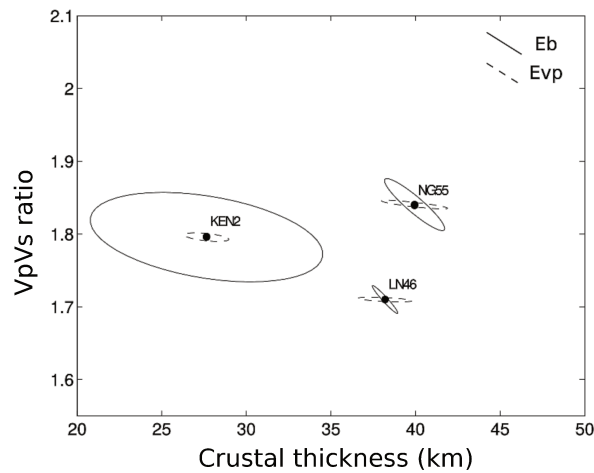


FIGURE 2.10 – Exemple d'erreurs  $E_{vp}$  et  $E_b$  associées aux stations KEN2, LN46 et NG56. Les points centraux sont les valeurs obtenues par la méthode du H-k stacking (Fig. 2.9)

*Example of  $E_{vp}$  and  $E_b$  errors associated to the stations KEN2, LN46 and NG56. The central points correspond to the values obtained with the (H-k) stacking method (Fig. 2.9)*

### Algorithme de Shibutani

Cette méthode permet de retrouver des modèles de vitesse en 1D en inversant la forme d'onde de la fonction récepteur. Elle se base sur le calcul direct de Shibutani et al. (1996) et une exploration stochastique de l'espace des modèles (Sambridge, 1999). Le calcul direct se base sur un modèle sismique pour lequel on fixe le nombre  $N$  de couches, et pour chacune desquelles on définit un intervalle de valeurs pour son épaisseur, le rapport  $V_p/V_s$  et la vitesse des ondes  $S$ . Ce dernier intervalle est donné au toit et à la base de chacune des couches. L'inversion s'effectue de façon itérative. A chaque itération, l'algorithme choisit un modèle parmi ces valeurs, et calcule la fonction récepteur synthétique correspondante. La différence entre la fonction récepteur observée et la synthétique est alors conservée, et suivant sa valeur, l'algorithme va poursuivre ces calculs au voisinage ou non de ce modèle. Bien que considérant plusieurs couches ainsi qu'un gradient de vitesse dans chacune d'elles, on considère toujours un milieu tabulaire isotrope. La donnée introduite dans l'algorithme est la somme d'une portion ou de toutes les fonctions récepteur à une station.



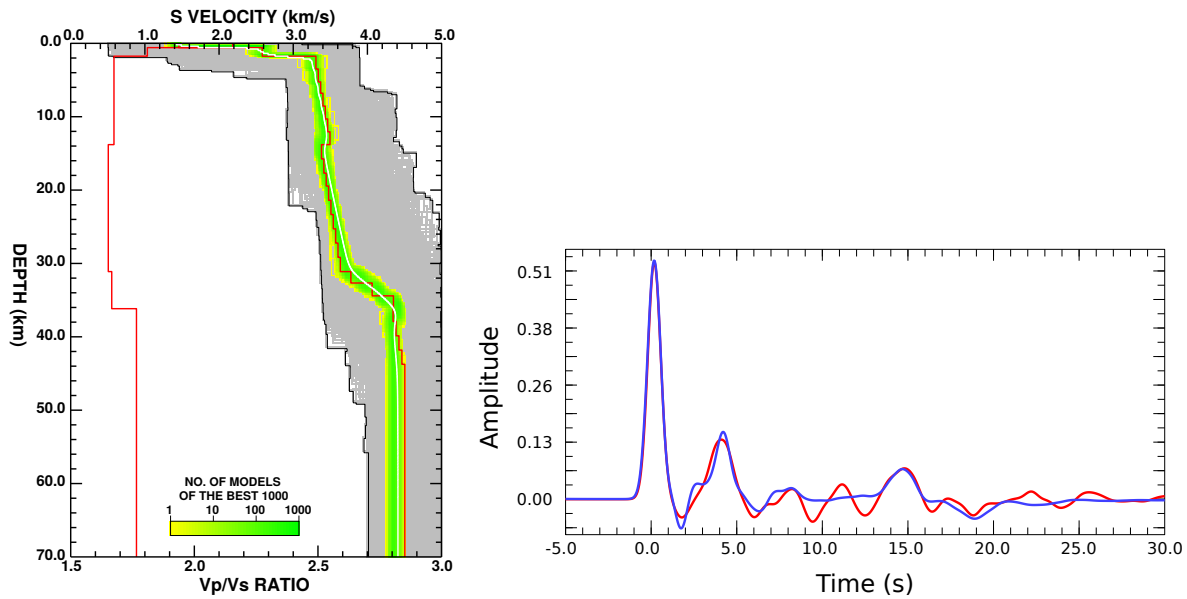


FIGURE 2.11 – Exemple de l'inversion d'une fonction récepteur avec le problème direct de Shibutani associé à un algorithme de recherche. A gauche : L'ensemble des modèles de vitesse des ondes S testés (en gris), les milles meilleurs modèles (en vert-jaune) et le meilleur modèle (en rouge). Le meilleur modèle du rapport  $V_p/V_s$  est aussi représenté (en rouge). A droite : la fonction récepteur inversée (en rouge) et la fonction récepteur synthétique associée au meilleur modèle de vitesse (en bleu).

*Example of an inversion of a receiver function with the direct problem of Shibutani associated with a research algorithm. On the left : the all S-velocity models tested (in grey), the thousand better models (in green-yellow) and the best model (in red). The best model for the  $V_p/V_s$  ratio is represented in red. On the left : the synthetic receiver function (in blue) and the inverted receiver function (in red)*

Pour notre inversion conjointe, nous avons utilisé le formalisme du problème direct Shibutani et al. (1996) mais pour des raisons de méthodologie de l'inversion conjointe, nous avons remplacé l'algorithme de voisinage par un autre algorithme de recherche, MINDEF (cf chapitre 5).

### Algorithme de Frederiksen

Cette méthode, qui utilise aussi l'algorithme de voisinage (Sambridge, 1999), permet à partir de l'ensemble des fonctions récepteur à une station de construire un modèle de vitesse (Frederiksen and Bostock, 2000). A l'inverse de la méthode de Sambridge, celle-ci admet des interfaces pentées ainsi que des couches anisotropes. Elle utilise donc la répartition azimutales des données et inverse l'ensemble des fonctions récepteur enregistrées à une station donnée. Comme vu précédemment, l'anisotropie et les structures complexes

créent un signal sur les composantes radiale et transverse avec parfois une certaine périodicité selon le back-azimuth de l'événement. C'est pourquoi cette méthode inverse l'ensemble des fonctions récepteur radiales et transverses disponibles. Si leur nombre ainsi que leur distribution sont suffisants, on pourra toutefois décider de sommer les fonctions récepteurs sur un certain nombre de zones pour mieux faire ressortir les phases dans ces stacks tout en gardant une certaine distribution azimutale. Les paramètres de l'inversion sont, pour chaque couche, l'épaisseur, la densité, la vitesse des ondes P, la vitesse des ondes S, le pourcentage d'anisotropie des ondes P, des ondes S, la direction et le pendage de l'anisotropie et la direction et le pendage de la couche. Le nombre de couches est fixé arbitrairement avant l'inversion.

Au vu du nombre de paramètres, et malgré le fait que nous prenons en compte toutes les fonctions récepteur à la station, le problème est fortement sous-déterminé et clairement non unique. C'est pourquoi, pour notre étude, nous avons décidé d'utiliser uniquement la modélisation directe de cette méthode pour tenter d'expliquer certaines phases spécifiques de notre coda.

### **Migration**

Différente des trois méthodes précédentes, la migration n'est pas une inversion au sens strict du terme. En effet ici on cherche plus à replacer spatialement les différentes conversions, et donc les interfaces, observables sur la fonction récepteur qu'à retrouver le modèle responsable de celles-ci. Il s'agit notamment de passer d'une fonction temporelle à la profondeur le long d'un profil (2D). Nous avons décidé d'utiliser la méthode du Common Conversion Point (CCP) (Zhu and Kanamori, 2000). On calcule tout d'abord le trajet du rai, de la source au récepteur, pour un paramètre de rai constant en utilisant un modèle de vitesse local ou global (par exemple le modèle IASP91 (Kennett and Engdahl, 1991), le modèle PREM (Dziewonski and Anderson, 1981), etc...). Les différentes phases visibles sur la fonction récepteur sont ensuite reportées sur le rai, à la profondeur correspondante via ce même modèle de vitesse local ou global. Chaque échantillon de la RF est ainsi repositionné dans l'espace. Ce dernier est ensuite découpé en une grille dans laquelle on attribue comme valeur pour chaque maille l'amplitude de la portion de rai la traversant (Fig. 2.12). Lorsqu'une cellule est traversée par plusieurs rais, on lui affecte la moyenne des différentes amplitudes lues sur chaque rai. Ceci permet d'atténuer les processus pouvant modifier l'amplitude des conversions sur la composante radiale (pen-

dage, anisotropie, etc..) ainsi que la signature des multiples au Moho (PpS et PsS). La résolution du modèle est principalement fonction de deux paramètres ; l'espacement des stations et le contenu en phase de la fonction récepteur vont contrôler, respectivement, les dimensions horizontales et verticales de la grille. On applique ensuite un lissage gaussien 2-D le long des directions x et z (avec x la direction du profil et z la profondeur) qui permet de réduire l'incertitude sur la position réelle des rais, qui sont majoritairement fonction du modèle initial. Les paramètres de lissage sont choisis pour obtenir le meilleur compromis entre lissage et résolution. Pour garder une bonne résolution verticale, la gaussienne est étirée selon l'axe horizontal (x).

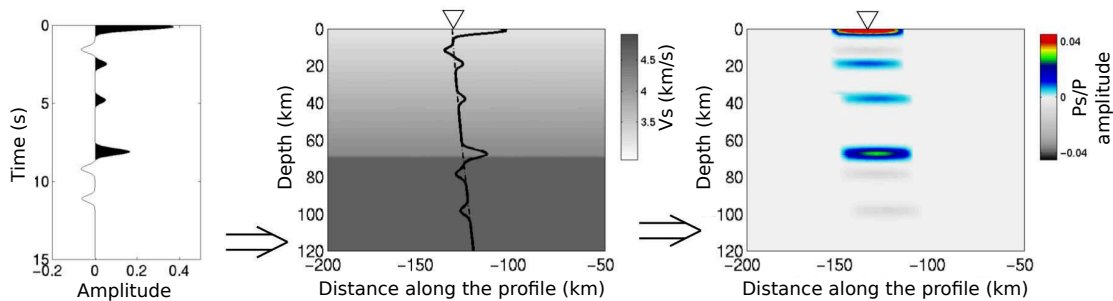


FIGURE 2.12 – Fonction récepteur synthétique (à gauche). Au centre : première étape de la migration. Rétropropagation du rai dans un modèle de vitesse. La RF est ensuite replacée sur le rai. A droite : deuxième étape. On découpe le milieu en cellules dans lesquelles on attribue les valeurs de l'amplitude de la RF (modifié d'après Vergne (2002)).

*Synthetic receiver function (on the left). On the middle : first step of the migration. Retropropagation of the ray in a velocity model. The RF is then replaced along the ray. On the right : second step. The space is divided in cells inside the ones a value of the RF amplitude is applied (modified from Vergne (2002)).*

Avant de vouloir migrer les fonctions récepteurs, il est nécessaire de devoir appliquer une correction de trajet (*moveout correction*). En effet, pour un rai traversant une interface, le temps d'arrivée de sa conversion sera faible pour les angles d'incidence faibles, alors que pour les stations les plus éloignées (c'est à dire un fort angle d'incidence), les temps d'arrivée augmentent, simulant artificiellement une interface plus profonde. Cette correction compense donc le retard dû à l'écartement croissant entre la source et les stations. Elle est ainsi appliquée à chaque échantillon de la trace, en fonction de l'écartement source-récepteur et du temps d'arrivée. Cette méthode est empruntée à la sismique réfraction (Chen et al., 2006b).

La migration nécessite d'avoir un réseau de stations assez dense (au minimum un profil) avec suffisamment de fonctions récepteur pour observer des interfaces profondes (le Moho par exemple). Le gros avantage de cette méthode est qu'elle permet de coupler les informations de plusieurs stations sur un même profil (Fig. 2.13). En effet, à partir d'une certaine profondeur, qui correspond à environ deux fois la distance inter-stations, les mailles peuvent être traversées par des rais arrivant à différentes stations, avec des angles d'incidences et des back-azimuts différents. Les interfaces situées au-dessus de cette profondeur seront quant à elles moins bien résolues. Un réseau dense permettra cependant d'étudier la continuité latérale et donc la géométrie des différentes interfaces. Le principal inconvénient de la méthode est sa grande dépendance au modèle initial de vitesse et sa résolution 2-D. En effet c'est le choix de la vitesse de fond qui contrôle essentiellement la position des interfaces en profondeur (Langston, 1979; Owens et al., 1984; Zhu and Kanamori, 2000; Vergne, 2002; Kaviani, 2004).

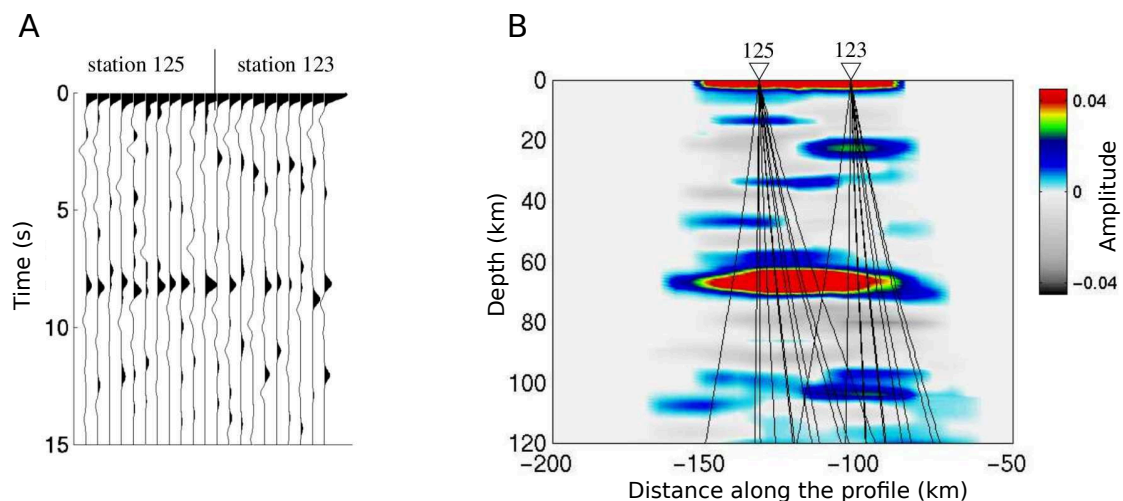


FIGURE 2.13 – Exemple de migration (B) pour un jeu de fonctions récepteur sur deux stations (A). D'après Vergne (2002).

*Example of a migration (B) for a receiver functions set on two stations (A). From Vergne (2002).*

## 2.3 La magnétotellurique

La magnétotellurique est une méthode électromagnétique basse fréquence, passive et non invasive, reposant sur l'étude de la variation des champs électromagnétiques induits dans le sous-sol. Elle a été développée parallèlement par Tikhonov (1950) et Cagniard (1953) dans les années cinquante et utilise les fréquences situées dans la bande  $10^{-4}$ -

$10^3$  Hz environ. Elle permet de caractériser le sous-sol par sa résistivité électrique (que l'on nommera simplement résistivité dans le reste de l'étude). La résistivité caractérise la capacité d'une roche à s'opposer à la circulation du courant électrique, soit l'inverse de la conductivité, et est exprimée en  $\Omega.m$ . Les valeurs de résistivité terrestre peuvent varier de plusieurs ordres de grandeur, allant de la roche ignée non-hydratée pour les valeurs les plus élevées ( $10^4 \Omega.m$ ) jusqu'au graphite pour les valeurs les plus faibles ( $10^{-4} \Omega.m$ ) (Simpson and Bahr, 2005). Elle est principalement fonction de la minéralogie de la roche, de sa porosité et des fluides qu'elle contient. Ces derniers vont globalement avoir tendance à augmenter la conductivité de la roche mais leur nature aura aussi un impact important sur cette augmentation. Même si la relation est complexe et dépend aussi de la température et de la profondeur, la présence de lave carbonatée entraînera des valeurs de conductivité respectivement trois et cinq fois plus importantes que la présence de laves silicatées ou d'eau dans les olivines (Gaillard et al., 2008). Enfin, la présence de lave riche en  $CO_2$  va aussi avoir tendance à augmenter la conductivité des roches (Sifré et al., 2014). La figure 2.14 présente les gammes de valeur de résistivité pour un certain nombre de minéraux et de roches.

Deux types de champs sont mesurés : les champs primaires et les champs secondaires. Les champs primaires sont d'origine externe et proviennent des interactions complexes entre les vents solaires et le champ magnétique terrestre (fréquence  $\leq 1$  Hz). Les fréquences  $> 10$  Hz proviennent principalement des activités atmosphériques (orages tropicaux) (Vozoff, 1986). Les champs secondaires sont induits par les champs primaires lors de leur diffusion dans le sous-sol (Fig. 2.15).

### 2.3.1 Principes fondamentaux

#### Hypothèses de départ

Dans le but d'utiliser la magnétotellurique (MT) et donc de considérer l'induction électromagnétique dans la Terre, il est nécessaire d'appliquer un certain nombre de simplifications :

- La Terre est considérée comme pouvant uniquement absorber ou dissiper l'énergie électromagnétique. Elle ne peut pas en générer.
- Les phénomènes électromagnétiques sont décrits par les lois de Maxwell
- La zone d'étude est considérée comme plate et stratifiée

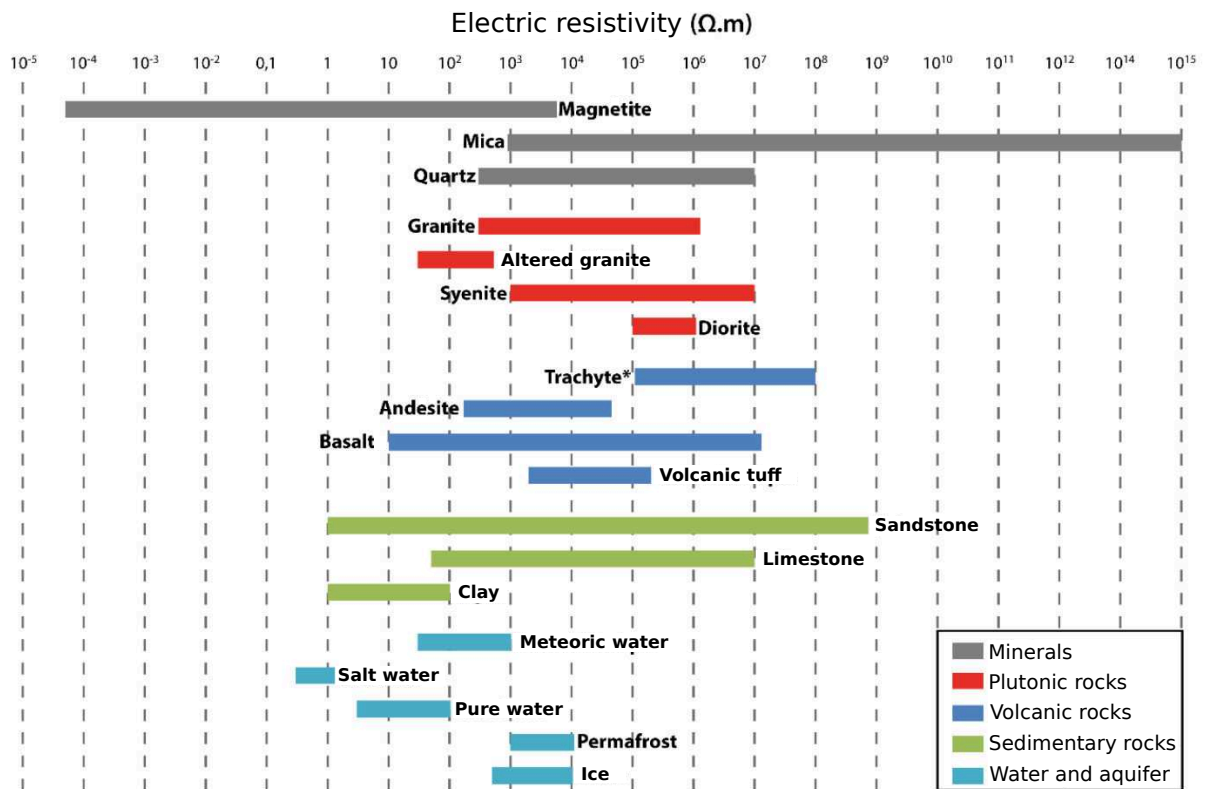


FIGURE 2.14 – Valeurs de résistivité pour différents types de roches et minéraux. Modifié d’après Portal (2015).

*Resistivity values for different types of rocks and minerals. Modified from Portal (2015).*

### Équations de diffusion

Le comportement des ondes électromagnétiques pour toutes les fréquences suit donc les équations de Maxwell. Ces équations permettent de décrire le champ électrique et le champ magnétique en fonction des paramètres du milieu. Pour un milieu diélectrique (Ward and Hohmann, 1988), on a :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{q}{\epsilon} \quad (2.38)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.39)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j} \quad (2.40)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.41)$$

avec  $\vec{E}$  le champ électrique (en V/m),  $\vec{H}$  le champ magnétique (en A/m),  $\vec{B}$  l’induction magnétique (en Tesla),  $\vec{j}$  la densité de courant électrique (en A/m<sup>2</sup>),  $q$  la densité de charge électrique (en C),  $\epsilon$  la permittivité diélectrique (en F/m) et  $\vec{D}$  l’induction électrique

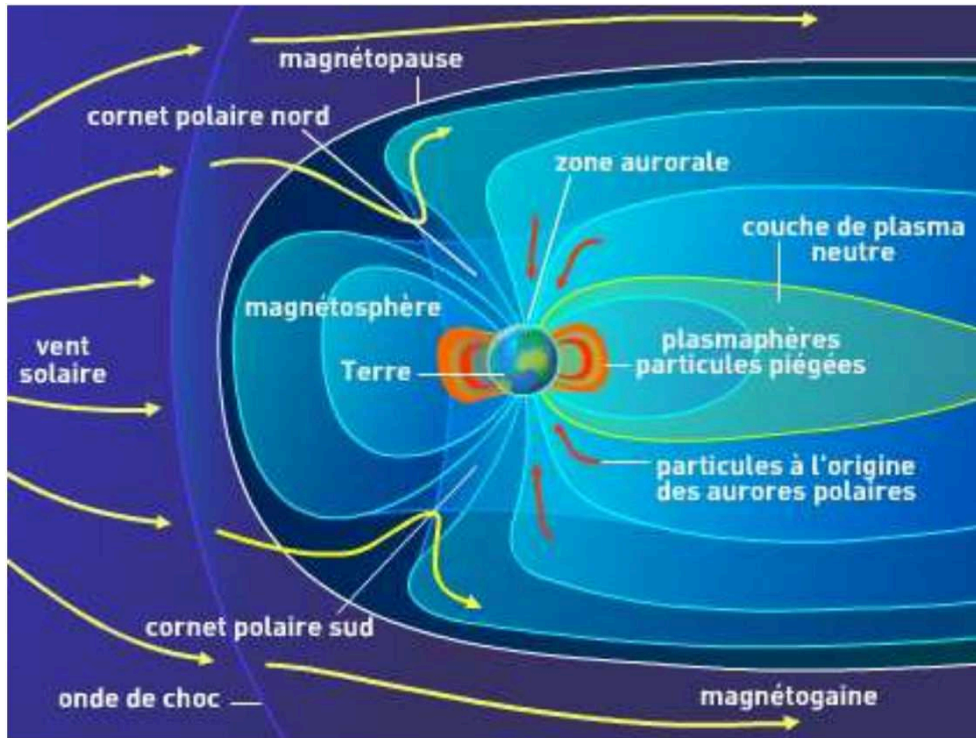


FIGURE 2.15 – Schéma descriptif des interactions entre les vents solaires et le champ magnétique terrestre. D’après Abdelfettah (2009).

*Descriptive drawing of the interactions between the solar winds and the Earth magnetic field. From Abdelfettah (2009).*

(en C/m<sup>2</sup>). Pour de très basses fréquences (comme pour la MT), on peut négliger les courants de déplacement par rapport aux courants de conduction. C’est l’approximation des états quasi-stationnaires (Taflove and Brodwin, 1975). Dans ce cas et d’après la loi d’Ohm ( $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ ), le champ magnétique de l’équation (3.16) se définit alors par :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = \sigma \vec{E} \quad (2.42)$$

En utilisant la loi phénoménologique reliant le champ magnétique à l’induction magnétique ( $\vec{B} = \mu \vec{H}$ ), la relation 3.17 devient :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2.43)$$

avec  $\mu$  la perméabilité magnétique du milieu (H/m).

Les variations dans la permittivité électrique ( $\epsilon$ ) et la perméabilité magnétique ( $\mu$ ) sont négligeables en comparaison des variations de la conductivité dans le sous-sol. C’est pourquoi on utilise la valeur de la permittivité diélectrique et perméabilité magnétique

du vide ( $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$  F/m et  $\mu_0 = 4 \pi 10^{-7}$  H/m).

L'équation 2.41, correspondant à la loi de Faraday, implique que des variations temporelles du champ magnétique induisent un champ électrique. La loi d'Ampère, équation 2.40, établit qu'un courant électrique va créer un champ magnétique associé, de magnitude proportionnelle à celle du courant électrique.

Dans le cas de la Terre, les variations temporelles du champ magnétique induisent un champ électrique, qui à son tour induit un champ magnétique secondaire. En prenant le rotationnel des équations précédentes, on obtient une équation de diffusion, qui est fonction des variations temporelles du champ électrique, et dans laquelle on peut extraire des informations sur la structure de la Terre :

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \sigma \vec{\nabla} \times \vec{E} \quad (2.44)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.45)$$

En utilisant la relation vectorielle  $\nabla \times \nabla \times \vec{A} = \nabla(\nabla \cdot \vec{A}) - \Delta \vec{A}$ , on obtient, pour un milieu homogène, les équations de diffusion pour les champs magnétique et électrique :

$$\Delta \vec{B} = \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.46)$$

$$\Delta \vec{E} = \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.47)$$

Pour une variation sinusoïdale du champ électromagnétique de type  $E = E_0 e^{i\omega t}$ , avec  $\omega$  la pulsation définie par  $\omega = 2\pi f$  et avec  $f$  la fréquence, les équations de diffusion précédentes s'écrivent :

$$\Delta \vec{B} = q^2 \vec{B} \quad (2.48)$$

$$\Delta \vec{E} = q^2 \vec{E} \quad (2.49)$$

avec  $q$  le nombre d'onde magnétique qui relie les champs électromagnétiques aux propriétés du milieu, selon la fréquence de diffusion  $\omega$ , définit par :

$$q = \sqrt{i\omega\mu_0\sigma} = \sqrt{\frac{\omega\mu_0\sigma}{2}}(1 + i) \quad (2.50)$$



**Solution**

La solution la plus simple pour les équations de diffusion (2.46 et 2.47) est dans le cas d'un demi-espace homogène. En considérant une onde plane sinusoïdale diffusant depuis la surface ( $z=0$ ) vers la profondeur ( $z$  positifs), on obtient en 1-D :

$$E = E_1 e^{i\omega t - qz} + E_2 e^{i\omega t + qz} \quad (2.51)$$

Étant donné que l'on considère une source de courant externe, le terme  $E_2$  devient nul. En prenant la dérivée seconde de l'équation précédente, et étant donné que l'on considère un milieu 1-D, on obtient alors :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = q^2 E_1 e^{i\omega t - qz} = q^2 E \quad (2.52)$$

A partir de  $q$  (éq. 2.50), on peut alors définir plusieurs paramètres essentiels. La profondeur de pénétration (aussi appelée effet de peau), est définie par :

$$p(T) = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \sigma \omega}} \approx 503 \sqrt{\frac{T}{\sigma}} \quad (2.53)$$

avec  $T$  la période (en s) et  $\sigma$  la conductivité du milieu. Cette profondeur (en mètres) correspond à la profondeur à laquelle l'amplitude de l'onde diminue d'un facteur  $e$  par rapport à sa valeur initiale en surface (soit environ 37 %). On remarque que cette profondeur n'est pas uniquement fonction de la période mais aussi de la conductivité du milieu. Plus la structure sera conductive plus la profondeur de pénétration sera faible.

En magnétotellurique, l'impédance  $Z$  est définie comme étant le rapport du champ électrique sur le champ magnétique pour une fréquence donnée :

$$Z = \mu_0 \frac{E_x}{H_y} = -\frac{E_y}{H_x} = \frac{\mu_0 \omega}{q} \quad (2.54)$$

Par contre, si le milieu est bi- ou tridimensionnel, l'impédance  $Z$  devient un tenseur complexe qui s'écrit :

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} \quad (2.55)$$

$Z$  étant un nombre complexe, il possède un module et une phase. L'amplitude du tenseur est exprimée avec les mêmes unités qu'une résistivité et est appelée résistivité apparente. Cette résistivité correspondrait à la résistivité vraie du milieu mesurée en surface si le milieu était homogène. Elle se calcule par :

$$\rho_{a_{ij}}(\omega) = \frac{1}{\mu_0 \omega} |Z_{ij}(\omega)|^2 \quad (2.56)$$

$i$  et  $j$  indiquent les composantes horizontales des champs électrique et magnétique. La phase est définie par :

$$\phi_{ij}(w) = \tan^{-1} \left[ \frac{\text{Im}(Z_{ij})}{\text{Re}(Z_{ij})} \right] \quad (2.57)$$

Pour un milieu homogène, la phase est égale à  $45^\circ$ . Si la résistivité du milieu augmente avec la profondeur, alors la phase diminue, et réciproquement.

Les données de MT sont habituellement représentées par la résistivité apparente et la phase en fonction du  $\log_{10}$  de la période, qui est communément utilisée comme un proxy de la profondeur.

Le tenseur  $Z$  contient des informations sur la dimensionnalité et la direction des structures. Dans le cas d'un milieu 1-D, où la résistivité ne varie qu'en fonction de la profondeur, les composantes du tenseur  $Z$  deviennent :

$$Z_{xx} = Z_{yy} = 0 \quad (2.58)$$

$$Z_{xy} = -Z_{yx} \quad (2.59)$$

Pour un milieu 2-D, dans lequel la conductivité varie, en plus de la profondeur, selon une direction horizontale différente de la direction des structures 2D, on a :

$$Z_{xx} = -Z_{yy} \quad (2.60)$$

$$Z_{xy} \neq Z_{yx} \quad (2.61)$$

Si dans ce cas 2-D, les directions  $x$  ou  $y$  coïncident avec les directions des structures, alors on a  $Z_{xx} = Z_{yy} = 0$ . Enfin, dans un milieu 3-D, toutes les composantes de  $Z$  sont en général non nulles.

### 2.3.2 Dimensionnalité

Comme vu précédemment (équation 3.32), le tenseur d'impédance peut nous renseigner sur la dimensionnalité du milieu (1-D, 2-D ou 3-D) et l'orientation des structures principales. Swift Jr (1967) propose de quantifier cette dimensionnalité en calculant un coefficient de dissymétrie, le Swift-skew paramètre. Ce paramètre est invariant par rotation, c'est à dire que sa valeur reste constante lorsque le tenseur  $Z$  subit une rotation. Il

est calculé directement grâce à l'amplitude des différentes composantes de  $Z$ , par :

$$k = \frac{|(Z_{xx} + Z_{yy})|}{|(Z_{xy} - Z_{yx})|} \quad (2.62)$$

Pour des milieux en 1-D et 2-D, et en considérant des données sans bruit,  $k$  est égal à 0. Si  $k \geq 0.2$  alors on considère que le milieu est affecté par des structures en 3-D (ou que les données sont très bruitées) (Reddy et al., 1977). En pratique, le skew n'est pas exactement nul et sa valeur est une indication sur le degré d'approximation 2-D des structures géologiques. Elle dépend principalement de la structure géologique mais aussi de la qualité des données.

A partir du tenseur d'impédance, on peut aussi calculer les directions principales des structures. Plusieurs approches ont été développées (Swift Jr, 1967; LaTorraca et al., 1986; Groom and Bailey, 1989) mais nous avons décidé d'utiliser celle de Counil et al. (1986). C'est une approche plus générale que les précédentes qui, par l'utilisation de deux rotations (une réelle et une complexe), cherche à rendre le tenseur anti-diagonal. Cela revient à définir un angle  $\eta$  qui par rotation du courant électrique (ou magnétique) maximise (ou minimise) le tenseur d'impédance :

$$\eta = \frac{1}{2} \operatorname{atan}\left(\frac{2\operatorname{Re}(Z_{yy}Z_{xy}^* + Z_{yx}Z_{xx}^*)}{|Z_{xx}|^2 + |Z_{xy}|^2 - |Z_{yx}|^2 - |Z_{yy}|^2}\right) \quad (2.63)$$

où  $Z_{ij}^*$  représente le conjugué du nombre complexe  $Z_{ij}$  et  $\operatorname{Re}(A)$  la partie réelle du nombre complexe  $A$ . L'angle  $\eta$  est calculé pour chaque période du tenseur d'impédance disponible et permet ainsi d'obtenir l'orientation de la structure principale en fonction de la profondeur.

### 2.3.3 Modélisation

Pour calculer la réponse électromagnétique d'un milieu (en 1, 2 ou 3 dimensions), il est donc nécessaire de résoudre les équations de Maxwell. Pour ce faire, il faut de définir les conditions de continuité pour les différentes interfaces associées aux structures présentes :

- la composante du champ magnétique  $\vec{H}$  parallèle à l'interface est continue
- la composante du champ électrique  $\vec{E}$  parallèle à l'interface est continue
- la composante normale à l'interface de l'induction magnétique  $\vec{B}$  est continue

- la composante normale à l'interface de la densité de courant  $\vec{J}$  est continue

Il est possible de modéliser les effets de structures en plusieurs dimensions. Nous présenterons ici uniquement les principes et méthodes pour les modélisations en 1 et 3 dimensions. Dans le cas de milieu 2-D, les équations de Maxwell sont définies selon deux modes : le mode transverse électrique (TE), où le champ électrique horizontal est parallèle à la structure, et le mode transverse magnétique (TM), où le champ magnétique horizontal est parallèle à la structure. Plusieurs approches sont utilisées pour résoudre ces équations dans ces deux modes (Wannamaker et al., 1984; Wannamaker, 1991; Mackie et al., 1993, 1994).

### Milieu 1D

Soit un milieu homogène tabulaire constitué de  $N$  couches d'épaisseur  $h_j$  et de conductivité électrique  $\sigma_j$ , électriquement homogènes et isotropes. Le milieu est infini dans les directions horizontales ( $x$  et  $y$ ). La couche la plus profonde  $h_N$  est supposée d'épaisseur infinie (Fig. 2.16). On considère une onde électromagnétique plane incidente depuis la surface du milieu et se propageant en profondeur suivant la verticale  $z$ , avec une fréquence  $\omega$  et se polarisant dans le plan ( $x,y$ ). Les composantes non nulles sont  $H_x$  et  $E_y$ .

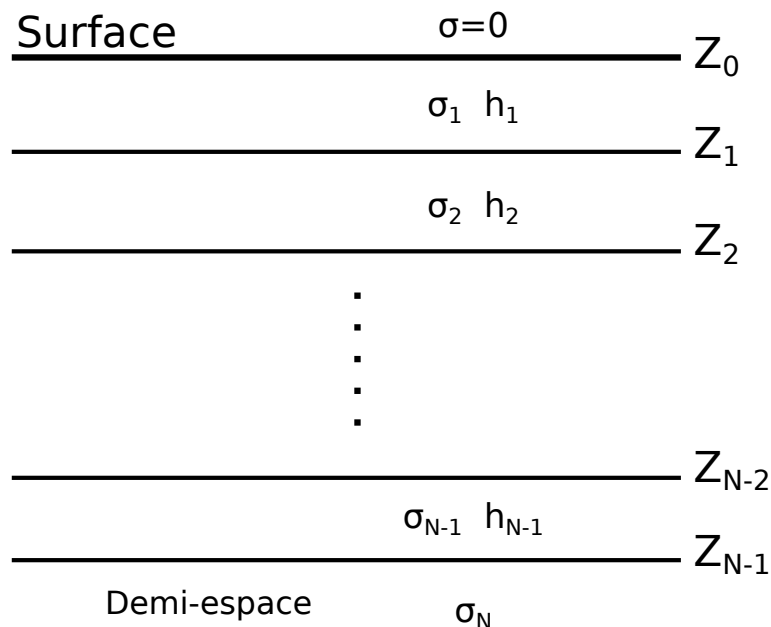


FIGURE 2.16 – Milieu tabulaire 1-D reposant sur un demi-espace d'épaisseur infinie.

*Tabular 1-d medium resting on a half-space.*

Une manière de calculer la réponse de l'ensemble du milieu est de partir de l'impé-

dance calculée au toit de la couche la plus profonde (le demi espace) puis par récurrence, calculer de proche en proche l'impédance au toit de chacune des couches en remontant, jusqu'à atteindre la couche en surface. On utilise la formule récursive de Wait (Wait, 1954) (voir Simpson and Bahr, 2005, pour plus de détails) :

$$C_n(z_{n-1}) = \frac{1}{q_n} \frac{q_n C_{n+1}(z_n) + \tanh(q_n l_n)}{1 + q_n C_{n+1}(z_n) \tanh(q_n l_n)} \quad (2.64)$$

Pour calculer la fonction de transfert au toit de la couche N-1 on doit connaître la valeur pour la couche N. En utilisant l'équation 3.29, on peut calculer la fonction de transfert pour la couche N (le demi espace) par :

$$C_N = \frac{1}{q_N} \quad (2.65)$$

avec  $q = \sqrt{i\omega\mu_0\sigma}$

On applique ensuite la formule 2.64 jusqu'à atteindre la couche en surface. Grâce à cette méthode on peut calculer l'impédance effective de N couches en connaissant uniquement leur épaisseur et leur conductivité.

### Milieu 3D

Ici, la conductivité électrique varie selon les trois directions  $x$ ,  $y$  et  $z$ . Pour calculer la réponse du milieu, il faut donc résoudre les équations de Maxwell en tenant compte des variations tridimensionnelles de  $\sigma$  ( $\sigma = \sigma(x, y, z)$ ). Différentes approches ont été développées (Wannamaker et al., 1984; Mogi, 1996; Avdeev, 2005), nous nous intéressons ici à celle développée par Mackie et al. (1993).

La méthode se base sur la forme intégrale des équations de Maxwell (éq.2.38 - 2.41) :

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \int \int \mathbf{J} \cdot d\mathbf{S} = \int \int \sigma \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} \quad (2.66)$$

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = \int \int i\mu\omega \mathbf{H} \cdot d\mathbf{S} \quad (2.67)$$

On considère un modèle en 3-D, discrétisé en N mailles de dimensions arbitraires. La conductivité est constante à l'intérieur d'une maille. Le champ H est défini le long des arêtes de chaque bloc, tandis que les champs E et J sont définis le long de la normale aux différentes faces du bloc (Fig. 2.17). J est continu entre chaque bloc à l'inverse du champ E qui est discontinu (sauf si la conductivité entre deux blocs est égale).

A partir de la géométrie des différents champs (Fig. 2.17.A & B), la composante  $x$  de l'équation 2.66 est :

$$[H_z(i, j+1, k) - H_z(i, j, k)] - [H_y(i, j, k+1) - H_y(i, j, k)]L = J_x(i, j, k)L^2 \quad (2.68)$$

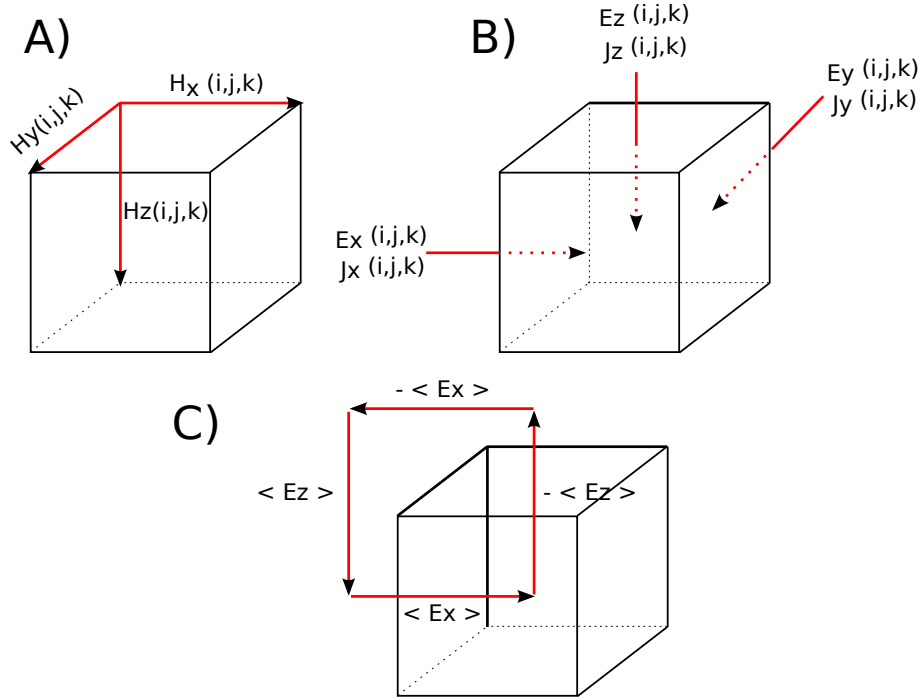


FIGURE 2.17 – Orientation des champs H, E et J pour un prisme 3-D. D'après Mackie et al. (1993).

*Orientation of the H, E and J fields for a 3-d prism. From Mackie et al. (1993).*

avec  $L$  la dimension des blocs. Le calcul pour  $J_y$  et  $J_z$  suit la même logique et est développé plus longuement dans Mackie et al. (1993). Pour la suite on présentera les différentes étapes uniquement pour les composantes  $x$  des différents champs.

Le champ électrique n'étant pas nécessairement continu d'un bloc à l'autre, on définit le champ  $E$ , le long de la normale aux faces, comme étant la moyenne du champ électrique de part et d'autre de la face. De plus  $J$  étant continu entre les blocs, on a :

$$E_x(i, j, k) = \frac{\rho_{xx}(i, j, k) + \rho_{xx}(i-1, j, k)}{2} J_x(i, j, k) = \langle \rho_{xx} \rangle J_x(i, j, k) \quad (2.69)$$

Les résistivités sont ici indexées car le tenseur de résistivité est considéré comme anisotrope même si la résistivité est, elle, isotrope (Mackie et al., 1994). Cela s'applique également pour la perméabilité magnétique.

La composante  $x$  de l'équation 2.67 peut aussi être définie par :

$$[E_z(i, j, k) - E_z(i, j-1, k)] - [E_y(i, j, k) - E_y(i, j, k-1)]L = iw \langle \mu_{xx} \rangle H_x(i, j, k)L^2 \quad (2.70)$$

avec  $\langle \mu_{xx} \rangle$  la perméabilité moyenne de la maille  $(i, j, k)$  calculée grâce aux valeurs des mailles adjacentes dans le plan  $(yz)$ .

A partir des équations 2.68 et 2.69 (pour leur composante  $x, y$  et  $z$ ), on peut éliminer le

champ électrique  $E$  de 2.70 et obtenir une équation du second degré selon  $H$ . La composante  $x$  est alors définie par :

$$\begin{aligned}
 i\omega < \mu_{xx} > H_x(i, j, k)L^2 = & < \rho_{zz} > H_y(i+1, j, k) - H_y(i, j, k) - H_x(i, j+1, k) + H_x(i, j, k) \\
 & - < \rho_{zz} > H_y(i+1, j-1, k) - H_y(i, j-1, k) - H_x(i, j, k) + H_x(i, j-1, k) \\
 & < \rho_{yy} > H_x(i, j, k+1) - H_x(i, j, k) - H_z(i+1, j, k) + H_z(i, j, k) \\
 & + < \rho_{yy} > H_x(i, j, k) - H_x(i, j, k-1) - H_z(i+1, j, k-1) + H_z(i, j, k-1)
 \end{aligned} \tag{2.71}$$

On peut définir de la même façon cette équation pour les composantes  $y$  et  $z$ . L'ensemble de ces équations du second degré est regroupé sous la forme :

$$Ax = \begin{bmatrix} M_{xx} & N_{xy} & N_{xz} \\ N_{yx} & M_{yy} & N_{yz} \\ N_{zx} & M_{zy} & M_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} = b \tag{2.72}$$

où  $b$  contient des informations sur les conditions aux limites, qui sont :

- la base du modèle est considérée comme étant un demi espace d'épaisseur infinie. Il permet de relier les champs magnétique et électrique entre eux.
- pour les 4 faces verticales du modèle total, on considère un modèle 2-D se propageant à l'infini dans la direction normale à cette face ainsi que le champ magnétique défini parallèlement. Et pour chaque modèle 2-D, on calcule le mode TM correspondant.
- En surface, plusieurs couches d'air sont ajoutées au modèle. Elles permettent de prendre en compte les perturbations du champ magnétique provenant de gradients de courants latéraux. Au sommet de l'ensemble des couches d'air, ces perturbations doivent être amorties.

La résolution du système d'équations 2.72 s'effectue en utilisant la méthode de minimisation du résidu (Axelsson, 1980) qui est une variante de la méthode des gradients conjugués (Hestenes and Stiefel, 1952). Cette dernière est une méthode itérative qui permet, en théorie, de résoudre parfaitement en un nombre raisonnable d'itérations, un système d'équations du type  $Ax = b$ . Pour la MT, la solution est plus compliquée car les systèmes d'équations sont composés de nombres complexes (composantes du tenseur d'impédance). C'est pourquoi on utilise cette variante. L'algorithme de minimisation du

résidu, quand appliqué à la MT, montre de meilleurs résultats lorsqu'il est utilisé conjointement avec la décomposition incomplète de Cholesky (voir Meijerink and van der Vorst (1977) pour plus de détails) comme préconditionneur (Mackie et al., 1994).

Enfin, une fois le système d'équation 2.72 résolu pour le champ magnétique, le champ électrique est déterminé en utilisant les équations 2.68 et 2.69.

### 2.3.4 Inversion

Comme nous l'avons vu précédemment, il est possible de calculer la réponse magnétotellurique d'un modèle de résistivité quelconque. L'inversion des données magnétotelluriques revient à chercher la distribution de conductivité du sous-sol qui explique le mieux les données. Plusieurs approches existent pour inverser les données en une (e.g. Helmuth et al., 2007), deux (e.g. Hautot et al., 2006; Oskooi and Darijani, 2014) ou trois dimensions (e.g. Siripunvaraporn et al., 2005; Kelbert et al., 2014, ou voir la review de Miensoopust et al. (2013)).

Nous avons décidé d'utiliser le code minim3D (Hautot et al., 2000, 2007) qui permet d'inverser des données en 3-D. Le problème direct repose sur la modélisation de Mackie et al. (1993, 1994) présentée précédemment. Il est couplé avec l'algorithme de minimisation MINDEF développé par Beiner (1970) et amélioré par F. Foroughi et C. Mazoyer (communication personnelle). Cette algorithme est basé sur la méthode des gradients conjugués et sera plus longuement détaillée dans le chapitre 4. On discrétise un modèle 3-D en  $M$  prismes de taille fixe et la résistivité est considérée constante à l'intérieur d'une maille (Fig. 2.18). A chaque itération, on fait varier la résistivité des mailles.

A chaque itération on calcule une fonction coût FC définie par :

$$FC = \chi^2 + \lambda L \quad (2.73)$$

Le terme  $\chi^2$  représente l'écart entre les données et la réponse du modèle et est calculé par :

$$\chi^2(m) = \sum_{i=1}^N \left( \frac{d_i^{obs} - d_i^{cal}(m)}{\delta} \right)^2 \quad (2.74)$$

où  $N$  est le nombre de données,  $d_i^{obs}$  les données observées,  $d_i^{cal}(m)$  la réponse du modèle et  $\delta$  l'incertitude sur les données.  $m$  correspond ici aux paramètres de l'inversion. Dans notre cas, on prend le log10 de la résistivité.



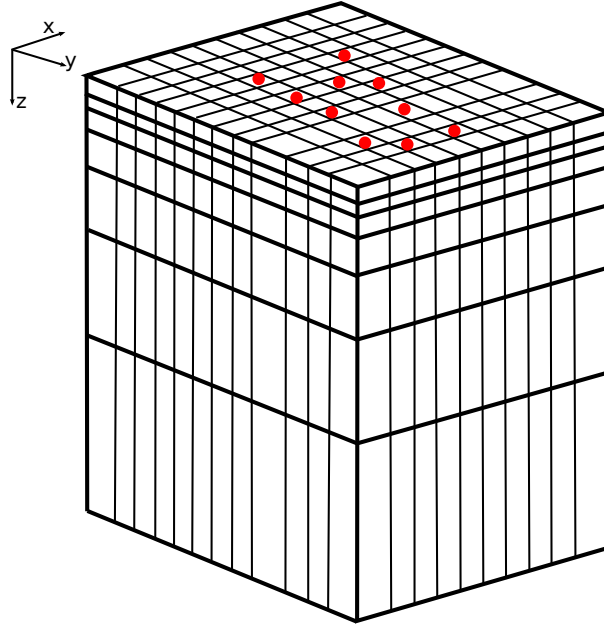


FIGURE 2.18 – Exemple d'un maillage 3D. On considère la résistivité constante à l'intérieur d'une maille. Les points rouges représentent la position de stations fictives.

*Example of a 3-d grid. The resistivity is considered as constant inside each cell. The red points represent fictional stations.*

On rajoute à la fonction coût un terme de régularisation  $L$  qui empêche le modèle de présenter des contrastes de résistivités exagérés. Il est défini par :

$$L(m) = \sum_{i=1}^M \sum_{j=i+1}^M [m(i) - m(j)]^2 \quad (2.75)$$

Dans l'inversion, cette régularisation est pondérée par rapport à la valeur de l'écart aux données. La difficulté est de trouver le meilleur coefficient  $\lambda$  pondérant ce terme de telle façon qu'il ne soit pas trop faible et donc que son impact sur l'inversion ne soit pas trop minime. A l'inverse il ne doit pas prendre le pas sur la valeur de l'écart aux données car sinon le modèle final sera beaucoup trop lisse et peu représentatif des données mesurées. Une des méthodes les plus efficaces pour évaluer ce terme est la méthode du L-curve. Elle consiste à tester différentes valeurs de régularisation et ensuite de représenter graphiquement, pour chaque inversion, l'écart aux données en fonction du terme de régularisation (Fig. 2.19, Hansen, 1999). On considère que le modèle situé au maximum de courbure de la courbe représente le meilleur compromis entre régularisation et écart aux données et donc que le  $\lambda$  associé est considéré comme optimal. Cependant le gros désavantage de cette approche est le nombre important d'inversions qu'il est nécessaire de réaliser pour obtenir cette L-curve. C'est pourquoi nous nous sommes basés sur de pré-

cédents résultats d'inversion réalisées avec le même algorithme pour estimer ce terme  $\lambda$  (e.g. Hautot et al., 2000, 2007).

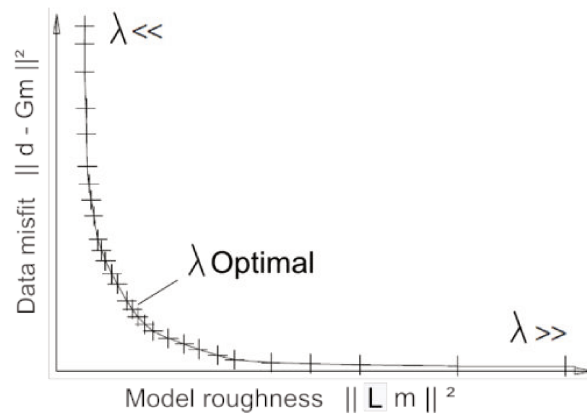


FIGURE 2.19 – Exemple de courbe L-curve.

*Exemple of a L-curve.*

## 2.4 La gravimétrie

La gravimétrie est une méthode de champ de potentiel permettant de caractériser les variations de densité du sous-sol, et se base sur les variations du champ de pesanteur. En effet, à l'aplomb d'un corps dense la pesanteur sera plus forte (et inversement pour un corps léger). La distribution du champ de pesanteur en surface nous renseigne alors sur les variations de masse en profondeur. Le champ de pesanteur que l'on mesure est composé de quatre termes : la force centrifuge (provoquée par la rotation de la Terre, nulle aux pôles et maximale à l'équateur), le champ d'attraction exercé par la Lune et le Soleil, la force de cohésion et le champ Newtonien. On considère ce dernier comme étant responsable à 95% du champ total à l'équateur et à presque 100% aux pôles (Dubois, 1997). Les premières études du champ de pesanteur remontent au III<sup>ème</sup> siècle avant notre ère avec la théorie, erronée, des corps lourds d'Aristote. Les avancées majeures sur la gravimétrie arrivent aux XVI-XVII<sup>ème</sup> siècles avec les travaux de Galilée (premier principe d'inertie) et Newton (loi universelle de la gravitation). La première mesure relative de la gravité est effectuée au XVIII<sup>ème</sup> siècle par P. Bouguer, lors d'une expédition au Pérou visant à déterminer la forme de la Terre (Smallwood, 2010).

### 2.4.1 Principes de base

La force newtonienne est une force d'attraction qui s'exerce entre deux particules, de masses  $m$  et  $m'$ , dont les dimensions caractéristiques sont faibles par rapport à la distance  $d$  qui les sépare. Elle est définie par :

$$\vec{F} = G \frac{mm'}{d^2} \vec{u} \quad (2.76)$$

avec  $G$  la constante gravitationnelle universelle ( $G = 6.673 \cdot 10^{-11} m^3 \cdot kg^{-1} \cdot s^{-2}$ ), et  $\vec{u}$  un vecteur unitaire colinéaire à  $d$ .

Si on considère qu'une des masses est la Terre (notée  $M$ ), possédant une distribution de masse homogène et sphérique, alors elle exerce sur l'autre masse  $m$ , située à sa surface, un champ newtonien associé à la force d'intensité :

$$F = G \frac{Mm}{R^2} \quad (2.77)$$

avec  $R$  le rayon de la Terre. En considérant une distribution homogène des masses, on admet que l'effet gravitationnel sur un point extérieur est identique à celui d'une source ponctuelle où toute la masse serait concentrée en ce point (Dubois, 1997). En appliquant le principe fondamental de la dynamique ( $F = mg$ ) et en négligeant la force centrifuge, on obtient la formule d'accélération de la pesanteur :

$$g = \frac{GM}{R^2} \quad (2.78)$$

La pesanteur s'exprime en *Gal* (ou en  $m \cdot s^{-2}$ ) avec  $1Gal = 10^3 mGal = 10^{-2} m \cdot s^{-2}$ . Elle est verticale. La valeur moyenne de la pesanteur à la surface de la Terre est de 981 000 *mGal*. L'équipotentielle du champ de pesanteur terrestre théorique est définie ici par un ellipsoïde de référence. En réalité, la Terre n'est pas homogène, et est de forme sphéroïde. Les hétérogénéités entraînent des variations de cette surface par rapport à la surface théorique, définissant alors une équipotentielle irrégulière mais qui correspond au champ gravitationnel réel : le géoïde (Fig. 2.20). Il correspond à la surface moyenne des océans mais pas à la surface topographique sur les continents car sa forme dépend de la répartition des masses dans la Terre.

$g$  peut être mesuré de deux façons différentes : de manière absolue ou relative. La première permet d'obtenir directement la valeur de  $g$  par étude des mouvements d'un pendule ou de la chute libre d'un objet par exemple (Dubois, 1997). Pour la deuxième,

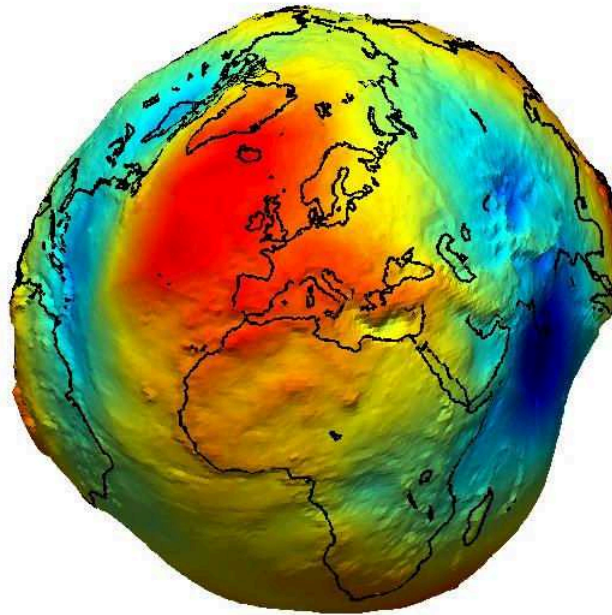


FIGURE 2.20 – Représentation du géoïde terrestre.

*Representation of the terrestrial geoid.*

on mesure l'écart  $\Delta g$  entre la valeur connue de la pesanteur  $g_0$  en un point donné et la valeur au point désiré  $g_p$ . On obtient alors  $g_p = g_0 + \Delta g$ . On utilise pour ce dernier cas un gravimètre relatif qui, en général, fonctionne sur le principe du ressort en équilibre. La force majeure qui provoque l'allongement du ressort est la pesanteur  $g$  du fait de son attraction verticale. D'autres facteurs peuvent aussi affecter cet allongement (température, mouvement du gravimètre), c'est pourquoi il est indispensable de tenir compte de tous ces paramètres par des corrections spécifiques, et des mesures répétées en fin de journée (boucles).

### 2.4.2 Cas d'une distribution de masse

L'accélération gravitationnelle  $g$  au point P provient d'un champ conservatif et peut être représentée par le gradient du potentiel gravitationnel  $U$  en ce point :

$$g(P) = \nabla U(P) \quad (2.79)$$

avec  $U$  définit par :

$$U(P) = G \frac{m}{r} \quad (2.80)$$

Il obéit au principe de la superposition, c'est à dire que le potentiel gravitationnel de plusieurs masses est la somme des potentiels gravitationnels individuels de chacune

d'elles. On applique ce principe pour calculer l'attraction gravitationnelle d'une distribution de masses. On considère une masse  $M$  de volume  $V$ , constituée de l'ensemble des masses élémentaires  $dm$  de volume  $dv$ , avec  $dm = \delta(x, y, z) dv$  et  $\delta(x, y, z)$ , la distribution de densité. Le potentiel gravitationnel pour un seul élément de masse est alors défini par :

$$dU(x, y, z) = G \frac{dm(x, y, z)}{r} = G \frac{\delta(x, y, z)}{r} dx dy dz \quad (2.81)$$

Le potentiel gravitationnel pour la totalité de la masse  $M$  est alors obtenu en faisant la somme de l'effet de toutes les masses élémentaires, et est donc calculé par :

$$U(P) = G \int_x \int_y \int_z \frac{\delta(x, y, z)}{r} dx dy dz \quad (2.82)$$

avec  $r$  la distance entre  $P$  et l'élément de masse  $dm$ .

A partir des équations 3.55 et 3.58, on peut définir l'attraction gravitationnelle pour la masse  $M$  (et donc aussi pour une structure quelconque) :

$$g(P) = \frac{\partial U(x, y, z)}{\partial z} = -G \int_x \int_y \int_z \delta(x, y, z) \frac{z}{r^3} dx dy dz \quad (2.83)$$

### 2.4.3 Corrections et anomalies

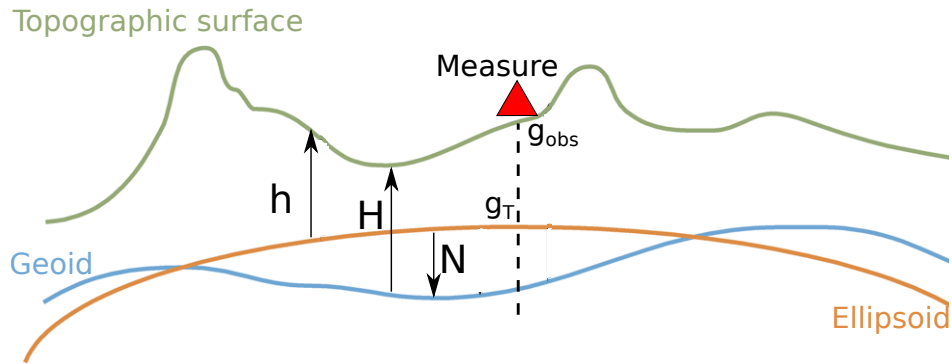
Comme nous l'avons vu précédemment, la valeur de  $g$  mesurée correspond à une superposition de plusieurs effets. Pour pouvoir se concentrer uniquement sur l'effet des structures du sous-sol, il est nécessaire d'appliquer plusieurs corrections sur les données, pour enlever ce que l'on considère comme étant du bruit. Tout d'abord, l'anomalie est définie comme la différence entre la mesure de la pesanteur réelle de la Terre, et la pesanteur théorique calculée sur l'ellipsoïde de référence.

Pour la valeur théorique, on utilise la formule gravimétrique internationale de l'Association Internationale de Géodésie (Geodetic Reference System 1967), définie pour un modèle d'ellipsoïde homogène dont les paramètres (demi-axe, ellipsité, etc...) sont fixés :

$$g_T = 978.031850(1 + 0.005278895 \sin^2 \phi + 0.0000058 \sin^2 2\phi) \quad (2.84)$$

avec  $\phi$  la latitude du point de mesure.

Les mesures ne s'effectuant pas toujours sur la surface de référence (ellipsoïde) et étant entourées de masses topographiques, il est nécessaire d'effectuer les corrections suivantes.



$h$  = ellipsoid heigh  
 $H$  = orthometric height  
 $N$  = geoid height

FIGURE 2.21 – Schéma simplifié explicatif de la géométrie du géoïde, de l'ellipsoïde et de la topographie ainsi que la position des principaux paramètres utilisés dans le texte.

*Simplified explicative drawning of the geoid, ellipsoid and topography geometry and the position of the main parameters used in the text.*

### La réduction à l'air libre

Elle permet de corriger la valeur théorique  $g_T$ , et de la calculer à l'altitude  $h$  de mesure de  $g_{obs}$ . L'altitude sur Terre étant négligeable par rapport à sa dimension, on approxime cette correction par :

$$CAL = -0.3086h \quad (2.85)$$

avec  $h$  en mètres, positif vers le haut (l'intensité du champ diminue avec l'altitude).

### L'anomalie d'air libre

L'anomalie d'air libre représente la différence entre la pesanteur observée et la pesanteur calculée, à la même altitude :

$$\Delta g_L = g_{obs} + 0.3086h - g_T \quad (2.86)$$

### L'anomalie de Bouguer

La correction de Bouguer permet de tenir compte de l'effet des masses situées entre le point de mesure et l'ellipsoïde (et ignoré dans la correction d'air libre). Dans un premier temps, on considère un plateau d'épaisseur  $h$  (correspondant à l'altitude de la mesure),

et de densité moyenne  $\rho$ . La perturbation ( $mGal$ ) due à ce plateau se calcule alors par :

$$\Delta g = 2\pi\rho Gh = 0.04192\rho h \quad (2.87)$$

avec  $G$  la constante gravitationnelle. Il est important de noter qu'on applique une densité constante moyenne pour l'ensemble du plateau, ce qui peut entraîner d'importants biais selon la zone d'étude. On peut alors définir l'anomalie de Bouguer simple, qui se calcule par :

$$\Delta g_{BS} = g + 0.3086h - 0.04192\rho h - g_T \quad (2.88)$$

Cette correction ne tient pas compte de la forme, de la distribution de masse ni de leur hétérogénéité. Pour imager les différentes hétérogénéités de masse situées sous la surface topographique, et affiner cette première correction, il est nécessaire de calculer l'anomalie de Bouguer complète. Pour ce faire, il faut prendre en compte l'ensemble des reliefs présents à proximité du point de mesure. C'est ce qu'on appelle la correction de relief, ou de terrain ( $C_r$ ). Les reliefs (positifs ou négatifs) font toujours diminuer la valeur de la pesanteur au point de mesure, c'est pourquoi il faut ajouter l'effet du relief à la valeur théorique. L'anomalie de Bouguer complète se calcule alors par :

$$\Delta g_B = g + 0.3086h - 0.0192\rho h - g_T + C_r \quad (2.89)$$

Pour calculer cette correction, on considère tous les reliefs en 3D dans une zone, autour du point de mesure, pouvant varier d'une vingtaine de kilomètres pour des zones "plates", jusqu'à une centaine de kilomètres pour les zones à reliefs complexes (Abdelfettah, 2009). Généralement, on utilise un modèle numérique de terrain pour calculer cette correction : on discrétise la topographie en plusieurs prismes auxquels on affecte une densité, puis on somme l'effet gravimétrique de l'ensemble des prismes. Le gros désavantage de cette méthode est dans la (les) valeur(s) de densité que l'on applique. En effet, généralement on applique une densité moyenne de 2.67, ce qui peut être correct dans les zones à géologie simple, continentales et avec de faibles contrastes de densité. Toutefois, si le contexte géologique suppose de fortes variations de densité, il n'est peut être pas judicieux d'appliquer cette valeur. Plusieurs méthodes différentes existent pour définir une densité moyenne représentative de la zone d'étude (Parasnis, 2012). Nous avons décidé d'utiliser la méthode de Nettleton (Telford et al., 1990). Le principe est de calculer l'anomalie de Bouguer complète pour différentes valeurs de densité. La valeur qui décorrélera le mieux l'anomalie de Bouguer de la topographie sera la densité de référence. Pour des

zones à structures complexes, on peut définir des valeurs de densité pour des sous-zones permettant ainsi de mieux contraindre les structures.

La valeur d'anomalie de Bouguer complète (CBA) n'est ainsi représentative que de la répartition des masses présentes dans le sous-sol.

Enfin, selon la région d'étude ou le type de mesure, il peut être nécessaire d'effectuer d'autres corrections. Si par exemple, la région est proche de la mer, il faut rajouter la correction de surcharge océanique, ou si la mesure est marine ou aéroportée il faut appliquer la correction d'Eotvos qui prend en compte les mouvements de l'appareil (Telford et al., 1990).

Afin de travailler en contrastes de densité et non en densités absolues, nous soustrairons la moyenne des valeurs de CBA aux valeurs de CBA. Ce sont ces anomalies résiduelles que nous inverserons par la suite.

#### **2.4.4 Densité des roches**

Comme nous l'avons présenté précédemment, la gravimétrie permet de caractériser les variations de densité dans le sous-sol. Globalement la densité des roches sédimentaires est la plus faible (avec des valeurs comprises entre 1.6 et 2.6), on retrouve ensuite les roches volcaniques (de 2.2 à 3.3) et enfin les roches métamorphiques (de 2.4 à 3.5). La figure 2.22 présente un éventail des valeurs de densité pour les principales roches et minéraux. On peut voir que les gammes de valeurs pour une même roche peuvent varier parfois du simple au double (entre 1.75 et 3.2 pour le calcaire). La densité d'une roche va dépendre principalement de sa composition minéralogique mais aussi de sa porosité, et de la présence ou non de fluides (LaFehr et al., 2012). Son âge ainsi que sa profondeur d'enfouissement vont aussi avoir un effet (Telford et al., 1990). En général, la densité augmente avec la profondeur (par exemple avec la compaction des sables ou des boues dans un bassin sédimentaire) et l'âge de la roche.

Habituellement, les variations de densité dans un milieu sédimentaire dépassent rarement 0.25, sauf pour la très proche surface (Telford et al., 1990). A l'inverse, les roches volcaniques peuvent présenter une large gamme de densités principalement à cause des variations de composition minéralogique (roches basiques globalement plus denses que les roches acides) mais aussi à cause des variations de porosité pour les laves.



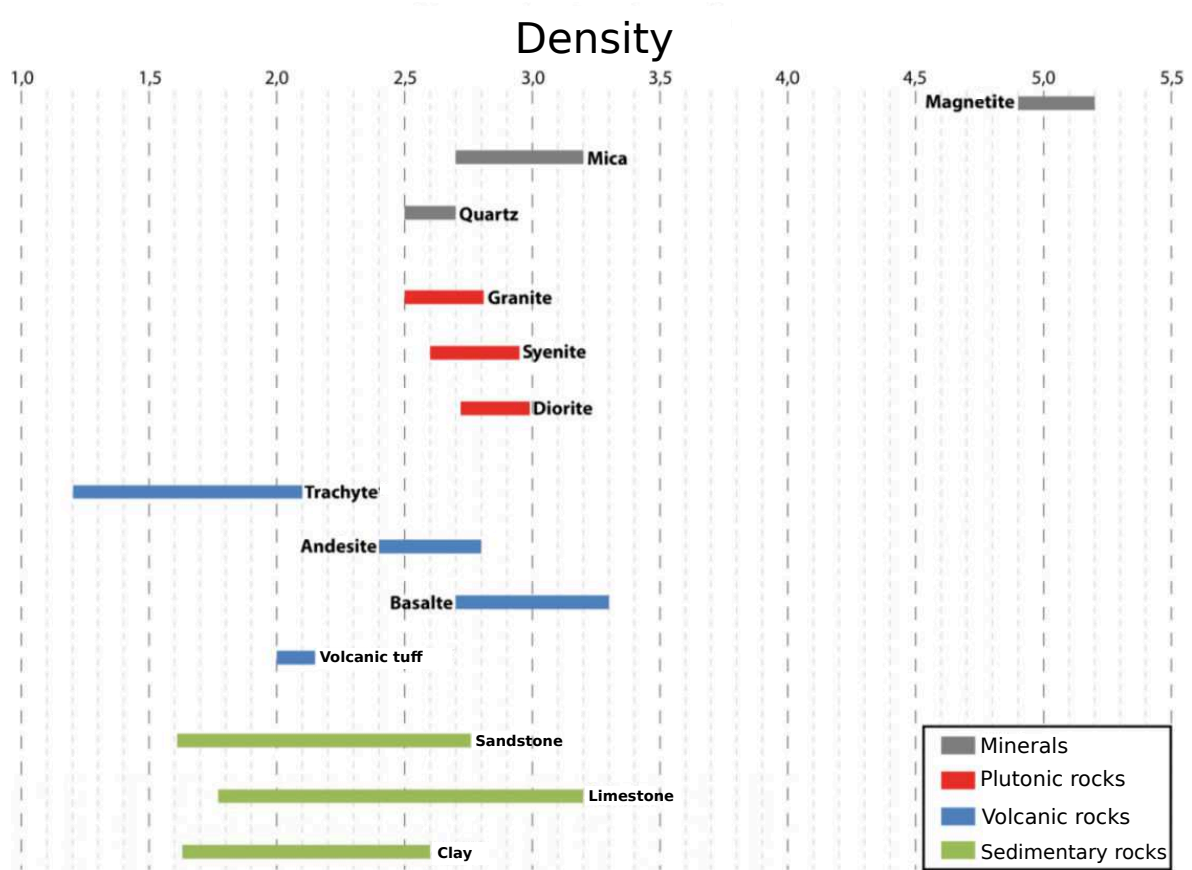


FIGURE 2.22 – Densité de différents types de roches et minéraux. Modifiée d'après Telford et al. (1990).

*Density of different types of rocks and minerals. Modified from Telford et al. (1990)*

### 2.4.5 Inversion

La mesure gravimétrique est, après les différentes corrections présentées plus haut, sensible à l'ensemble des structures situées sous le point de mesure. L'inversion des données gravimétriques revient donc à chercher une distribution des masses en profondeur qui expliquent au mieux les valeurs d'attraction gravitationnelle que l'on mesure en surface. De nombreuses méthodes existent pour inverser les données gravimétriques (Oldenburg and Li, 1994; Boulanger and Chouteau, 2001; Tiberi et al., 2001, 2005), mais elles sont toutes confrontées à la non-unicité inhérente à la gravimétrie, en plus de la non-unicité du problème géophysique mal conditionné. La gravimétrie étant une méthode de potentiel, un même signal gravimétrique peut être expliqué par plusieurs anomalies (ou distributions de masses), de géométries et valeurs différentes. Si cette non-unicité n'est pas prise en compte dans l'inversion, cela entraîne souvent une répartition des masses dans les toutes premières couches du modèle mais créant un signal gravimétrique iden-

tique à celui des données. La principale difficulté des inversions gravimétriques réside donc dans l'apport de contraintes supplémentaires permettant d'obtenir une distribution de masse réaliste. Ces a priori peuvent être de plusieurs natures : contraintes géologiques, paramétrisation imposée, limitation des contrastes de densité, introduction d'écart type, etc..

L'approche choisie ainsi que les contraintes utilisées seront présentées dans le chapitre 6. Nous présenterons ici uniquement la paramétrisation de notre problème direct.

### Méthode de Blakely

Comme montré précédemment (équation 3.59), on peut calculer l'effet gravimétrique d'une distribution de masse. L'attraction gravitationnelle d'une masse de coordonnées  $x', y'$  et  $z'$  située à une distance  $r$  du point de mesure  $P(x, y, z)$  est calculée par :

$$g(x, y, z) = -G \int_{x'} \int_{y'} \int_{z'} \delta(x', y', z') \frac{z - z'}{r^3} dx' dy' dz' \quad (2.90)$$

En définissant  $\psi$  comme étant la fonction de Green traduisant l'effet gravimétrique de la masse au point de mesure  $P$ , on peut réécrire la relation 3.59 par :

$$g(x, y, z) = \int_{x'} \int_{y'} \int_{z'} \delta(x', y', z') \psi(x - x', y - y', z - z') dx' dy' dz' \quad (2.91)$$

avec

$$\psi(x, y, z) = -G \frac{z}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \quad (2.92)$$

En appliquant le principe de superposition, l'attraction gravitationnelle globale  $g_T$  mesurée au point  $P$  sera donc la somme des effets de chaque corps géométrique :

$$g_T = \sum_{n=1}^N \delta_n \psi_{mn} \quad (2.93)$$

avec  $\delta_n$  la densité de la masse  $n$  et  $\psi_{nm}$  l'effet gravimétrique (la fonction de Green) de la masse  $n$  sur le point de mesure  $m$ . Dans notre cas, on s'intéresse à des structures 3D, c'est pourquoi on cherche à modéliser l'effet gravimétrique de prismes rectangulaires. Pour ce faire, nous avons utilisé la subroutine GBOX développé par Blakely (1995). L'attraction gravitationnelle d'un prisme (de dimension  $x, y, z$ ) à un point  $P$  ramené à l'origine est définie par :

$$g = G\delta \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 \sum_{k=1}^2 \mu_{ijk} \left[ z_k \arctan \frac{x_i y_j}{z_k R_{ijk}} - x_i \log(R_{ijk} + y_i) - y_j \log(R_{ijk} + x_i) \right] \quad (2.94)$$

avec

$$R_{ijk} = \sqrt{x_i^2 + y_j^2 + z_k^2} \quad (2.95)$$

et

$$\mu_{ijk} = (-1)^i (-1)^j (-1)^k \quad (2.96)$$

On décompose le sous-sol et la topographie en  $p$  prismes rectangulaires. La taille d'une maille dépend de sa profondeur ainsi que la densité de données dans ses environs mais reste fixe durant l'inversion. A chaque itération, on fait varier la valeur de la densité dans chacune des mailles et on calcule l'effet gravitationnel de l'ensemble de la distribution des masses sur l'ensemble des données (équation 3.70). On calcule ensuite un misfit qui évalue l'écart entre la réponse du modèle et les données (équation 3.50). Tant que ce misfit n'atteint pas une valeur correcte, le processus est répété pendant  $N$  itérations. Le modèle final correspond alors à la distribution des densités dans le sous-sol qui explique au mieux les données (ici l'anomalie de Bouguer complète résiduelle). Comme pour la MT, on ajoute un terme de lissage au calcul de la fonction coût pour contraindre l'inversion et empêcher les modèles de présenter des densités irréalistes (équation 3.51).

## 2.5 Références

- Abdelfettah, Y. (2009). *Inversion conjointe des données magnétotelluriques et gravimétriques : Application à l'imagerie géophysique crustale et mantellique*. PhD thesis, Université de Bretagne occidentale-Brest. 68, 84, 304
- Abt, D. L., Fischer, K. M., French, S. W., Ford, H. A., Yuan, H., and Romanowicz, B. (2010). North american lithospheric discontinuity structure imaged by ps and sp receiver functions. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 115(B9). 34, 46
- Ahmed, A., Tiberi, C., Leroy, S., Stuart, G. W., Keir, D., Sholan, J., Khanbari, K., Al-Ganad, I., and Basuyau, C. (2013). Crustal structure of the rifted volcanic margins and uplifted plateau of western yemen from receiver function analysis. *Geophysical Journal International*, page ggt072. 34, 46
- Ammon, C. J. (1991). The isolation of receiver effects from teleseismic p waveforms. *Bulletin of the seismological Society of America*, 81(6) :2504–2510. 49, 57
- Ammon, C. J., Randall, G. E., and Zandt, G. (1990). On the nonuniqueness of receiver function inversions. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 95(B10) :15303–15318. 36, 50, 57
- Audet, P. (2015). Layered crustal anisotropy around the san andreas fault near parkfield, california. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 120(5) :3527–3543. 34, 46
- Avdeev, D. B. (2005). Three-dimensional electromagnetic modelling and inversion from theory to application. *Surveys in Geophysics*, 26(6) :767–799. 74
- Axelsson, O. (1980). Conjugate gradient type methods for unsymmetric and inconsistent systems of linear equations. *Linear algebra and its applications*, 29 :1–16. 43, 76
- Beiner, J. (1970). Fortran routine mindef for function minimization'. *Institut de Physique, Univ. of Neuchatel, Switzerland (65)*, pages 1–13. 43, 77
- Bianchi, I., Park, J., Piana Agostinetti, N., and Levin, V. (2010). Mapping seismic anisotropy using harmonic decomposition of receiver functions : An application to northern apennines, italy. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 115(B12). 34, 46
- Blakely, R. J. (1995). Potential theory in gravity and magnetics. 45, 87

- Boulangier, O. and Chouteau, M. (2001). Constraints in 3d gravity inversion. *Geophysical prospecting*, 49(2) :265–280. 45, 86
- Cagniard, L. (1953). Basic theory of the magneto-telluric method of geophysical prospecting. *Geophysics*, 18(3) :605–635. 39, 65
- Chen, L., Zheng, T., and Xu, W. (2006a). Receiver function migration image of the deep structure in the Bohai Bay Basin, eastern China. *Geophysical research letters*, 33(20). 34, 46
- Chen, L., Zheng, T., and Xu, W. (2006b). A thinned lithospheric image of the tanlu fault zone, eastern china : constructed from wave equation based receiver function migration. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 111(B9). 64
- Clayton, R. W. and Wiggins, R. A. (1976). Source shape estimation and deconvolution of teleseismic bodywaves. *Geophysical Journal International*, 47(1) :151–177. 50
- Counil, J., Le Mouel, J., and Menvielle, M. (1986). Associate and conjugate directions concepts in magnetotellurics. In *Annales geophysicae. Series B. Terrestrial and planetary physics*, volume 4, pages 115–130. 41, 72
- Cruz-Atienza, V., Iglesias, A., Pacheco, J., Shapiro, N., and Singh, S. (2010). Crustal structure below the valley of mexico estimated from receiver functions. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 100(6) :3304–3311. 34, 46
- Dubois, J. (1997). *La gravimétrie en mer*. Institut océanographique. 79, 80
- Dziewonski, A. M. and Anderson, D. L. (1981). Preliminary reference earth model. *Physics of the earth and planetary interiors*, 25(4) :297–356. 38, 63
- Efron, B. and Tibshirani, R. J. (1994). *An introduction to the bootstrap*. CRC press. 37, 60
- Frederiksen, A. and Bostock, M. (2000). Modelling teleseismic waves in dipping anisotropic structures. *Geophysical Journal International*, 141(2) :401–412. 38, 62
- Gaillard, F., Malki, M., Iacono-Marziano, G., Pichavant, M., and Scaillet, B. (2008). Carbonate melts and electrical conductivity in the asthenosphere. *Science*, 322(5906) :1363–1365. 39, 66

- Groom, R. W. and Bailey, R. C. (1989). Decomposition of magnetotelluric impedance tensors in the presence of local three-dimensional galvanic distortion. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 94(B2) :1913–1925. 41, 72
- Gurrola, H., Baker, G. E., and Minster, J. B. (1995). Simultaneous time-domain deconvolution with application to the computation of receiver functions. *Geophysical Journal International*, 120(3) :537–543. 49
- Hansen, P. C. (1999). *The L-curve and its use in the numerical treatment of inverse problems*. IMM, Department of Mathematical Modelling, Technical University of Denmark. 78
- Hautot, S., Single, R., Watson, J., Harrop, N., Jerram, D., Tarits, P., Whaler, K., and Dawes, D. (2007). 3-d magnetotelluric inversion and model validation with gravity data for the investigation of flood basalts and associated volcanic rifted margins. *Geophysical Journal International*, 170(3) :1418–1430. 43, 77, 79
- Hautot, S., Tarits, P., Whaler, K., Le Gall, B., Tiercelin, J.-J., and Le Turdu, C. (2000). Deep structure of the baringo rift basin (central kenya) from three-dimensional magnetotelluric imaging : Implications for rift evolution. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 105(B10) :23493–23518. 43, 77, 79
- Hautot, S., Whaler, K., Gebru, W., and Desissa, M. (2006). The structure of a mesozoic basin beneath the lake tana area, ethiopia, revealed by magnetotelluric imaging. *Journal of African Earth Sciences*, 44(3) :331–338. 43, 77
- Helmuth, T., Spiteri, R., and Szmigielski, J. (2007). One-dimensional magnetotelluric inversion with radiation boundary conditions. *Can. Appl. Math. Q.*, 15(4) :419–445. 43, 77
- Hestenes, M. R. and Stiefel, E. (1952). *Methods of conjugate gradients for solving linear systems*, volume 49. NBS. 76
- Hetényi, G. (2007). *Evolution of deformation of the Himalayan prism : from imaging to modelling*. PhD thesis, Université Paris Sud-Paris XI. 50
- Ingber, L. (1989). Very fast simulated re-annealing. *Mathematical and computer modelling*, 12(8) :967–973. 57

- Jones, C. H. and Phinney, R. A. (1998). Seismic structure of the lithosphere from teleseismic converted arrivals observed at small arrays in the southern Sierra Nevada and vicinity, California. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 103(B5) :10065–10090. 58, 303
- Kaviani, A. (2004). *La chaîne de collision continentale du Zagros (Iran) : Structure lithosphérique par analyse de données sismologique*. PhD thesis, Université Joseph-Fourier-Grenoble I. 39, 50, 65
- Kelbert, A., Meqbel, N., Egbert, G. D., and Tandon, K. (2014). Modem : a modular system for inversion of electromagnetic geophysical data. *Computers & Geosciences*, 66 :40–53. 43, 77
- Kennett, B. and Engdahl, E. (1991). Traveltimes for global earthquake location and phase identification. *Geophysical Journal International*, 105(2) :429–465. 38, 63
- LaFehr, T. R., Nabighian, M. N., Liu, W., Biegert, E. K., and Ruder, M. (2012). *Fundamentals of gravity exploration*. Society of Exploration Geophysicists Tulsa, OK. 85
- Langston, C. A. (1977). The effect of planar dipping structure on source and receiver responses for constant ray parameter. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 67(4) :1029–1050. 34, 48, 49
- Langston, C. A. (1979). Structure under mount rainier, washington, inferred from teleseismic body waves. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 84(B9) :4749–4762. 39, 49, 65
- LaTorraca, G., Madden, T., and Korringa, J. (1986). An analysis of the magnetotelluric impedance for three-dimensional conductivity structures. *Geophysics*, 51(9) :1819–1829. 72
- Ligorria, J. P. and Ammon, C. J. (1999). Iterative deconvolution and receiver-function estimation. *Bulletin of the seismological Society of America*, 89(5) :1395–1400. 35, 49, 50
- Liu, H. and Niu, F. (2012). Estimating crustal seismic anisotropy with a joint analysis of radial and transverse receiver function data. *Geophysical Journal International*, 188(1) :144–164. 34, 46

- Mackie, R. L., Madden, T. R., and Wannamaker, P. E. (1993). Three-dimensional magnetotelluric modeling using difference equations-theory and comparisons to integral equation solutions. *Geophysics*, 58(2) :215–226. 41, 42, 43, 73, 74, 75, 77, 305
- Mackie, R. L., Smith, J. T., and Madden, T. R. (1994). Three-dimensional electromagnetic modeling using finite difference equations : The magnetotelluric example. *Radio Science*, 29(4) :923–935. 41, 43, 73, 75, 77
- Meijerink, J. and van der Vorst, H. A. (1977). An iterative solution method for linear systems of which the coefficient matrix is a symmetric m matrix. *Mathematics of computation*, 31(137) :148–162. 77
- Miensopust, M. P., Queralt, P., Jones, A. G., et al. (2013). Magnetotelluric 3-d inversion—a review of two successful workshops on forward and inversion code testing and comparison. *Geophysical Journal International*, 193(3) :1216–1238. 43, 77
- Mogi, T. (1996). Three-dimensional modeling of magnetotelluric data using finite element method. *Journal of Applied Geophysics*, 35(2) :185–189. 74
- Niu, E., Bravo, T., Pavlis, G., Vernon, E., Rendon, H., Bezada, M., and Levander, A. (2007). Receiver function study of the crustal structure of the southeastern caribbean plate boundary and venezuela. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 112(B11). 34, 46
- Oldenburg, D. W. and Li, Y. (1994). Subspace linear inverse method. *Inverse Problems*, 10(4) :915. 44, 86
- Oskooi, B. and Darijani, M. (2014). 2d inversion of the magnetotelluric data from mahallat geothermal field in iran using finite element approach. *Arabian Journal of Geosciences*, 7(7) :2749–2759. 43, 77
- Owens, T. J., Zandt, G., and Taylor, S. R. (1984). Seismic evidence for an ancient rift beneath the cumberland plateau, tennessee : A detailed analysis of broadband teleseismic p waveforms. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 89(B9) :7783–7795. 39, 49, 57, 65
- Parasnis, D. S. (2012). *Principles of applied geophysics*. Springer Science & Business Media.



- Park, J. and Levin, V. (2000). Receiver functions from multiple-taper spectral correlation estimates. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 90(6) :1507–1520. 49
- Portal, A. (2015). Etude géophysique de la structure interne d'un dôme volcanique : le puy de dôme et son environnement (chaîne des puys, france). 67, 304
- Reddy, I., Phillips, R., and Rankin, D. (1977). Three-dimensional modelling in magnetotelluric and magnetic variational sounding. *Geophysical Journal*, 51 :313–325. 72
- Rychert, C. A., Rondenay, S., and Fischer, K. M. (2007). P-to-s and s-to-p imaging of a sharp lithosphere-asthenosphere boundary beneath eastern north america. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 112(B8). 34, 46
- Sambridge, M. (1999). Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm—ii. appraising the ensemble. *Geophysical Journal International*, 138(3) :727–746. 37, 38, 61, 62
- Savage, M. K. (1998). Lower crustal anisotropy or dipping boundaries? effects on receiver functions and a case study in new zealand. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 103(B7) :15069–15087. 34, 46
- Shibutani, T., Sambridge, M., and Kennett, B. (1996). Genetic algorithm inversion for receiver functions with application to crust and uppermost mantle structure. *Geophysical Research Letters*, 23(14) :1829–1832. 37, 61, 62
- Sifré, D., Gardés, E., Massuyeau, M., Hashim, L., Hier-Majumder, S., and Gaillard, F. (2014). Electrical conductivity during incipient melting in the oceanic low-velocity zone. *Nature*, 509(7498) :81–85. 39, 66
- Simpson, F. and Bahr, K. (2005). *Practical magnetotellurics*. Cambridge University Press. 39, 66, 74
- Siripunvaraporn, W., Egbert, G., Lenbury, Y., and Uyeshima, M. (2005). Three-dimensional magnetotelluric inversion : data-space method. *Physics of the Earth and planetary interiors*, 150(1) :3–14. 43, 77
- Smallwood, J. (2010). Bouguer redeemed : The successful 1737-1740 gravity experiments on pichincha and chimborazo. *Earth Sciences History*. 79

- Swift Jr, C. M. (1967). A magnetotelluric investigation an electrical conductivity anomaly in the southwestern united states. Technical report, DTIC Document. 41, 71, 72
- Taflove, A. and Brodwin, M. E. (1975). Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent maxwell's equations. *IEEE transactions on microwave theory and techniques*, 23(8) :623–630. 68
- Telford, W. M., Geldart, L. P., and Sheriff, R. E. (1990). *Applied geophysics*, volume 1. Cambridge university press. 44, 84, 85, 86, 305
- Tiberi, C., Diamant, M., Caen, H. L., and King, T. (2001). Moho topography beneath the corinth rift area (greece) from inversion of gravity data. *Geophysical Journal International*, 145(3) :797–808. 45, 86
- Tiberi, C., Ebinger, C., Ballu, V., Stuart, G., and Oluma, B. (2005). Inverse models of gravity data from the red sea-aden-east african rifts triple junction zone. *Geophysical Journal International*, 163(2) :775–787. 45, 86
- Tiberi, C., Leroy, S., D'Acremont, E., Bellahsen, N., Ebinger, C., Al-Lazki, A., and Pointu, A. (2007). Crustal geometry of the northeastern Gulf of Aden passive margin : localization of the deformation inferred from receiver function analysis. *Geophysical Journal International*, 168(3) :1247–1260. 37, 60
- Tikhonov, A. (1950). Determination of the electrical characteristics of the deeper strata of the earth's crust. pages 7–2. 39, 65
- Vergne, J. (2002). *Imagerie des structures et dynamique de la lithosphère de la marge nord-est du Tibet*. PhD thesis, Strasbourg 1. 39, 46, 50, 54, 56, 57, 64, 65, 302, 303, 304
- Vozoff, K. (1986). *Magnetotelluric methods*. Number 5. Soc of Exploration Geophysicists. 66
- Wait, J. R. (1954). On the relation between telluric currents and the earth's magnetic field. *Geophysics*, 19(2) :281–289. 41, 74
- Wannamaker, P. E. (1991). Advances in three-dimensional magnetotelluric modeling using integral equations. *Geophysics*, 56(11) :1716–1728. 41, 73
- Wannamaker, P. E., Hohmann, G. W., and Ward, S. H. (1984). Magnetotelluric responses of three-dimensional bodies in layered earths. *Geophysics*, 49(9) :1517–1533. 41, 73, 74

Ward, S. H. and Hohmann, G. W. (1988). Electromagnetic theory for geophysical applications. *Electromagnetic methods in applied geophysics*, 1(3) :131–311. 67

Zhu, L. (2000). Crustal structure across the san andreas fault, southern california from teleseismic converted waves. *Earth and Planetary Science Letters*, 179(1) :183–190. 38

Zhu, L. and Kanamori, H. (2000). Moho depth variation in southern California from teleseismic receiver functions. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 105(B2) :2969–2980. 36, 37, 39, 59, 60, 63, 65, 303

# Chapitre 3

## Imagerie de la Divergence Nord

## Tanzanienne : synthèse géophysique et résultats préliminaires

### Sommaire

---

<b>3.1 Résumé / Summary</b> . . . . .	<b>98</b>
<b>3.2 Analyse par fonctions récepteur</b> . . . . .	<b>103</b>
3.2.1 Détection de zones à faible vitesse . . . . .	103
3.2.2 Approche de la structure lithosphérique . . . . .	121
<b>3.3 Imagerie par magnétotellurique</b> . . . . .	<b>128</b>
<b>3.4 Approche gravimétrique</b> . . . . .	<b>165</b>
3.4.1 Données . . . . .	165
3.4.2 Anomalie à l'air libre et Bouguer . . . . .	165
<b>3.5 Pourquoi inverser des données de magnétotellurique, fonctions récepteur et gravimétrie ensemble?</b> . . . . .	<b>168</b>
<b>3.6 Références</b> . . . . .	<b>171</b>

---

### 3.1 Résumé / Summary

In this chapter we present the results obtained separately for the receiver function and magnetotelluric methods. For the gravity study we only present the data and the different anomalies (free air and Bouguer).

#### Receiver function analysis

The first part of this analysis is an article entitled *Lithospheric low-velocity zones associated with a magmatic segment of the Tanzanian Rift, East Africa*, published in *Geophysical Journal International*. This study has brought strong three-dimensional constraints on the Moho geometry and the mean crustal  $V_p/V_s$  ratio distribution. Two major low-velocity structures have been highlighted; one in the lower crust (from ~15 km) and the second in the upper mantle (between 40 and 60 km).

However the different approaches used in this study do not bring any information about connections between these two structures. That is why in order to better refine their geometry and to have a more compatible information with the 3-D resistivity model (in the Chapter 3.3) we choose to migrate (cf. Chapter 2) the receiver function along two profiles (Fig. 3.1); the first one (P1, near the YY' profile in Plasman et al., 2017) is E-W oriented, perpendicular to the main rift direction and crosses the two rift shoulders, the Crater Highlands and the Ketumbeine volcano. The second profile (P2) is NW-SE and starts on the western rift shoulder, crosses the axial rift valley through the Gelai and Ketumbeine volcanoes and ends near the Monduli edifice.

First we located spatially the ray paths with a velocity reference model (IASP91, Kennett and Engdahl, 1991). Fig. 3.1 displays the piercing points of each ray at the Moho depth deduced from the H-k stacking method. Figs. 3.2 and 3.3 show all the receiver functions aligned along the two profiles (P1 and P2). The RFs are organized according to the location of the piercing point at the Moho depth (Fig. 3.1). This kind of representation gives a first estimation of the geometry and continuity of the different interfaces along the profiles especially for the ones closed to the Moho. Conversely the intra-crustal and mantelic conversions may be shifted from their real position because neither their incident angle nor move-out corrections are taking into account. This shift is corrected with the migration process.

As we show (Plasman et al., 2017) the P-S Moho conversion is recorded at 5 s on the whole network and its first multiple (PpPs) at around 15 s. The Moho depth ranges bet-

ween ~30 km for the axial valley and ~40 km beneath the two shoulders (Fig. 6 in the article). Consequently all phases located between 0-5 s are associated to intra-crustal interfaces.

The two profiles (Fig. 3.2 & 3.3) show :

- a clear and undisrupted P-S Moho conversion except for the Crater Highlands (P1) where the signature is disturbed (double peaks). It confirms the previous observations (Fig. 13 in the article).
- the first multiple around 15 s is also clear and constant except for the Crater Highlands (P1) and present some variations near the rift axial valley (P2) where the Moho depth is the lowest.
- an increase of the intra-crustal signal where the low-velocity lower crust is located (Fig. 11 in Plasman et al., 2017).
- the two shoulders (Mozambique Belt) display a homogeneous crustal signature contrary to the area near Monduli (P2) which presents a succession of negative and positive phases.
- all the stations located in the axial rift valley and the Crater Highlands present a widening of the P direct phase. This kind of signature is typical of a sedimentary basin.

This representation is only a preliminary step before migration, for which the different phases are located precisely in space according to their incidence angle and constrained by a velocity model. The results of the migration are shown in figures 3.4 and 3.5. They validate the previous observations and bring some precisions to the lithospheric structure.

The migration of profile 1 (Fig. 3.4) confirms the continuous Moho signature with a more complex part near the Crater Highlands. The depth and extensions of this signature is also particularly striking on the H-k stacking method uncertainty (with  $\pm 3.2$  km for the stations located on the Crater Highlands versus  $\pm 1.7$  km for the rest of the network, Fig. 3.4). A strong negative phase corresponding to a negative velocity anomaly is observed in the crust and starts at 10-15 km depth. Its particular geometry (only present under PR62-63 and PR31-33) is coherent with the spatial distribution previously found with RF (Fig. 11 in Plasman et al., 2017) and tomography (Roecker et al., 2017). Conversely, both ends of the profile display a homogeneous crust without any particular interface within the Mozambique Belt. The observations of the easternmost part are not robust because

technical problem at stations PR12 and PR13 prevent the analysis of enough RFs records (respectively 30 and 17 compared to the average of 67 for the rest of the network). Stations near Ketumbeine volcano show a strong positive amplitude near the P direct phase typical of a sedimentary basin signature. This result can match with volcanic sediment deposits related to the past activity of the volcano (1.8-1.6 Ma, Le Gall et al., 2008). A second negative phase seems to be present deeper, reaching 10 km under PR31 and PR32.

A low-velocity structure in the upper mantle has been outlined in (Plasman et al., 2017). It presents a particular geometry with a NW dipping for the stations located on the NW part of the NTD and a SE dipping for the stations on the SE. It is not observed beneath all stations but when it is it corresponds to a negative peak at around 7 s (Fig. 14 in Plasman et al., 2017). On the profile only stations on the two shoulders display this signature at around 65-70 km in depth for PR61, PR11 and PR13 and 55 km for R63. These depths are coherent with the ones computed previously. Moreover the dip is well recovered in the eastern part. It extends under the axial valley (~ 50-55 km) and reaches the western side but with a lower amplitude.

The second profile (Fig. 3.5) displays a continuous and narrow Moho signature. The low-velocity lower crust clearly appears between the stations LN25 and PR33. Its limited dimensions are in agreement with the 3-D extension observed by Plasman et al. (2017) previously. The Mozambique Belt (NW part) presents a remarkably homogeneous crust. On the contrary, the Monduli area presents a highly heterogeneous crust with a succession of strongly marked phases. This contrasted crustal structure (homogeneous beneath the mobile belt and heterogeneous beneath the axial valley) outlines the strong 3-D geometry of the region. As for the profile 1 the sedimentary basin signature is also clearly visible on the axial valley (LN25 and LN45). The mantelic interface is less marked here but may correspond to the negative phase around 50 km.

## **Magnetotelluric imaging**

The results of the inversion and interpretation of the two magnetotelluric profiles (Fig. 1.5) are shown in the article entitled *Structure and evolution of the rifting in the North Tanzanian Divergence by 3-D Magnetotelluric inversion*.

## Gravity survey

The CoLiBrEA project team collected 178 gravity points located around the Ketumbeine volcano, the Manyara lake and in the northern part of the Ngorongoro (blue points in Fig. 3.6). They complete the database from the BGI (red points in Fig. 3.6) and improve the geographical cover especially for area closed to the two magnetotelluric profiles (Fig. 1.5). The three rift segments (Natron-Manyara, Eyasi and Pangani) are generally well sampled as well as the main structures (Tanzanian Craton, Mozambique Belt, Kilimanjaro, Meru, etc.). Nevertheless if we focus on the two areas where a magnetotelluric inversion was realized (white rectangle in Fig. 3.6) we can see that important areas show a lack of data. For the upper part of the northern profile, west of Gelai and Ol Doinyo Lengai do not present data. For the southern profile the two extremities (East and West) display only little or no data (no roads).

The free air anomaly for NTD is represented in Fig. 3.7. The values ranges between -119 and 204 mGal. The color scale is saturated for the higher values because they are all located near the Kilimanjaro. As expected with the free air anomaly the values are correlated with the topography.

The Bouguer anomaly, computed for an average density of  $2670 \text{ kg.m}^3$ , is shown in Fig. 3.8. The values range between -198 and -80 mGal. The central part of the area is associated with a negative anomaly, particularly the Natron-Manyara and Eyasi rifts with -190 mGal. It expresses a large scale mass deficit which can probably be related to a hot material ascent in the mantle and/or crustal thinning. We can notice that the eastern part of the NTD displays higher values than the western shoulder. In contrary to the Natron and Eyasi rift segments and their negative values, the Pangani segment does not display any particular signature compared to the eastern part of the NTD. The Ngorongoro area has the lowest value (around 200 mGal). Finally the main volcanic edifices (Kilimanjaro, Ketumbeine, Meru) display weaker values compared to the surrounding areas.

## Why do we combine these three methods together ?

The study of the NTD through separately approaches has highlighted a number a common structures :

- an upper crustal thin layer mainly confined to the first km of the axial valley and the



Crater Highlands. It corresponds to sedimentary/volcanic deposits. It was revealed by the receiver function (migration) and the magnetotelluric methods.

- a low-velocity lower crust (between 15 and 35 km) revealed by the receiver function and as a resistive structure by the magnetotelluric but with a longer thickness. Its disappearance in the East of the Crater Highlands is well identified by the two methods.
- major volcanoes are associated with high  $V_p/V_s$  ratio and low Bouguer anomaly values. In magnetotelluric some edifices show an electric signature (e.g shallow part of the Ketumbeine and the Ol Doinyo Lengai until 15 km in depth).
- the H-k stacking inversion and the Bouguer anomaly both highlight a crustal thinning in the axial valley.
- The Crater Highlands displays a perturbed Moho signature (article + migration) associated with a conductive structure in magnetotelluric. The Bouguer anomaly has strong negative values although the crust is not particularly thinned ( $>37$  km).
- a dipping upper mantle structure with a roughly NE-SW orientation is revealed by the receiver function. A conductive structure appears at the same depth from MT, but it is difficult to characterize its geometry more precisely.

Some structures appear with only one method. For example the Moho does not appear in the resistivity model, whereas small structures unseen by the RFs are present in the MT model. MT, RF and gravity methods seem to be compatible because they are sensitive to common structures. Combining these three methods should add constraints on the general structures and bring new information about poorly resolved structures. Furthermore the complex geological setting of the NTD (several tectonic domains, volcanism, fluids, etc...) cannot be properly described with one physical parameter. The geographical distribution of the data (especially for the gravity) shows gaps that the joint inversion might counterbalance. Last joint inversion should help reducing the severe non-uniqueness in RF and gravity inversion.

Dans ce chapitre je présenterai les résultats obtenus séparément avec les fonctions récepteur et la magnétotellurique. Pour la partie gravimétrie, je présenterais les données et l'anomalie d'air libre et Bouguer déduite de cette dernière.

En plus des parties traitement, modélisation et inversion des données, j'ai aussi participé, durant ma thèse, à deux campagnes de terrain, une première de 17 jours en Décembre 2014 accompagné de Julie Albaric, avec deux objectifs : tout d'abord la récupération de l'ensemble des stations sismologiques de la zone de Natron (triangles blancs, Fig. 1.5) et ensuite le service des stations localisées autour du lac de Manyara (triangles noirs, Fig. 1.5), i.e. la récupérations des données, l'entretien et la vérification du bon fonctionnement des instruments.

La deuxième mission s'est déroulée en Janvier 2015 (~2 semaines) avec Sophie Hautot et Pascal Tarits. Elle concernait l'acquisition de la dizaine de sondages magnétotellurique composant le profil sud de MT (points verts sous le lac de Manyara, Fig. 1.5). Compte tenu de l'objectif de l'étude, ainsi que de l'accessibilité du terrain, les stations sont séparées d'une dizaine de kilomètres et ont été déployées environ 24h chacune.

## **3.2 Analyse par fonctions récepteur**

### **3.2.1 Détection de zones à faible vitesse**

## Lithospheric low-velocity zones associated with a magmatic segment of the Tanzanian Rift, East Africa

M. Plasman,<sup>1</sup> C. Tiberi,<sup>2</sup> C. Ebinger,<sup>3</sup> S. Gautier,<sup>2</sup> J. Albaric,<sup>4</sup> S. Peyrat,<sup>2</sup> J. Déverchère,<sup>1</sup> B. Le Gall,<sup>1</sup> P. Tarits,<sup>1</sup> S. Roecker,<sup>5</sup> F. Wambura,<sup>6</sup> A. Muzuka,<sup>7</sup> G. Mulibo,<sup>6</sup> K. Mtelela,<sup>6</sup> M. Msabi,<sup>6</sup> G. Kianji,<sup>8</sup> S. Hautot,<sup>9</sup> J. Perrot<sup>1</sup> and R. Gama<sup>6</sup>

<sup>1</sup>*IUEM, UMR Géosciences Océan, Plouzané, France. E-mail: matthieu.plasman@gmail.com*

<sup>2</sup>*Géosciences Montpellier, UMR5243, Université de Montpellier, Montpellier Cedex 5, France*

<sup>3</sup>*University of Rochester, Rochester, NY, USA*

<sup>4</sup>*Université de Franche-Comté, Besançon, France*

<sup>5</sup>*Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, NY, USA*

<sup>6</sup>*University of Dar es Salaam, Dar es Salaam, Tanzania*

<sup>7</sup>*Nelson Mandela Institute, Arusha, Tanzania*

<sup>8</sup>*University of Uppsala, Uppsala, Sweden*

<sup>9</sup>*IMAGIR sarl, Brest, France*

Accepted 2017 April 28. Received 2017 March 28; in original form 2016 October 27

### SUMMARY

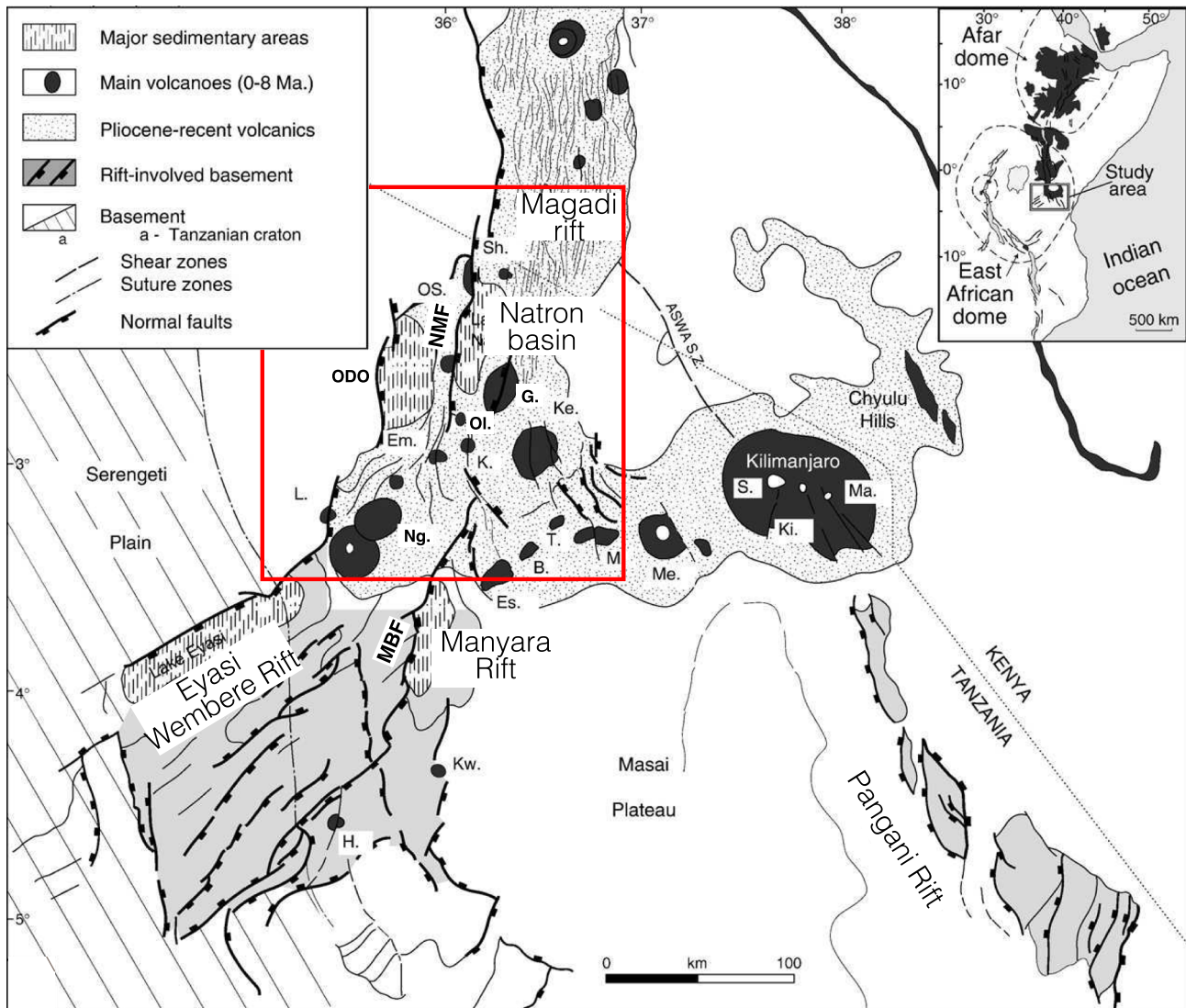
Rifting in a cratonic lithosphere is strongly controlled by several interacting processes including crust/mantle rheology, magmatism, inherited structure and stress regime. In order to better understand how these physical parameters interact, a 2 yr long seismological experiment has been carried out in the North Tanzanian Divergence (NTD), at the southern tip of the eastern magmatic branch of the East African rift, where the southward-propagating continental rift is at its earliest stage. We analyse teleseismic data from 38 broad-band stations *ca.* 25 km spaced and present here results from their receiver function (RF) analysis. The crustal thickness and Vp/Vs ratio are retrieved over a *ca.* 200 × 200 km<sup>2</sup> area encompassing the South Kenya magmatic rift, the NTD and the Ngorongoro-Kilimanjaro transverse volcanic chain. Cratonic nature of the lithosphere is clearly evinced through thick (up to *ca.* 40 km) homogeneous crust beneath the rift shoulders. Where rifting is present, Moho rises up to 27 km depth and the crust is strongly layered with clear velocity contrasts in the RF signal. The Vp/Vs ratio reaches its highest values (*ca.* 1.9) beneath volcanic edifices location and thinner crust, advocating for melting within the crust. We also clearly identify two major low-velocity zones (LVZs) within the NTD, one in the lower crust and the second in the upper part of the mantle. The first one starts at 15–18 km depth and correlates well with recent tomographic models. This LVZ does not always coexist with high Vp/Vs ratio, pleading for a supplementary source of velocity decrease, such as temperature or composition. At a greater depth of *ca.* 60 km, a mid-lithospheric discontinuity roughly mimics the step-like and symmetrically outward-dipping geometry of the Moho but with a more slanting direction (NE–SW) compared to the NS rift. By comparison with synthetic RF, we estimate the associated velocity reduction to be 8–9 per cent. We relate this interface to melt ponding, possibly favouring here deformation process such as grain-boundary sliding (EAGBS) due to lithospheric strain. Its geometry might have been controlled by inherited lithospheric fabrics and heterogeneous upper mantle structure. We evidence that crustal and mantle magmatic processes represent first order mechanisms to ease and locate the deformation during the first stage of a cratonic lithospheric breakup.

**Key words:** Time-series analysis; Continental tectonics: extensional; Africa; Crustal imaging.

### 1 INTRODUCTION

Breaking up a continental lithosphere still remains a complex and debated process. The strength of cratonic lithosphere is higher than

the tectonic driving forces, implying that magmatism and pre-existing heterogeneities are important in strain localization during early rifting stage (e.g. Bott 1992; Ebinger & Sleep 1998; Buck 2004; Koptev *et al.* 2015). The seismically and volcanically



**Figure 1.** Structural map of the North Tanzanian Divergence with the main magmatic features (dark areas) and tectonic faults (black front lines: MBF, Manyara border fault; NMF, Natron border fault; ODO, Ol Doinyo Ogol). The red rectangle delimits the area of this study (see Fig. 2a for more details). Volcanoes: B., Burko; Em., Embagai; Es., Essimigor; G., Gelai; H., Hanang; K., Kerimasi; Ke., Ketumbeine; Ki., Kibo; Kw., Kwaraha; L., Lemagrut; M., Monduli; Ma., Mawenzi; Me., Meru; Ng., Ngorongoro; Ol., Oldoinyo Lengai; OS., Ol Doinyo Sambu; P., Pello. (modified from Le Gall *et al.* 2008).

active East African rift (EAR) system includes sectors where rifting initiates in thick, strong cratonic lithosphere (e.g. Ritsema *et al.* 1998; Petit & Ebinger 2000; Vauchez *et al.* 2005). The rift runs over almost 3000 km, from Afar to offshore Mozambique, transecting Archaean to Palaeozoic orogenic belts and Permo-Triassic to Paleogene rift zones (Fig. 1). The rift evolution is influenced by one or two mantle plumes emplaced prior or synchronously to the rifting process (Ebinger & Sleep 1998; Rogers *et al.* 2000). Their signature is imaged seismically (e.g. Ritsema *et al.* 1999) and detected through elevated He<sup>3</sup>/He<sup>4</sup> ratios (Hilton *et al.* 1999; Pik *et al.* 2008). The youngest stage of continental break-up occurs in North Tanzania, ahead of the eastern branch where the rift interacts with a strong cratonic lithosphere (Le Gall *et al.* 2008). This region provides unprecedented opportunities to evaluate models of continental lithospheric rift initiation and magmatic modification processes.

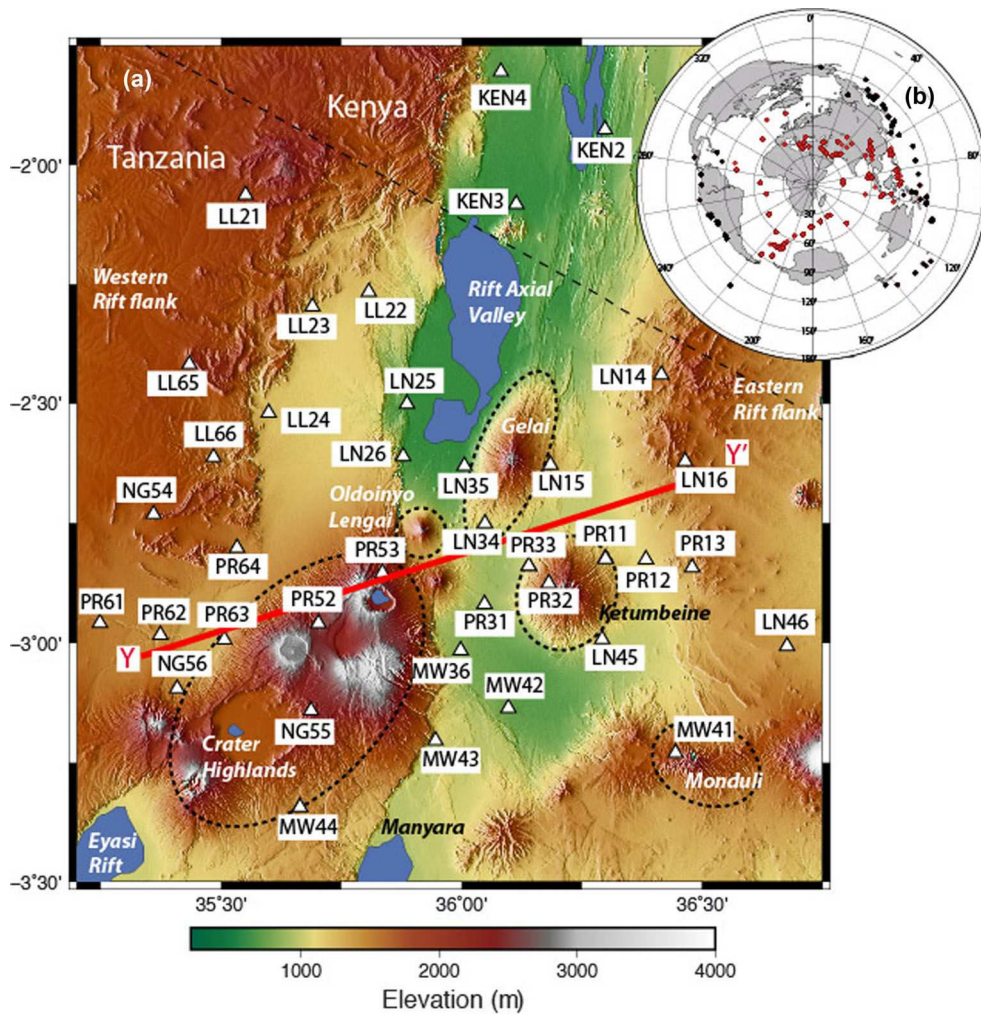
In order to shed light on the processes involved in continental breakup, we focus our analysis on the North Tanzanian Divergence (NTD) where the eastern branch of the EAR splits into three distinct arms: the Eyasi-Wembere, Manyara and Pangani rift (Fig. 1). This

area is the location of a major change both in the structural expression of the rift (Dawson 1992; Foster *et al.* 1997; Le Gall *et al.* 2008) and in magmatic behaviour (Nonnotte *et al.* 2008; Muirhead *et al.* 2015; Lee *et al.* 2016). Imaging lithospheric structures is one major step to understand the interactions between mantle rheology, magmatism, tectonics and inherited structures in this rifted area. Previous studies focused in this specific region were either local tomography restricted to the crustal structures (Albaric *et al.* 2014), or teleseismic analyses on a too large scale to reach a sufficient lateral resolution for detailed lithospheric discontinuities (Ritsema *et al.* 1998; Priestley & McKenzie 2006).

We have conducted a temporary seismological experiment for 2 yr in the NTD area in order to record passive seismicity (CoLiBrEA & CRAFTI projects). We took advantage of this new and original data set to present new images of the 3D architecture of the crust and uppermost mantle in the NTD.

Here we present a receiver function (RF) analysis applied on the 38 seismological stations deployed over a *ca.* 200 × 200 km<sup>2</sup> area in the NTD (Fig. 2). The RF method has for long proved





**Figure 2.** Inset a: location and names of the 38 seismological stations in the NTD in 2013 and 2014 over a topographic map of the region (SRTM3). The main structural features discussed in the text are indicated, and the YY' profile shows the orientation of the block diagram (Fig. 15). Inset b: azimuthal distribution of *P* (red) and PP (black) events used for the receiver functions.

its ability to image crustal and/or mantle interfaces (e.g. Langston 1977). Based on the conversion of seismic phases (*P*s) on interfaces lying at depth beneath the seismic recorder, this approach provides either a velocity profile or a layer thickness coupled with a  $V_p/V_s$  ratio. We first performed an H-*k* stacking inversion in order to retrieve the overall crustal thickness and  $V_p/V_s$  variations. This allows us to identify the location of rifting within the crust, and to investigate the crustal composition variation due to magmatism. Second, we used forward models to explore in more details crustal and mantle structures. Our results are then discussed in terms of magmatism, anisotropy and crustal/mantle modification during a continental breakup.

## 2 GEOLOGICAL SETTING

The eastern branch of the EAR formed along the eastern side of the deeply rooted Archaean Tanzanian craton (Fig. 1). Rifting initiated at *ca.* 25 My in the Turkana region, but faulting and magmatism in the Magadi-Natron-Manyara area initiated less than 7 My ago (Baker 1986; Mana *et al.* 2012), where they appear to have been co-eval (Foster *et al.* 1997; Le Gall *et al.* 2008). Rifting initiated in Pan-African lithospheric domains which imparted a strong N-S

fabric to crustal rocks (Smith & Mosley 1993; Le Gall *et al.* 2008). The NE-trending Eyasi-Wembere rift arm cross-cuts the east of the suture of the Pan-African-Archaean boundary and continues further SW across the deeply rooted craton. From geodetic data, direction of plate separation in East Africa are estimated at 4 mm yr<sup>-1</sup> in an approximately E-W direction (Saria *et al.* 2014).

Crust and mantle xenolith data indicate that Archaean mantle lithosphere underlies thin-skinned thrusts of the Pan-African orogen and that much of the Natron-Manyara rift zone formed above Archaean mantle lithosphere (Vauchez *et al.* 2005; Aulbach *et al.* 2008; Baptiste *et al.* 2015). Last *et al.* (1997) and Dugda *et al.* (2005) provide constraints on crustal structures south and north of our study area, respectively. Last *et al.* (1997) found no change in crustal thickness crossing the Archaean-Proterozoic boundary through the central Manyara rift. Dugda *et al.* (2005) find slightly thicker crust in the Pan-African belt (39–42 km) than beneath the Tanzania craton (37–38 km). Their  $V_p/V_s$  ratios estimates (1.7–1.78) are indicative of little crustal modification outside the rift zone. Crustal velocities and thicknesses are well constrained in the Magadi rift zone by the KRISP project refraction line that shows significant crustal variation (*ca.* 10 km) beneath the central rift valley (Birt *et al.* 1997). Recorded seismicity occurs throughout the region, with relatively deep lower crustal earthquakes beneath the

Manyara basin (Albaric *et al.* 2009; Mulibo & Nyblade 2009; Craig *et al.* 2011; Albaric *et al.* 2014), and beneath the Natron basin (Lee *et al.* 2016, Weinstein *et al.*, submitted).

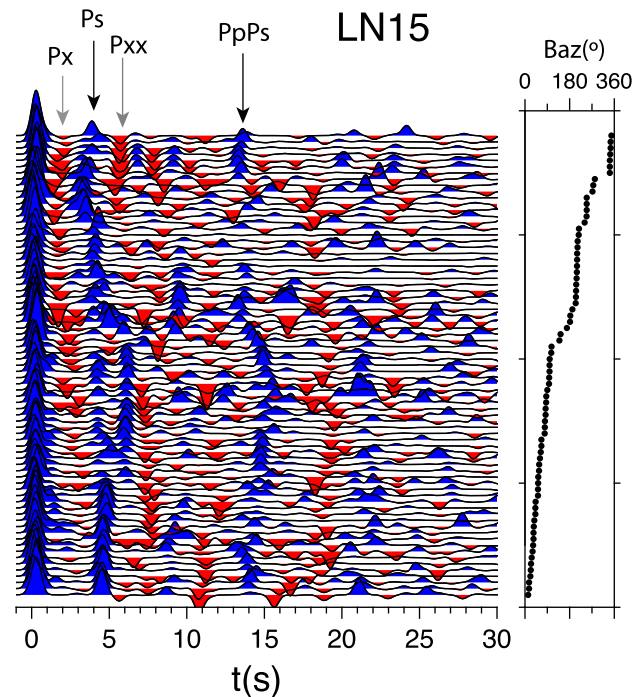
Our study mainly focuses on the lithospheric structure beneath the N–S trending Magadi, Natron, and Manyara basins and surrounding uplifted flanks (Fig. 1). The western flank of the Manyara basin is cross-cut by NE-trending faults and eruptive centres of the seismically active ‘Crater Highlands’ area which includes a number of Pliocene–Recent eruptive centres (Dawson 1992; Muirhead *et al.* 2015), at the western extremity of the Ngorongoro–Kilimanjaro transverse volcanic axis (Nonnotte *et al.* 2008; Mana *et al.* 2015) (Fig. 1). Mana *et al.* (2015) document a northeastward migration of magmatism from the Eyasi area from about 5.9 My to 0.5 My, with a main pulse of activity occurring at about 2.3 My. Ol Doinyo Lengai (Fig. 1) is an active carbonatitic volcano lying in the rift valley near the tip of the Manyara border fault. A sequence of damaging earthquakes, dike intrusion, and eruption at Ol Doinyo Lengai volcano in 2007 documents ongoing activity (Baer *et al.* 2008; Calais *et al.* 2008). The source of the dike that intruded the flank of Gelai volcano in the central Natron basin was assumed to be from an active magma chamber beneath Gelai, but the youngest lava flows here have been dated at  $\sim 1$  My (Mana *et al.* 2015; Muirhead *et al.* 2015). Prior to this study, it was unclear whether magma chambers do occur beneath volcanoes.

### 3 RECEIVER FUNCTION ANALYSIS

#### 3.1 Data processing

To investigate the crustal and upper mantle structure below the NTD, we analysed data recorded during the CoLiBrEA and CRAFTI twin multidisciplinary projects (French ANR and US NSF projects, respectively). A temporary seismic network of 38 broad-band stations was deployed from January 2013 to December 2014 in the Magadi–Natron–Manyara rift basins and their flanks (Fig. 2a). Each site consisted of a Reftek recorder connected to a STS2, Trillium 120, Trillium Compact, 3T or 40T sensor. The equipment was connected to a GPS antenna and power was supplied by a battery reloaded by solar panels. We selected events with magnitude greater than 5.5 to ensure a good signal-to-noise ratio. Both *P*- and *PP*-events were used to provide a wide range of back azimuths by selecting events with epicentral distances between  $30^\circ$ – $90^\circ$  (*P*) and  $90^\circ$ – $180^\circ$  (*PP*) (Fig. 2b).

We first rotated the three-component seismograms from the geographical system (ZNE) into radial, transverse and vertical components (ZRT) and then applied a Butterworth band-pass filter between 0.08 and 0.8 Hz. The radial and transverse RFs were computed from an iterative time-domain deconvolution on a 50 s time window (10 s before *P* or *PP* arrival time and 40 s after) with a Gaussian width of 2.5 s (Ligorriá & Ammon 1999). The radial RFs were selected based on a least squares misfit criterion. The recovered radial component should at least reproduce 90 per cent of the initial one. This threshold dropped to 80 per cent for stations with a lack of records (instrumental problems) in order to ensure a sufficient number of data to widen the back azimuthal coverage (PR12 and PR13, Fig. 2a). Following this procedure, we obtained between 17 and 107 individual RFs per station (Table 1). The RFs present a high signal-to-noise ratio and a clear *Ps* conversion phase at the Moho at about 5 s after the first *P* peak taken as the time origin for the RFs (Fig. 3). The first multiple (PpPs) is clearly observed at *ca.* 15 s, and some intermediate phases are also present either before or after 5 s.



**Figure 3.** Radial receiver function at station LN15 organized by increasing backazimuth. The approximate arrival time for *P* to *S* conversion at the Moho (*Ps*) and its first multiple (PpPs) are indicated by the black arrows. Time arrivals for an Intracrustal negative phase conversion (*Px*) and for a mantle one (*Pxx*) are marked by grey arrows.

The clarity and strong amplitude of the *Ps* and PpPs conversion phases justify to apply the now classically used (*H*-*k*) stacking inversion to determine first order Moho depth and  $V_p/V_s$  ratio (Zhu & Kanamori 2000). However, this method fails to characterize dipping or anisotropic interfaces and second order conversions with weaker multiples. Our Rfs present both intracrustal and mantle conversion phases (Fig. 3, *Px* and *Pxx*, respectively), the latter showing an azimuthal dependency. We constrained those second order features with direct modelling, allowing for velocity inversions, anisotropy and dipping interfaces (Frederiksen & Bostock 2000).

#### 3.2 Inversion

In receiver function analysis there is an inherent trade-off between crustal thickness (*H*) and  $V_p/V_s$  ratio (*k*). The stacking grid search technique in the *H*-*k* domain reduces this trade-off by combining the *P* to *S* conversion (*Ps*) with its two multiples (Zhu & Kanamori 2000). For each station *Ps* theoretical arrival times, its first (PpPs) and second multiples (PpPs+PsPs) are calculated for all (*H*,*k*) couples in a given range. The RF signal amplitudes at these times are stacked and the maximum of this function corresponds to the most coherent (*H*,*k*) combination. This method assumes purely horizontal interfaces, isotropic medium and an average crustal *P*-wave velocity (Zhu & Kanamori 2000). In our case, we extracted the mean crustal *P*-wave velocity for each station from Albaric *et al.* (2014) velocity model (Table 1). We defined *H* and *k* to initially range between [20–50 km] and [1.6–2.0], respectively. These boundaries correspond to common values found in these types of rift (e.g. Dugda *et al.* 2005).

Finally we controlled the impact of each phase (*Ps* and its two main multiples) on the results in the objective function computation by setting a weight for each ones. Most RFs show a very

**Table 1.** Moho depth and Vp/Vs ratio (k) results from the H-k stacking method for all seismic stations. The mean crustal *P*-wave velocity used for each station is taken from Albaric *et al.* (2014). We have an average of 67 events processed per station (46 P-RF and 21 PP-RF), with a mean Moho depth of 35.9 km and an average Vp/Vs of 1.77. The reported error is deduced from the bootstrap algorithm and corresponds to the maximum value of either Evp or Eb (see the text for explanation). Stations also proceeded with a direct modelling are followed with a star (Frederiksen & Bostock 2000).

Location	Station name	Longitude (E)	Latitude (N)	Number of RF	Vp (km s <sup>-1</sup> )	Moho depth (km)	Vp/Vs ratio	Error in depth (km)	Error in Vp/Vs
Eastern edge	LN14*	36.41543	-2.43945	82	6.68	37.0	1.74	1.7	0.011
	LN16*	36.46476	-2.62067	81	6.71	40.9	1.64	1.7	0.014
	LN46*	36.6767	-3.0070	102	6.64	36.8	1.71	1.6	0.019
	PR13*	36.47917	-2.84255	17	6.67	36.8	1.71	3.1	0.040
Western edge	LL21*	35.551	-2.06273	49	6.2	33.16	1.73	1.7	0.026
	LL22	35.5989	-2.5195	42	6.70	36.57	1.73	2.5	0.031
	LL23	35.69	-2.2969	101	6.43	34.5	1.71	1.6	0.009
	LL24	35.8072	-2.2662	53	6.67	34.4	1.74	1.4	0.025
	LL65*	35.43399	-2.41797	82	6.67	35.6	1.75	1.5	0.025
	LL66*	35.48424	-2.61226	80	6.70	38.3	1.68	1.6	0.010
	NG54*	35.35953	-2.73156	97	6.68	37.3	1.7	1.5	0.017
	PR61*	35.24780	-2.95860	95	6.66	39.4	1.71	1.8	0.009
	PR64*	35.53311	-2.80144	60	6.67	39.2	1.67	1.8	0.013
Crater Highlands	MW44	35.6638	-3.3437	72	6.64	40.3	1.71	1.7	0.013
	NG55	35.6870	-3.1418	71	6.64	37.6	1.86	1.9	0.036
	NG56	35.4086	-3.0960	107	6.63	40.3	1.88	3.5	0.067
	PR52	35.70235	-2.95929	42	6.61	31.7	1.90	4.7	0.121
	PR53	35.83537	-2.85378	37	6.58	35.7	1.73	3.0	0.062
	PR62*	35.37356	-2.98336	101	6.66	36.6	1.81	1.8	0.038
	PR63*	35.50668	-2.99326	89	6.64	38.8	1.83	1.7	0.014
Rift valley	KEN2	36.2873	-1.9184	48	6.4	28.0	1.79	6.8	0.061
	KEN3	36.11898	-2.0932	51	6.42	30.0	1.83	1.4	0.048
	KEN4*	36.05358	-1.7840	45	6.41	37.1	1.67	1.7	0.034
	LN15*	36.18465	-2.62788	76	6.63	35.4	1.76	1.5	0.038
	LN25	35.8864	-2.50062	78	6.64	36.0	1.67	1.5	0.023
	LN26	35.87848	-2.61038	66	6.62	29.3	1.94	3.7	0.066
	LN34	36.0485	-2.75104	87	6.60	34.3	1.74	1.6	0.143
	LN35	36.00595	-2.63044	80	6.67	37.1	1.67	1.5	0.026
	LN45	36.2921	-2.9927	58	6.63	35.7	1.76	1.6	0.019
	MW36	35.9981	-3.0158	52	6.64	33.7	1.88	1.3	0.031
	MW41	36.4448	-3.2305	58	6.64	31.8	1.97	2.3	0.059
	MW42	36.1011	-3.04	45	6.45	33.6	1.85	1.4	0.016
	MW43	35.9459	-3.2046	42	6.45	36.2	1.70	2.0	0.049
	PR11*	36.29912	-2.82314	71	6.66	37.9	1.66	1.5	0.069
	PR12	36.38330	-2.82528	30	6.67	36.2	1.72	2.2	0.040
	PR31	36.04759	-2.919	85	6.61	34.3	1.87	1.5	0.027
	PR32	36.18132	-2.87539	47	6.60	35.7	1.79	1.6	0.017
PR33	36.13952	-2.83913	63	6.60	35.7	1.75	1.6	0.010	

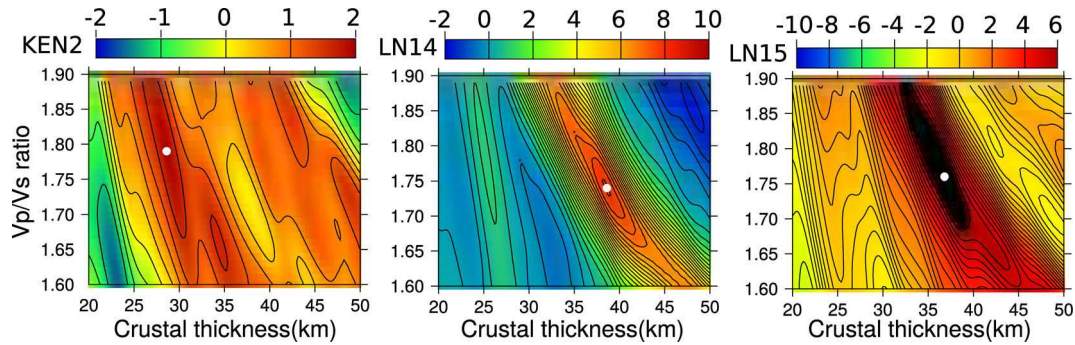
clear Ps Moho conversion around 4-5 s with a notable first multiple around 15-16 s (Fig. 3), allowing for a reduction of possible (H,k) couple. The second multiple (at ~20 s) is hardly notable in our case, certainly due to destructive interference with other multiple layers. After several tests, we finally chose 0.6, 0.3 and 0.1 to be our preferred weighting factors for the 3 phases. We then identified the best couple (H,k) from the stacking functions (Fig. 4) and estimated the associated error from the bootstrap method (Efron & Tibshirani 1994). This error computation allows to quantify the widening of the objective function due to an azimuthal dependency, a complex geometry interface or noisy data. Following Tiberi *et al.* (2007), two errors were computed: one to account for the scattering of the data set (Eb) and the second to consider the crustal *P*-wave velocity uncertainty (Evp). For Eb error, we computed a standard deviation and the 95 per cent ellipse error from 200 subsets of data processed with the H-k stacking method (Fig. 5). For velocity un-

certainty, we randomly chose 200 crustal Vp values between 6 and 7 km s<sup>-1</sup> and reprocessed the whole data set for those values. The final error reported in Table 1 is the maximum value of either Eb or Evp.

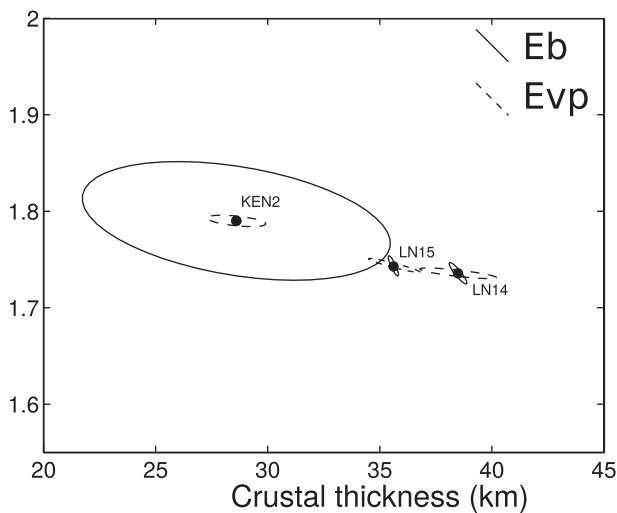
### 3.3 Forward modelling

Zhu & Kanamori (2000) method cannot account for dipping interfaces, anisotropic layers and often fails to characterize intracrustal or mantle interfaces due to their weaker multiples. One third of our stations still presents intracrustal and mantle conversions, as well as a strong back-azimuthal variation for the mantle phase (see for example LN15 Fig. 3). In order to investigate more precisely the lithospheric structure, we used the forward technique proposed by Frederiksen & Bostock (2000) that offers the opportunity to account





**Figure 4.** Crustal thickness ( $H$ ) versus  $V_p/V_s$  ratio diagrams from the  $H$ - $k$  stacking method for three stations (KEN2, LN14 and LN15, see Fig. 2a for location). White points represent the maximum of the stacking function. The colour bar represents the amplitude of each stacking function.



**Figure 5.** Eb (plain line) and Evp (dashed line) error ellipses for KEN2, LN14 and LN15 obtained from the bootstrap analysis (see Fig. 4 for the  $H$ - $k$  stacking method results). Eb is the error accounting for data scattering and Evp reflects the  $P$ -wave velocity uncertainty.

for several interfaces, as well as anisotropy and dipping interfaces when suspected. We applied this technique on stations with clear intracrustal and/or mantle conversions (Table 1). We computed both the radial and transverse components of the RFs to maximize the information about the intracrustal and mantle interfaces (e.g. Jones & Phinney 1998). We constrained the starting model with Moho and  $V_p/V_s$  estimates from our  $H$ - $k$  stacking. Then we progressively added complexity by introducing additional layers, dipping interfaces and/or anisotropy. The resulting radial and transverse RFs are then visually compared to the observed ones.

## 4 RESULTS

### 4.1 General features

We first applied the grid search stacking method of Zhu & Kanamori (2000) to our complete receiver function set (Table 1). The average errors on Moho depth and  $V_p/V_s$  ratio are  $\pm 2$  km and  $\pm 0.03$ , respectively. The largest values are observed for stations exhibiting  $P_s$  azimuthal variation. This is the case for KEN2 site (Fig. 2a and Table 1) which combines this feature with a small number of events and thus presents the largest error in crustal thickness ( $\sim 7$  km, Fig. 5). The results are visually summarised in Fig. 6.

The computed Moho depth in the NTD ranges between 28 and 41 km with the highest values located beneath the shoulders of the rift. With a mean value of 37 km ( $\pm 1.3$  km) for Moho depth beneath the rift shoulders (Eastern and Western edges, Fig. 6 and Table 1), our results depict slightly lower values than those from Last *et al.* (1997) and Julià *et al.* (2005), which show a mean Moho interface at 38–42 km depth, at a broader scale. Since our study area is more restricted and our network samples many different geological units, we thus claim for more details and lateral variability in our results. For the western flank, the crustal thickness decreases from south ( $\sim 38$  km near Ngorongoro) to north ( $\sim 34.8$  km), but remains thicker on average than the eastern flank ( $36 \pm 1.7$  km). Both flanks are associated with the lowest  $V_p/V_s$  ratio (1.66 to 1.73).

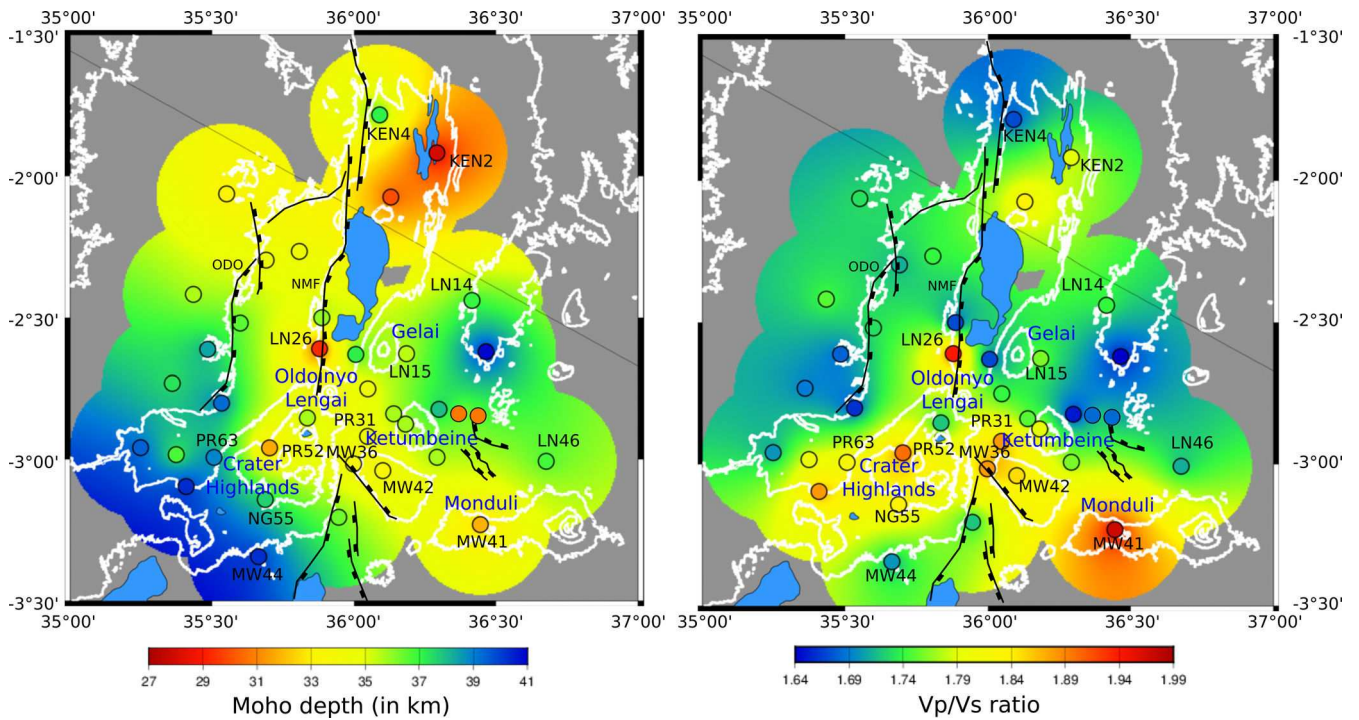
In contrast with the two flanks, a thinner crust is observed in the rift axial valley ( $\sim 34 \pm 2$  km) associated with a higher  $V_p/V_s$  (1.75–1.81). The highest  $V_p/V_s$  values ( $> 1.85$ ) are spatially associated with stations closed to volcanic structures: LN26 (Ol Doinyo Lengai), MW41 (Monduli), PR31, MW36 and MW42 (Ketumbeine) (Figs 2a and 6). The NTD  $V_p/V_s$  values are close to the ones estimated in the Albertine rift (Gummert *et al.* 2015) but never overtake the extreme values in Main Ethiopian rift (Stuart *et al.* 2006).

### 4.2 3D local Moho features

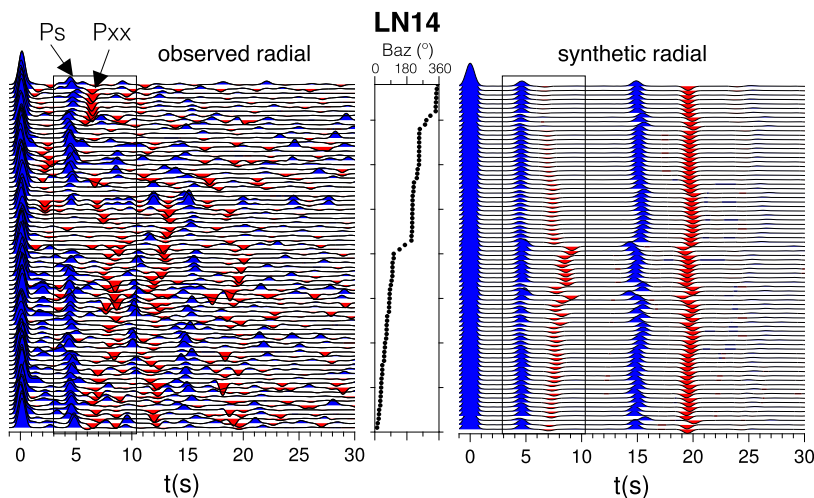
On the eastern edge, stations LN14, LN16, LN46, PR13 present a clear  $P_s$  peak at 5 s which weakens or even disappears for a restricted back azimuth range (for example LN14 on Fig. 7). This is associated with a very weak signal on the transverse component and no periodic behaviour. This pattern is thus unlikely produced by crustal anisotropy or a dipping Moho. Alternatively, we assign the absence of Moho signature to a very local structure. Events coming from these azimuths (between  $N100^\circ E$  and  $N200^\circ E$ ) may have travelled through either a low-velocity upper mantle or a fast lower crust which both possibly reduce the impedance at the Moho in a restricted area. Events coming from other back azimuths show a clear  $P_s$  conversion with no or only weak intracrustal signal, suggesting a rather homogeneous crust (see for example LN14 in Fig. 7).

Stations located on the Crater Highlands (PR52, PR53, PR62, PR63, PR64, NG56, NG55, Fig. 2a) exhibit a clear disturbance in the Moho  $P_s$  conversion with a back azimuth dependency (Fig. 8). The conversion weakens or even splits for some events and is also present on the transverse component. This pattern is restricted to the volcanic edifices, and is coupled with little variation in crustal thickness over the area (Fig. 6). In order to detect any correlation with geological features, we have reported the piercing points for





**Figure 6.** Crustal model of Moho depth (left) and Vp/Vs ratio (right). Small circles represent the seismic stations (see Fig. 2a for names). The background values of the map are interpolated through  $\sim 25$  km radius circle around each station. The radius of the circle corresponds to the mean distance between each station and its piercing points computed at its Moho depth. Areas without data are grey tint. White lines represent topographic contours. We add the main volcanic and tectonic (black lines) structures and name of some of the stations on which we focus during the study (NMF, Natron master fault; ODO, Oldoinyo Ogol).

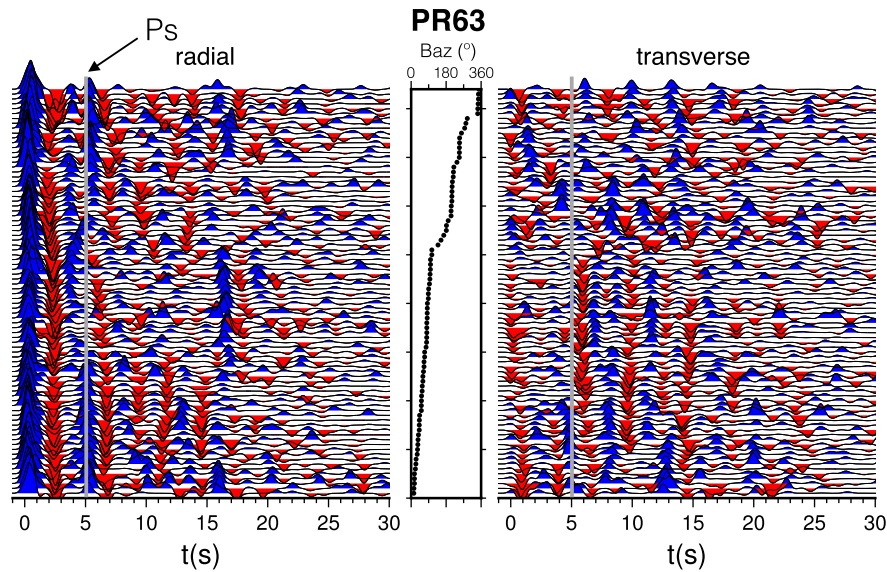


**Figure 7.** Left: observed radial RFs for LN14 organized by increasing backazimuth (Baz). Converted phases at the Moho ( $P_s$ , positive) and at the mantle discontinuity ( $P_{xx}$ , negative) are labelled. Right: corresponding synthetic radial RFs computed with Frederiksen & Bostock (2000) method. The model is composed of a 39 km thick crust ( $V_p = 6.68$  km s $^{-1}$ ,  $V_p/V_s = 1.74$ ), an upper mantle layer (30 km thick,  $V_p = 8.1$  km s $^{-1}$ ,  $V_p/V_s = 1.8$ ), and an LVZ with  $V_p = 7.4$  km s $^{-1}$ ,  $V_p/V_s = 1.8$ , a dip angle of  $30^\circ$  and a strike of  $N40^\circ$ .

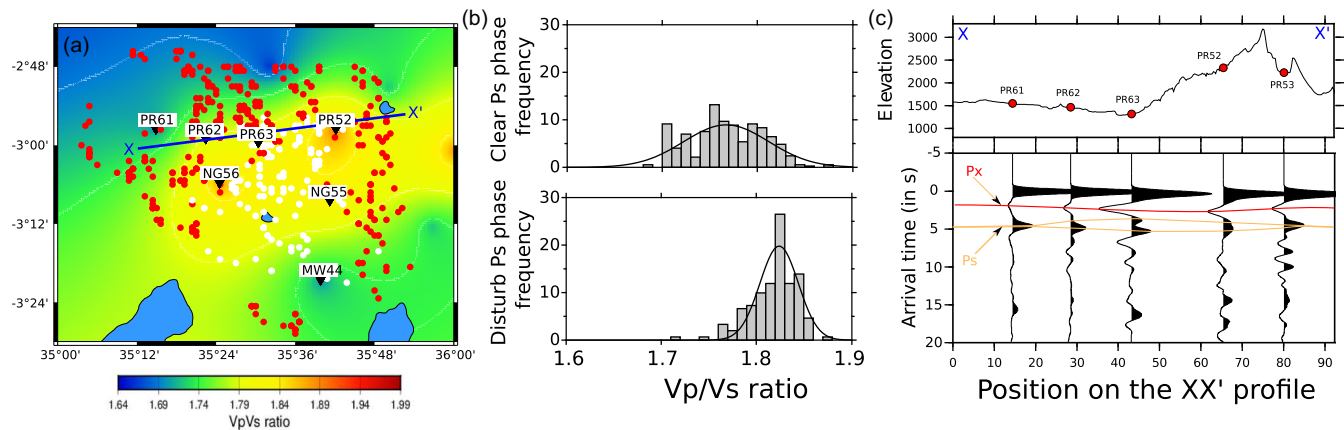
the concerned stations at the Moho depth over the Vp/Vs ratio map (Fig. 9a). RFs with a disturbed  $P_s$  conversion (double or wider peak, disappearance, ...) significantly differ in location from those with a clear Moho signal and correspond to higher Vp/Vs ratio areas ( $> 1.80$ , Fig. 9b). On a roughly East-West profile, the  $P_s$  disturbance is also associated with the occurrence of a negative  $P_x$  conversion within the crust (Fig. 9c). Those patterns typically reflect 3-D variations of the Moho geometry and crustal structures, most likely related to the Crater Highlands and volcanic edifices inner system.

### 4.3 Intracrustal interfaces

A distinct signal waveform that discriminates the stations is the presence or absence of intracrustal converted phases (before  $\sim 5$  s and noted  $P_x$ , Fig. 3). For example, LN14 does not exhibit any strong converted phases within the crust (Fig. 7) whereas KEN4 presents a clear negative peak around 3 s (Fig. 10). The sedimentary layer in North Tanzania and South Kenya basins is estimated to be *ca.* 3.5 km thick (Birt *et al.* 1997; Ebinger *et al.* 1997) and cannot be



**Figure 8.** Observed radial (left) and transverse (right) RFs for station PR63, located near the Ngorongoro volcano. The RFs are organized by increasing back azimuth (Baz). The grey line indicates the location of the Ps phase around 5 s.



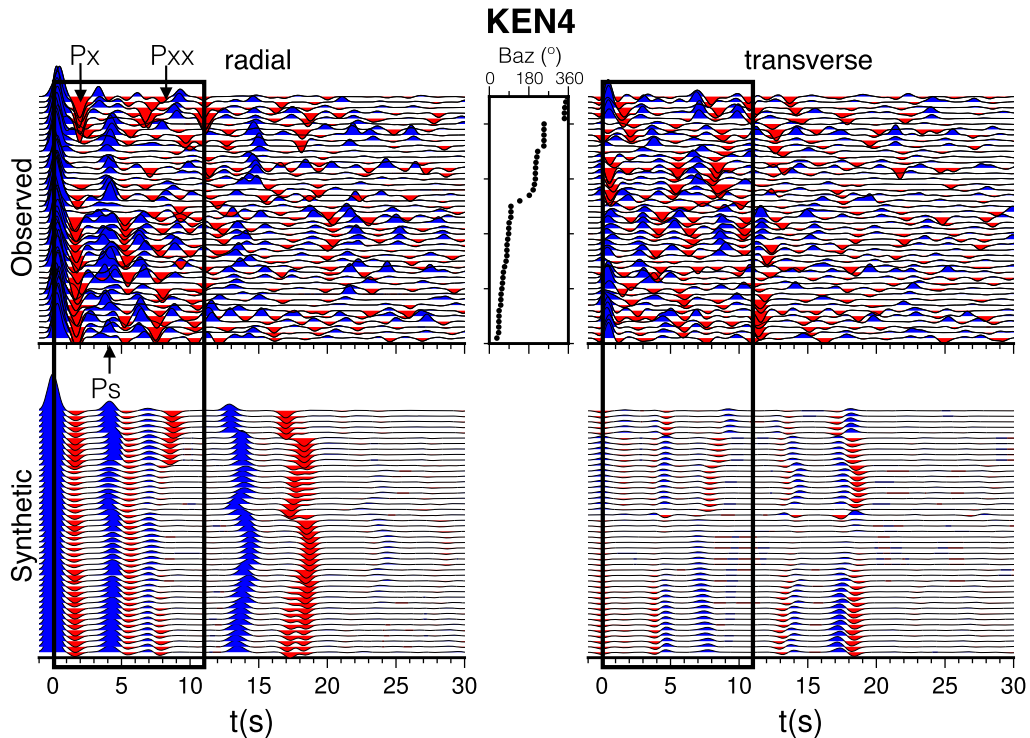
**Figure 9.** Insert a : seismic piercing points at Moho depth superimposed on the Vp/Vs map zoomed in the Crater Highlands area (Fig. 6). The red points are piercing points with a clear and regular Moho signature in the RFs, while white points are piercing points associated with disturbed Ps peak within the RFs. Insert b: distribution of Vp/Vs ratio according to the quality of the Ps peak (clear on top, disturbed at bottom). Insert c: stacked RFs for stations located on the Crater Highlands along the XX' profile (insert a).

responsible for such feature. In order to explain the strong negative conversion Px observed (Fig. 3), one would expect at least 10 km of sediment thickness (Guo *et al.* 2015). It can rather be related to the upper bound of a low-velocity zone (LVZ) near 15 km depth as it is confirmed by modelling receiver functions for simple crustal models (Fig. 10). The velocity decrease can reach ~7 per cent and ~16 per cent for P- and S-wave, respectively. A similar LVZ in the lower crust is deduced from receiver function analysis in the western branch of REA (Wölber *et al.* 2010).

We map in Fig. 11 the stations with (1) a clear low-velocity lower crust (red circles), (2) a weak intracrustal phase (orange), and (3) no intracrustal signature (white). The stations exhibiting this intracrustal interface are restricted to the central part of the network and worthy correspond to the location of the low-velocity pattern obtained with a joint ambient noise and arrival time tomography (Roecker *et al.*, submitted). The geometry and contours of this layer are complex and are echoed by a backazimuth dependency for some stations. Particularly, KEN4, LL22 and LN26, located on

the edge of the rift basins, all display a fading of this intracrustal negative conversion at ~2 s for western events (Fig. 10). This characteristic reflects the difference in crustal structure between the flank (Proterozoic basement terranes) and the axis of the rift. Some stations also exhibit a backazimuth dependency for this interface that can come either from a dip or anisotropy (KEN3, LN15, LN35, PR52, PR62, MW43, MW44, NG56). However, the uneven back azimuth distribution, potential interaction with other conversions and poor mutual characteristic between the stations prevent us from discriminating between those two factors by simple direct models.

Stations MW41, MW42, MW43, PR31 and PR32 (Fig. 2a) all present an increasing complexity of the crustal signal with multiple Px conversions and quite high amplitudes on the transverse component (Fig. 12). Direct models for those stations did not lead to a constrained and faithful unique solution due to the high numbers of unknown (9 per layer). This pattern simply enhances the conspicuous complexity and layering of the crust within the axial



**Figure 10.** Top: observed radial (left) and transverse (right) RFs for KEN4 organized by increasing backazimuth (baz). Bottom : corresponding synthetic radial (left) and transverse (right) RFs modelled with Frederiksen & Bostock (2000) method. The model includes a 15 km thick upper crust ( $V_p = 7.0 \text{ km s}^{-1}$ ,  $V_p/V_s = 1.70$ ), a 19 km thick LVZ ( $V_p = 6.5 \text{ km s}^{-1}$ ,  $V_p/V_s = 1.91$ , anisotropy = 8 per cent), an upper mantle layer ( $V_p = 8.1 \text{ km s}^{-1}$ ,  $V_p/V_s = 1.80$ ) and a dipping low velocity mantle zone at 69 km depth dipping  $N20^\circ$  with a strike of  $N220^\circ$  ( $V_p = 7.4 \text{ km s}^{-1}$ ,  $V_p/V_s = 1.85$ ).

valley. We confidently relate these coherent successive Px peaks to either volcanic features in the neighbourhood of the Ketumbeine (PR32 and PR31), and Monduli (MW41) volcanoes, or the presence of Pliocene-recent sedimentary infill along the rift axis (MW42, MW43).

#### 4.4 Uppermost mantle interface

Most of the stations show a negative phase conversion *ca.* 7 s after the first P peak. This conversion (noted Pxx see Fig. 3) is clear even in the absence of intracrustal signal, discarding potential intracrustal multiples (Fig. 7). This negative signal is in agreement with an upper mantle interface displaying a decreasing velocity with depth. We have proceeded to simple direct modelling following the Frederiksen & Bostock (2000) technique to characterize this interface for stations where the peak is clearly expressed (Table 1).

For stations located on the western edge of the rift (LL21, LL65, LL66, NG56, PR61, PR63, PR64, KEN4, Fig. 2a), the arrival time of the negative peak after the Moho Ps conversion is back azimuth-dependent with a  $2\pi$  period (Fig. 10). The associated interface corresponds to a plane dipping  $20^\circ$ – $30^\circ$  to the west–northwest. The depth of this dipping interface varies between 50 and 75 km, but is systematically associated with a decrease of 6 to 9 per cent in P- and S-wave velocity, respectively. A quite similar inclined structure is imaged at the eastern stations (LN14, LN16, LN46, PR11, PR13, Fig. 2a), but with an opposite dipping angle ( $20^\circ$ – $30^\circ$  to the East). We reported those orientations (strike and dip) over the  $V_p/V_s$  map (Fig. 13).

We are fully aware that these models are non-unique, however the dip and the strike of the interface plane are based on the back az-

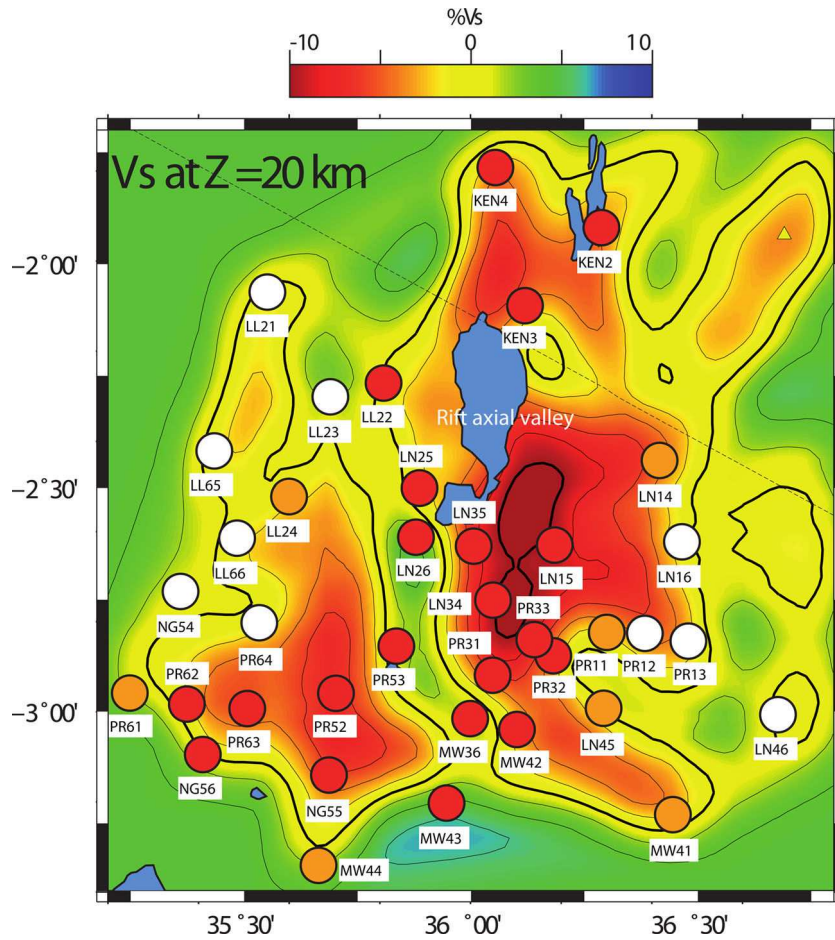
imuth dependency and we confidently constrain the value between  $\pm 10^\circ$ . A horizontal mantle interface failed to reproduce the radial observed stacked RFs, whereas a dipping interface better fits the widening of the phase at 7 s (Fig. 14). Moreover the dip, strike and depth of this interface are consistent from one station to another. For PR63 and PR61 for example, the geometry of the dipping interface ( $30^\circ$  to the West) is coherent with a depth of  $\sim 48$  km under PR63 and 19 km deeper for PR61 ( $\sim 67$  km, Fig. 13). Finally, the presence of a low-velocity mantle beneath the region is consistent with previous seismological results that demonstrated a marked decrease of surface waves velocity between  $\sim 60$  and 100 km depth (Fishwick & Bastow 2011; Weeraratne *et al.* 2003; O'Donnell *et al.* 2013).

## 5 DISCUSSION

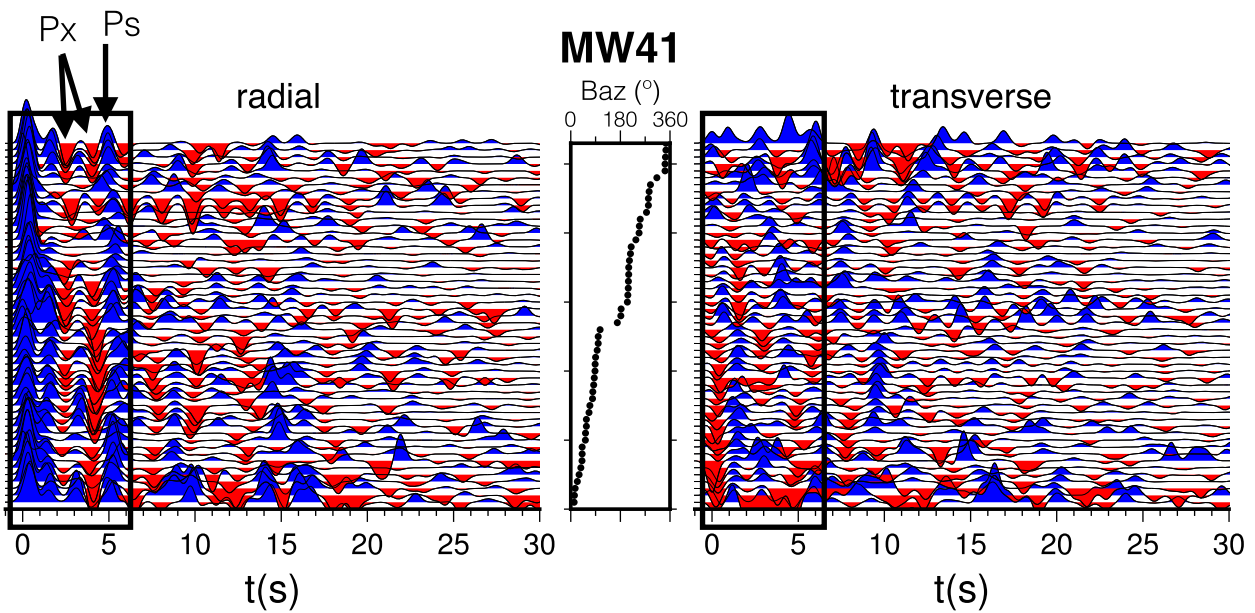
The main structural features of the NTD area, deduced from our RF analysis, are synthesized on the schematic lithospheric-scale block diagram in Fig. 15 (see Fig 2a for the position), and consist as follows:

- (i) A relatively deep Moho ranging from 28 to 41 km depth. The thinnest crust is localized in the axial rift valley and corresponds to the most complex and layered signal in the RFs. The thickest crust is observed below the Crater Highlands and beneath Proterozoic mobile belt, where RFs depict a rather homogeneous crustal signal (Fig. 6).
- (ii) From East to West, an asymmetric Moho interface with the steepest slope westwards beneath PR63 (Fig. 8).
- (iii) A clear low-velocity lower crust in the central part of the network, the top of which lies at 15–18 km depth (Fig. 11). It

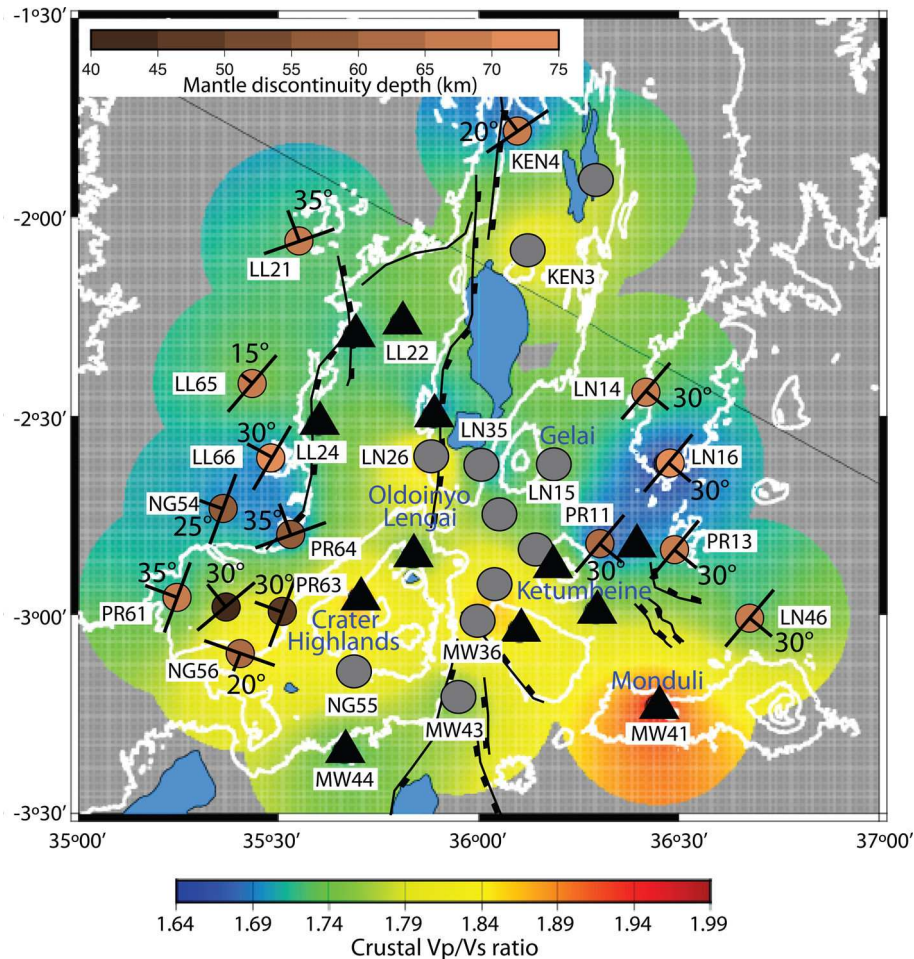




**Figure 11.** Comparison between intracrustal LVZ in RFs (circles) and local *S*-wave velocity variations (background). Red circles indicate stations with a clear low-velocity lower crust signature on their RF signal, orange ones represent moderate or weak low-velocity signature and white circles are stations with no intracrustal signature in their RFs. The background map is the *S*-wave velocity variations obtained at 20 km depth from a joint surface/body wave inversion (S. Roecker, submitted).



**Figure 12.** Left: observed radial RFs for MW41 organized by increasing backazimuth (Baz). Right: corresponding observed transverse RFs.



**Figure 13.** Map of the mid-lithospheric discontinuity delimiting a low velocity underlying mantle deduced from direct modelling (Frederiksen & Bostock 2000). Black triangles represent stations with no detectable mantle interface signature and grey circles represent stations with a mantle interface signature in their RFs, for which no satisfying interface geometry was found due to too global complex signal. Stations for which the geometry of the mantle interface was successfully modelled are represented with brown circles (colour scale representative of the interface depth). The dip angle value is written next to the corresponding station. Background colour map depicts crustal  $V_p/V_s$  ratio with topographic contours (white lines).

does not seem to correlate directly with volcanic edifices at the surface and exhibits a complex 3-D geometry.

(iv) Presence of crustal anisotropy in the rift valley and beneath the volcanic edifices.

(v) A low-velocity mantle layer from 60–70 km depth underlying a normal upper mantle. The asymmetrically dipping attitude of this interface is particularly clear in the eastern and western parts of the region, with an SE and NW dip, respectively (Fig. 13).

We will now discuss their meaning in terms of rifting processes in a cratonic lithosphere, tectonic and magmatic mechanisms for the NTD.

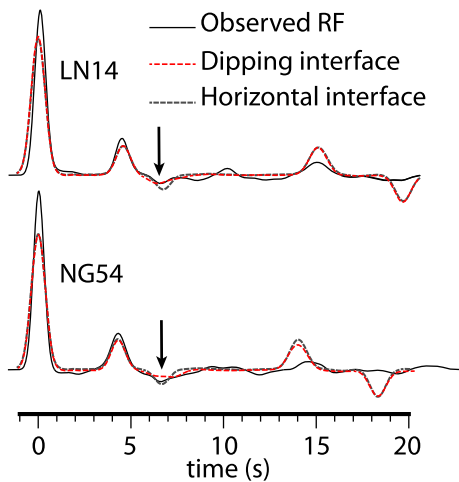
### 5.1 $V_p/V_s$ variations in terms of crustal composition

The  $V_p/V_s$  ratio is commonly used to estimate the bulk composition of the crust (e.g. Domenico 1984; Christensen 1996). It usually ranges between 1.6 and 2.0 and is sensitive to rock composition, especially to quartz and feldspar/plagioclase percentage.  $V_p/V_s$  ratio usually exhibits low values for felsic composition rocks (1.71 for granite, 1.78 for granodiorite) and increases for mafic rocks (1.84 for gabbro) (Holbrook *et al.* 1992; Zhao *et al.* 2010). The presence

of fluids and partial melt are also known to control  $V_p/V_s$  ratios, the latter increasing with higher contents (Watanabe 1993).

In our study, the lowest ratios (1.66 to 1.73) are localized beneath the rift flank and coincides with the Archaean crust West of the Crater highlands. They are consistent with previously determined value of  $\sim 1.74$  (Last *et al.* 1997; Mollel *et al.* 2008). There is no significant difference between eastern and western flanks, both of them exhibiting values consistent with the presence of cratonic and Proterozoic belt rocks (gneiss or granitoid composition, Harvey 2005).

The stations located in the rift valley and Crater Highlands present higher  $V_p/V_s$  values (between 1.75 and 1.81) that coincide with locations of either volcanic edifices, Quaternary sediments and/or interbedded mafic lavas and volcanoclastics (Figs 1 and 6). In the study area, magmatic fluids (e.g. partial melting), water contents and rock composition may equally affect the  $V_p/V_s$  values. Moreover it is important to note that our H–k stacking value is only a crustal average and can thus result from different layers interaction, particularly for stations with an intricate crustal signal (e.g. Fig. 10). Direct modelling requires an even higher  $V_p/V_s$  ratio restricted in the crustal LVZ for some of the central stations (up to 1.91, Table 2). This result strongly supports the presence of partial melt within the lower crust in the rift valley.



**Figure 14.** Comparison between observed (continuous black line) and synthetic stacked RF for stations LN14 (upper panel) and NG54 (lower panel). Black dashed line is for the stacked RF signal obtained with a horizontal mantle interface, whereas the red dashed line is for a dipping interface (LN14: dip 30° strike N40°; NG54: dip 25° strike N200°). Black arrow indicates the mantle Pxx converted phase.

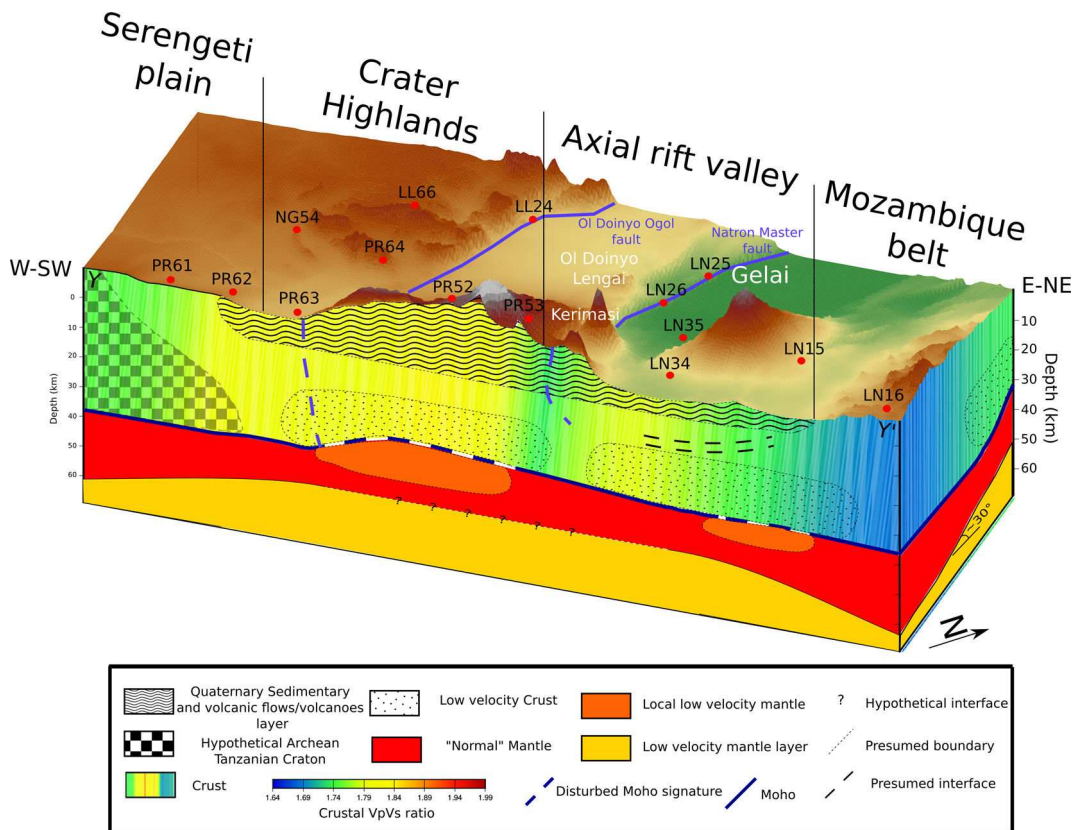
Those high  $V_p/V_s$  values can however be artefacts from anisotropy or complex structures within the crust (Hammond *et al.* 2014). We strongly suspect anisotropy to be present beneath some of the stations (e.g. MW44 presents strong energy on the transverse component with clear both polarity and amplitude  $\pi$ -periodicity). However it is difficult to quantify in such a complex setting the effect of anisotropy, dipping interfaces, lateral heterogeneities or

multiple layering on the  $V_p/V_s$  values. We thus consider our results as an upper bound for the  $V_p/V_s$  ratio which can be compared with values obtained from independent other methods (i.e. Roecker *et al.*, submitted). Even if overestimated, our  $V_p/V_s$  ratios in the Rift valley are indicative of a lower degree of partial melt compared to more mature rifts, which is consistent with an earlier stage of continental breakup (e.g. the Main Central Rift in Ethiopia, Stuart *et al.* 2006; Hammond *et al.* 2011; Keir *et al.* 2011; Reed *et al.* 2014).

### 5.2 Breaking up a thick crust

Results from H-k stacking analysis show that the Moho evolves from 35–40 km deep beneath the rift flanks up to 28 km in the Rift valley. This crustal thinning is asymmetric, with a steeper slope for its western part (Fig. 15). This steepest gradient coincides with the location of the deeply buried eastern edge of the Tanzanian craton and with the fault-like structure bounding both the Ngorongoro volcanic zone and the Natron half-graben (NNE–SSW-oriented Natron master fault and Ol Doiyo Ogo). We relate this to the Tanzanian Craton influence, which may create a sharper rheological boundary compared to the heterogeneous Proterozoic mobile belt (Le Gall *et al.* 2008). This thinning is comparable in amount to the ~10 km observed in the Main Ethiopian and Kenya rifts (Keller *et al.* 1994; Stuart *et al.* 2006), but does not seem associated to underplating here. Our Ps Moho conversion phases are undoubtedly sharper and do not reflect any gradual velocity contrast contrariwise to the Main Ethiopian Rift, for example (Stuart *et al.* 2006).

We associate the high values of  $V_p/V_s$  ratio and the presence of an LVZ in the lower crust to the effect of magmatism, which will ease the breaking up of the lithosphere by intruding partial



**Figure 15.** Simplified structural scheme of an ENE-WSW profile (YY' in Fig. 2) of the North Tanzanian Divergence deduced from the receiver functions analysis.



**Table 2.** Conversion depths and Vp/Vs ratio for the crustal low-velocity zone for the most representative stations obtained from Frederiksen & Bostock (2000) direct modelling.

Station	Depth (km)	Vp/Vs
KEN4	15	1.91
LN15	17	1.85
PR11	15	1.86
PR63	18	1.97
PR62	18	1.76

melt in the crust (Buck 2004). If magmatism does not express here by means of mafic underplating, it modifies the crust through two different schemes in the NTD: local connections between mantle and crustal material, and through a broadened lower crust LVZ. First, we interpret the correlation between highest Vp/Vs ratios over the whole Crater Highlands (e.g.  $\sim 1.9$  for PR52) and disturbed Ps Moho conversions (Fig. 9) as possible connection or coupling between crust and mantle material. This coupling is less obvious for basaltic shield volcanoes within the axial valley (Gelai and Kitumbeine), where the most disturbed RFs only come from events piercing a region S–SE of Gelai. This region coincides with a strong negative velocity anomaly recently identified in the lower crust (Roecker *et al.*, submitted). The intense and persistent seismicity 8–10 km deep organized in an elliptical (map view) zone between Gelai and Oldoinyo Lengai volcanoes has been interpreted as a magma chamber and sill complex feeding the 2007 Lengai eruption (Baer *et al.* 2008). But our new results indicate a much deeper magma body and feeding than was first inferred from models of InSAR (Calais *et al.* 2008; Biggs *et al.* 2009, 2013).

The weaker correlation between high Vp/Vs ratio and disturbed Ps phase recorded in the axial rift valley may also result from a number of combined factors. First, we used a standard 1-D model (IASP91, Kennett & Engdahl 1991) to calculate the piercing points. The highly heterogeneous crust within the axial valley may lead to mislocated points (Albaric *et al.* 2014, Roecker *et al.*, submitted, Fig. 11). Second, our Vp/Vs estimate results from a computation over the whole RFs, regardless of ray azimuth. Vp/Vs lateral variations for a given station is then limited and may not include all the complexity of the axial valley signal. Lastly, this poor correlation can reflect smaller wavelength structures not detected by our ray distribution and affecting the RFs with less consistency. The lateral influence of the ray over the Fresnel zone has not been taken into account here, and can be responsible for the observed discrepancy. Conversely, the crust and mantle connection beneath the Crater Highlands seems to be wide enough to consistently affect the RF signal over a broader area.

Magmatism further modifies the crust by way of a clear LVZ in the lower crust starting at 15–18 km depth we retrieve beneath the rift axial valley. This decrease of velocity ( $\sim 9$  per cent for P wave and  $\sim 15$  per cent for S wave) is consistent with the latest crustal tomographic models in the area (Fig. 11, Albaric *et al.*, 2014, Roecker *et al.*, submitted). Stations located between the Crater Highlands and central rift valley (LN25, LN26, PR53, MW36 and MW43) coincide yet with normal to high S-wave velocities (Fig. 11). A detailed backazimuthal inspection of those RFs shows that the low-velocity Px phase is only present for events passing through either Ngorongoro or Gelai volcanic areas. Events not coming from those backazimuths depict only little or no intracrustal signatures, highlighting the strong 3-D structure of this layer. Our network distribution permits to reveal the complex 3-D geometry of this LVZ, localized in the Natron rift segment and around the Crater

Highlands (Fig. 11) but which does not extend to the Tanzanian Craton (Julià *et al.* 2005). From our RF analysis, we may further argue that the Natron master fault acts like a barrier and prevent this LVZ to go further West. As proposed at a wider scale by Ebinger & Sleep (1998) the spatial distribution of this LVZ may be controlled by inherited crustal structures and crustal thickness variations that might have both acted as a guide or a barrier for the low-velocity pattern.

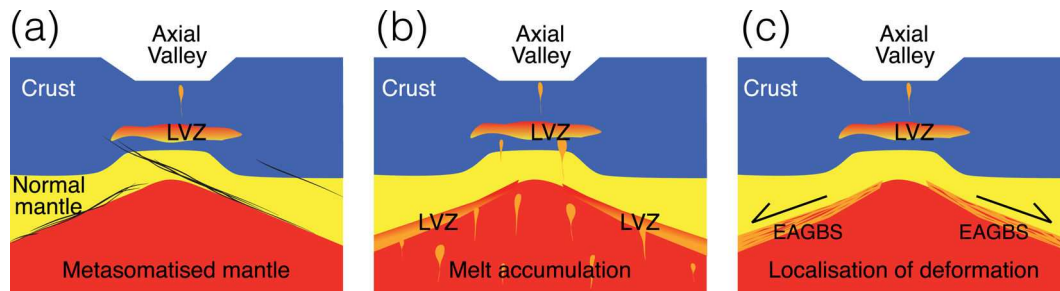
Previous seismological studies in Tanzania at a broader scale show a similar low velocity layer starting at  $\sim 20$  km (Last *et al.* 1997; Julià *et al.* 2005). At the scale of the East African Rift, some segments display similar features (Keranen *et al.* 2009; Tuluka 2010; Wölbern *et al.* 2010; Gummert *et al.* 2015), and more generally low-velocity crustal zones are observed for similar depth in other rifts, such as the Rhine graben (Fuchs *et al.* 1987), Southern Tibet (Cogan *et al.* 1998; Jiang *et al.* 2014) and the Baikal Rift (Mordvinova *et al.* 2007; Basuyau & Tiberi 2011). In most cases, this pattern is attributed to multiple deep processes or features such as partial melting, magmatic chambers, aqueous fluids or even crustal delamination (e.g. Wallner & Schmeling 2011). Simple direct modelling we performed using Frederiksen & Bostock (2000) technique pleads for high Vp/Vs value ( $\sim 1.9$ ) restricted within this LVZ (Table 2). We thus interpret this LVZ to be the location for partial melting with a lesser amount than for more mature rift.

### 5.3 Anisotropic behaviour

Recent seismicity studies (Weinstein *et al.*, submitted), active CO<sub>2</sub> degassing along border faults (Lee *et al.* 2016), and the 2007 dike intrusion (Calais *et al.* 2008; Biggs *et al.* 2009) attest to fluid-filled crustal cracks within the study area, that are likely able to produce anisotropic behaviour recordable by our network (Gerst & Savage 2004; Keir *et al.* 2011; Hammond *et al.* 2014). If some of our stations present backazimuthal dependency clearly imputable to anisotropic crustal structures (e.g. MW44), the transverse component of our RFs is most of the time hardly attributable to only one causing factor (e.g. MW41 on Fig. 12). Dipping interfaces can mix with anisotropy to produce a complex signal on the transverse component (e.g. Jones & Phinney 1998; Wirth & Long 2012). Our H–k stacking and the simple direct models we performed cannot unequivocally distinguish between those factors, given the complexity and numbers of interfaces involved in the observed RF signal. A thorough analysis of the signal through more sophisticated methods taking into account phase back-azimuthal variations or polarity change on the transverse component might resolve these ambiguities (Shiomi & Park 2008; Bianchi *et al.* 2010; Park & Levin 2016). Moreover, when present, the transverse component does not systematically show a common behaviour over the whole network, hence being indicative of either different axis of anisotropy, or variation in the dip of the interfaces.

### 5.4 Upper mantle structure

The modification of the lithosphere by rifting is not restricted to the solely crust, but considerably affects the upper mantle too, as we identified a clear velocity decrease of  $\sim 9$  per cent at *ca.* 60 km depth (Fig. 13). Its strong and clear signature on either side of the rift valley advocates for a continuous and high-velocity contrast, even if its presence is not firmly assessed for the very central part of the rift, due to strong interference and multiple phases in the RF signal. We relate this lithospheric LVZ to the velocity decrease recorded at



**Figure 16.** Alternative scenarii to explain the source of the mid-lithospheric discontinuity observed at *ca.* 60–80 km depth. (a) An ascending lithosphere results in a metasomatized mantle restricted by the presence of inherited lithospheric fabrics in the upper part. (b) Accumulated melt at mid-lithospheric depth can explain up to 10 per cent of velocity reduction. (c) Elastically accommodating grain boundary sliding (EAGBS) process can take place in the upper part of the mantle, where conditions required for such a process are gathered in a rifting area.

a more regional scale by surface wave tomography at about 70 km associated to a locally high  $V_p/V_s$  ratio (1.9) in the volcanic areas (e.g. Weeraratne *et al.* 2003; O'Donnell *et al.* 2013, 2016). Our denser array and the quality of our data bring new insight on this LVZ, in particular on its dipping geometry and depth variation at the scale of the whole NTD. Several processes can be invoked to explain this mantle LVZ beneath the NTD (Fig. 16):

(i) seismic anisotropy, due to either mantle flow (Bagley & Nyblade 2013), lattice-preferred orientation (Tommasi *et al.* 1999) or oriented melting cracks (Holtzman & Kendall 2010) can produce a local change in velocity. Our RF analysis can hardly be conclusive for the presence of azimuthal anisotropy within the lithosphere, and particularly in this LVZ. Recent SKS analyses emphasize the presence of mantle anisotropy (Albaric *et al.* 2014; Ebinger *et al.* 2016), but it barely explains 9 per cent of velocity reduction within the mantle in all directions. We thus plead for the contribution of another main factor.

(ii) a metasomatic alteration of the mantle: This LVZ could evidence the boundary between a metasomatized and a more 'normal' mantle in agreement with Mattsson *et al.* (2013) who showed that the volcanic rocks around the Natron lake and the Engaruka area originate from a metasomatized lithosphere (Fig. 16a). Additional evidence are supplied by mantle xenoliths from Pello Hill and Eledoi areas (south of Gelai volcano) that recorded metasomatism-induced hydration (Baptiste *et al.* 2015). Wölbern *et al.* (2012) invoke a mineralogical alteration of the lower lithosphere by means of metasomatism to explain a similar LVZ at about 70–90 km beneath the Albertine Rift (Western EAR Branch). Ascending asthenospheric melts can produce this alteration of the lithosphere. Inherited structures (craton, Proterozoic fabric) may have restricted the ascent of the asthenosphere and explain the trend and dip of the interface (Fig. 13).

(iii) the presence of a partial melting front (Fig. 16b). Melilititic and nephelinitic rocks from the Natron lake area show degrees of partial melting consistent with melting zones as deep as 60–75 and 75–90 km (Mattsson *et al.* 2013). A melt fraction of 3–6 per cent can reduce seismic velocity by 5–10 per cent in the upper mantle (Olugboji *et al.* 2013), depending on melting body geometry (Faul *et al.* 1994; Takei 2002). Moreover, accumulated melt at mid-lithosphere could feed the LVZ observed at low crustal depth and can be related to the intricate axial valley structure complexity observed in the RFs. However, no evidence for underplating is found within the RFs, which all show very clear Ps conversion at the Moho depth, and a normal upper mantle velocity below this interface, by contrast to patterns typically observed in more mature magmatic rift zones (Stuart *et al.* 2006). In order to fit the observed sharp seismic

signature on the RFs, additional processes (viscosity, permeability) are requested to maintain a large melt fraction in a thick layer to produce a recordable seismic signal as observed (Olugboji *et al.* 2013).

(iv) elastically accommodated grain-boundary sliding (EAGBS, Fig. 16c) provides an alternative explanation for a velocity drop at mid lithospheric depth (Karato 2012; Karato *et al.* 2015). At moderate temperatures, grain boundaries weaken and lead to the reduction of the elastic modulus for polycrystalline aggregates (Zener 1941; Kê 1947). The induced velocity decrease and its location in depth will depend on water content, geotherm and grain size. Olugboji *et al.* (2013) show that the reduction of velocity produced by EAGBS is recordable by *P*-receiver functions, depending on the sharpness of the velocity contrast created. This process has already been proposed to explain mid-lithospheric discontinuities (MLD Fault & Jackson 2005; Selway *et al.* 2014) but gradually leads to diffusion creep processes with increasing temperature (Lee *et al.* 2011). EAGBS is then usually restricted to uppermost mantle depth, even if the presence of a secondary phase of low viscosity (e.g. melt) makes the EAGBS predominant at higher temperature (Jackson *et al.* 2006). The velocity drop caused by EAGBS is poorly constrained (Faul & Jackson 2005) and can reach 5 per cent but is sharper when associated to a water content change (e.g. wet mantle Karato 2012). The acute signature observed on our RFs is coherent with a metasomatism-induced hydration (Baptiste *et al.* 2015) which could enhance the EAGBS effect on seismic signal.

Finally, this structure may have a deeper origin and could reflect the interaction between Proterozoic inherited structures and flow from the lower mantle. As proposed by Bagley & Nyblade (2013), lower mantle flow could have strongly influenced the Afro-Arabian rift, and its NE–NNE orientation probably control the tectonic deformation observed at the surface. These flows seem to not necessary correspond to the principal African plume but maybe more to a deflection of this one, preferentially channelled along the east side of the Tanzanian craton (Koptev *et al.* 2015).

## 6 CONCLUSION

Analysis of receiver functions recorded by a broad-band seismic network in the North Tanzanian Divergence area, eastern branch of the East African rift, provides constraint on the accommodation of strain in a cratonic rifting lithosphere. Moho geometry evidences an asymmetric crustal thinning of about 10 km localized beneath the axial rift valley. The  $V_p/V_s$  ratio variations indicate strong modification of crustal composition. The strong correlation between high



Vp/Vs ratio and major volcanic edifices advocates for the presence of magma/fluids within the crust associated with magmatic events. Beneath the rift axial valley, those variations are also controlled by the complex crustal structure and nature of the crust. A first LVZ is detected in the lower crust (15–35 km depth) and results from a combined effect of partial melting for areas where Vp/Vs ratio is high, temperature and rock composition variations. A second low-velocity layer is identified at mid-lithospheric depth (~60 km) and presents a decrease of up to 9 per cent in velocity. Its geometry and distribution is not restricted to the rift axial valley and can be the product of a melt accumulation within the upper mantle, the raising deflection of asthenospheric and metasomatized material. Alternatively, deformation processes like grain boundary sliding may take place in this thick rifting lithosphere and explain this velocity drop. For both LVZ, we assume Archaean and/or Proterozoic inherited structures to constrain their geometry and extension. No obvious link between the two LVZs at depth has been clearly demonstrated from receiver function analysis alone.

#### ACKNOWLEDGEMENTS

The seismic instruments were provided by the Incorporated Research Institutions for Seismology (IRIS) through the PASSCAL Instrument Center at New Mexico Tech. Data collected will be available through the IRIS Data Management Center. The facilities of the IRIS Consortium are supported by the National Science Foundation under Cooperative Agreement EAR-1261681 and the DOE National Nuclear Security Administration. We are very grateful for the assistance of RPI graduate student Anastasia Rodzianko, Rochester undergraduate students Eli Witkin, Catherine Lambert, Avery Palardy and Geosciences Montpellier graduate student Nathalie Rasendra in seismic installations and servicing. Work was conducted with approval by the Commission for Science and Technology (Tanzania) and the National Council for Science and Technology (Kenya). We are grateful for logistical support from Tanzania National Parks Commission and to the Ngorongoro National Park. We could not have achieved this work without logistical assistance from primary and secondary school teachers throughout the region, the Masai clans in Kenya and Tanzania, driver-guides from Fortes Tours, the Ngorongoro conservation area, Tanapa and the French Embassy. Then we want to thank Majura Songo and Sindato Moreto and all the people from CoLiBrEA (ANR-12-JS06-0004) and Crafti (EAR-1261681) projects. We want to deeply thank Prof. J. Park, the editor and one anonymous reviewer for their constructive remarks, which have greatly improved the manuscript.

#### REFERENCES

- Albaric, J., Déverchère, J., Petit, C., Perrot, J. & Le Gall, B., 2009. Crustal rheology and depth distribution of earthquakes: insights from the central and southern East African Rift System, *Tectonophysics*, **468**(1), 28–41.
- Albaric, J., Déverchère, J., Perrot, J., Jakovlev, A. & Deschamps, A., 2014. Deep crustal earthquakes in North Tanzania, East Africa: Interplay between tectonic and magmatic processes in an incipient rift, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, **15**(2), 374–394.
- Aulbach, S., Rudnick, R. & McDonough, W., 2008. Lithospheric mantle sources within the East African Rift, Tanzania, *Geochim. Cosmochim. Acta Supplement*, **72**, 37.
- Baer, G., Hamiel, Y., Shamir, G. & Nof, R., 2008. Evolution of a magma-driven earthquake swarm and triggering of the nearby Oldoinyo Lengai eruption, as resolved by insar, ground observations and elastic modeling, East African Rift, 2007, *Earth planet. Sci. Lett.*, **272**(1), 339–352.
- Bagley, B. & Nyblade, A.A., 2013. Seismic anisotropy in eastern Africa, mantle flow, and the African superplume, *Geophys. Res. Lett.*, **40**(8), 1500–1505.
- Baker, B., 1986. Tectonics and volcanism of the southern Kenya Rift Valley and its influence on rift sedimentation, *Geol. Soc. Lond. Spec. Publ.*, **25**(1), 45–57.
- Baptiste, V., Tommasi, A., Vauchez, A., Demouchy, S. & Rudnick, R.L., 2015. Deformation, hydration, and anisotropy of the lithospheric mantle in an active rift: Constraints from mantle xenoliths from the North Tanzanian Divergence of the East African Rift, *Tectonophysics*, **639**, 34–55.
- Basuyau, C. & Tiberi, C., 2011. Imaging lithospheric interfaces and 3D structures using receiver functions, gravity, and tomography in a common inversion scheme, *Comput. Geosci.*, **37**(9), 1381–1390.
- Bianchi, I., Park, J., Piana Agostinetti, N. & Levin, V., 2010. Mapping seismic anisotropy using harmonic decomposition of receiver functions: An application to northern apennines, Italy, *J. geophys. Res.*, **115**(B12), B12317, doi:10.1029/2009JB00700761.
- Biggs, J., Amelung, F., Gourmelen, N., Dixon, T.H. & Kim, S.-W., 2009. Insar observations of 2007 Tanzania rifting episode reveal mixed fault and dyke extension in an immature continental rift, *Geophys. J. Int.*, **179**(1), 549–558.
- Biggs, J., Chivers, M. & Hutchinson, M.C., 2013. Surface deformation and stress interactions during the 2007–2010 sequence of earthquake, dyke intrusion and eruption in northern Tanzania, *Geophys. J.*, **195**, 16–26.
- Birt, C., Maguire, P., Khan, M., Thybo, H., Keller, G.R. & Patel, J., 1997. The influence of pre-existing structures on the evolution of the southern Kenya Rift Valley: evidence from seismic and gravity studies, *Tectonophysics*, **278**(1), 211–242.
- Bott, M., 1992. Modelling the loading stresses associated with active continental rift systems, *Tectonophysics*, **215**(1), 99–115.
- Buck, W.R., 2004. Consequences of asthenospheric variability on continental rifting, in *Rheology and Deformation of the Lithosphere at Continental Margins*, vol. 62, pp. 1–30, eds Karner, G.D., Taylor, B., Driscoll, N.W. & Kohlstedt, D.L., Columbia University Press.
- Calais, E. *et al.*, 2008. Strain accommodation by slow slip and dyking in a youthful continental rift, East Africa, *Nature*, **456**(7223), 783–787.
- Christensen, N.I., 1996. Poisson's ratio and crustal seismology, *J. geophys. Res.*, **101**(B2), 3139–3156.
- Cogan, M.J. *et al.*, 1998. Shallow structure of the Yadong-Gulu rift, southern Tibet, from refraction analysis of Project INDEPTH common midpoint data, *Tectonics*, **17**(1), 46–61.
- Craig, T., Jackson, J., Priestley, K. & McKenzie, D., 2011. Earthquake distribution patterns in Africa: their relationship to variations in lithospheric and geological structure, and their rheological implications, *Geophys. J. Int.*, **185**(1), 403–434.
- Dawson, J., 1992. Neogene tectonics and volcanicity in the North Tanzania sector of the Gregory Rift Valley: contrasts with the Kenya sector, *Tectonophysics*, **204**(1), 81–92.
- Domenico, S.N., 1984. Rock lithology and porosity determination from shear and compressional wave velocity, *Geophysics*, **49**(8), 1188–1195.
- Dugda, M.T., Nyblade, A.A., Julia, J., Langston, C.A., Ammon, C.J. & Simiyu, S., 2005. Crustal structure in Ethiopia and Kenya from receiver function analysis: Implications for rift development in eastern Africa, *J. geophys. Res.*, **110**(B1).
- Ebinger, C., Djomani, Y.P., Mbede, E., Foster, A. & Dawson, J., 1997. Rifting archaic lithosphere: the eyasi-manyara-natron rifts, east africa, *J. Geol. Soc.*, **154**(6), 947–960.
- Ebinger, C., Tiberi, C., Currie, C., van Wijk, J. & Albaric, J., 2016. Rifting an archaic craton: Insights from seismic anisotropy patterns in E. Africa, in *AGU Fall Meeting*, T21F-01.
- Ebinger, C.J. & Sleep, N., 1998. Cenozoic magmatism throughout east Africa resulting from impact of a single plume, *Nature*, **395**(6704), 788–791.
- Efron, B. & Tibshirani, R.J., 1994. *An Introduction to the Bootstrap*, CRC press.
- Faul, U.H. & Jackson, I., 2005. The seismological signature of temperature and grain size variations in the upper mantle, *Earth planet. Sci. Lett.*, **234**(1), 119–134.

- Faul, U.H., Toomey, D.R. & Waff, H.S., 1994. Intergranular basaltic melt is distributed in thin, elongated inclusions, *Geophys. Res. Lett.*, **21**(1), 29–32.
- Fishwick, S. & Bastow, I.D., 2011. Towards a better understanding of African topography: a review of passive-source seismic studies of the African crust and upper mantle, *Geol. Soc. Lond. Spec. Publ.*, **357**(1), 343–371.
- Foster, A., Ebinger, C., Mbede, E. & Rex, D., 1997. Tectonic development of the northern Tanzanian sector of the East African Rift System, *J. Geol. Soc.*, **154**(4), 689–700.
- Frederiksen, A. & Bostock, M., 2000. Modelling teleseismic waves in dipping anisotropic structures, *Geophys. J. Int.*, **141**(2), 401–412.
- Fuchs, K., Bonjer, K.-P., Gajewski, D., Lüschen, E., Prodehl, C., Sandmeier, K.-J., Wenzel, F. & Wilhelm, H., 1987. Crustal evolution of the Rhinegraben area. 1. exploring the lower crust in the Rhinegraben rift by unified geophysical experiments, *Tectonophysics*, **141**(1–3), 261–275.
- Gerst, A. & Savage, M.K., 2004. Seismic anisotropy beneath ruapehu volcano: a possible eruption forecasting tool, *Science*, **306**(5701), 1543–1547.
- Gummert, M., Lindenfeld, M., Wölbern, I., Rümpler, G., Celestin, K. & Batte, A., 2015. Crustal structure and high-resolution moho topography across the rwenzori region (albertine rift) from p-receiver functions, *Geol. Soc. Lond. Spec. Publ.*, **420**, SP420–4.
- Guo, Z. et al., 2015. High resolution 3-d crustal structure beneath {NE} china from joint inversion of ambient noise and receiver functions using {NECESSArray} data, *Earth planet. Sci. Lett.*, **416**, 1–11.
- Hammond, J., Kendall, J.-M., Stuart, G., Keir, D., Ebinger, C., Ayele, A. & Belachew, M., 2011. The nature of the crust beneath the Afar triple junction: Evidence from receiver functions, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, **12**(12), Q12004, doi:10.1029/2011GC003738.
- Hammond, J., Kendall, J.-M., Wookey, J., Stuart, G., Keir, D. & Ayele, A., 2014. Differentiating flow, melt, or fossil seismic anisotropy beneath Ethiopia, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, **15**(5), 1878–1894.
- Harvey, P.K., 2005. Petrophysical properties of crystalline rocks, Geological Society of London.
- Hilton, D.R., Grönvold, K., Macpherson, C.G. & Castillo, P.R., 1999. Extreme 3 he/4 he ratios in northwest Iceland: constraining the common component in mantle plumes, *Earth planet. Sci. Lett.*, **173**(1), 53–60.
- Holbrook, W.S., Mooney, W.D. & Christensen, N.I., 1992. The seismic velocity structure of the deep continental crust, *Cont. Lower Crust*, **23**, 1–43.
- Holtzman, B.K. & Kendall, J., 2010. Organized melt, seismic anisotropy, and plate boundary lubrication, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, **11**(12), Q0AB06, doi:10.1029/2010GC003296.
- Jackson, I., Faul, U., Fitz Gerald, J. & Morris, S., 2006. contrasting viscoelastic behavior of melt-free and melt-bearing olivine: Implications for the nature of grain-boundary sliding, *Mater. Sci. Eng. A*, **442**, 170–174.
- Jiang, M., Ai, Y., Zhou, S. & Chen, Y.J., 2014. Distribution of the low velocity bulk in the middle-to-lower crust of southern Tibet: implications for formation of the north–south trending rift zones, *Earthq. Sci.*, **27**(2), 149–157.
- Jones, C.H. & Phinney, R.A., 1998. Seismic structure of the lithosphere from teleseismic converted arrivals observed at small arrays in the southern Sierra Nevada and vicinity, California, *J. geophys. Res.*, **103**(B5), 10 065–10 090.
- Julià, J., Ammon, C.J. & Nyblade, A.A., 2005. Evidence for mafic lower crust in Tanzania, East Africa, from joint inversion of receiver functions and Rayleigh wave dispersion velocities, *Geophys. J. Int.*, **162**(2), 555–569.
- Karato, S.-i., 2012. On the origin of the asthenosphere, *Earth planet. Sci. Lett.*, **321–322**, 95–103.
- Karato, S.-i., Olugeto, T. & Park, J., 2015. Mechanisms and geologic significance of the mid-lithosphere discontinuity in the continents, *Nat. Geosci.*, **8**, 509–514.
- Kê, T.-s., 1947. Experimental evidence of the viscous behavior of grain boundaries in metals, *Phys. Rev.*, **71**(8), 533–546.
- Keir, D., Belachew, M., Ebinger, C., Kendall, J.-M., Hammond, J., Stuart, G., Ayele, A. & Rowland, J., 2011. Mapping the evolving strain field during continental breakup from crustal anisotropy in the Afar depression, *Nat. Commun.*, **2**, 285.
- Keller, G. et al., 1994. The East African rift system in the light of KRISP 90, *Tectonophysics*, **236**, 465–483.
- Kennett, B. & Engdahl, E., 1991. Traveltimes for global earthquake location and phase identification, *Geophys. J. Int.*, **105**(2), 429–465.
- Keranen, K.M., Klemperer, S.L., Julia, J., Lawrence, J.F. & Nyblade, A.A., 2009. Low lower crustal velocity across Ethiopia: Is the main Ethiopian Rift a narrow rift in a hot craton?, *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **10**(5), Q0AB01, doi:10.1029/2008GC002293.
- Koptev, A., Calais, E., Burov, E., Leroy, S. & Gerya, T., 2015. Dual continental rift systems generated by plume-lithosphere interaction, *Nat. Geosci.*, **8**(5), 388–392.
- Langston, C.A., 1977. The effect of planar dipping structure on source and receiver responses for constant ray parameter, *Bull. seism. Soc. Am.*, **67**(4), 1029–1050.
- Last, R.J., Nyblade, A.A., Langston, C.A. & Owens, T.J., 1997. Crustal structure of the East African Plateau from receiver functions and Rayleigh wave phase velocities, *J. geophys. Res.*, **102**(B11), 24 469–24 483.
- Lee, H., Muirhead, J.D., Fischer, T.P., Ebinger, C.J., Kattenhorn, S.A., Sharp, Z.D. & Kianji, G., 2016. Massive and prolonged deep carbon emissions associated with continental rifting, *Nat. Geosci.*, **9**, 145–149.
- Lee, L., Morris, S. J.S. & Wilkening, J., 2011. Stress concentrations, diffusionally accommodated grain boundary sliding and the viscoelasticity of polycrystals, *Proc. R. Soc. Lond. A*, **467**(2130), 1624–1644.
- Le Gall, B., Nonnotte, P., Rolet, J., Benoit, M., Guillou, H., Mousseau-Nonnotte, M., Albaric, J. & Deverchère, J., 2008. Rift propagation at craton margin.: Distribution of faulting and volcanism in the North Tanzanian Divergence (East Africa) during Neogene times, *Tectonophysics*, **448**(1), 1–19.
- Ligorria, J.P. & Ammon, C.J., 1999. Iterative deconvolution and receiver-function estimation, *Bull. seism. Soc. Am.*, **89**(5), 1395–1400.
- Mana, S., Furman, T., Carr, M., Mollé, G., Mortlock, R., Feigenson, M., Turrin, B. & Swisher, C., 2012. Geochronology and geochemistry of the Essimigor volcano: melting of metasomatized lithospheric mantle beneath the North Tanzanian Divergence zone (East African rift), *Lithos*, **155**, 310–325.
- Mana, S., Furman, T., Turrin, B.D., Feigenson, M.D. & Swisher, C.C., 2015. Magmatic activity across the East African North Tanzanian Divergence Zone, *J. Geol. Soc.*, **172**, 368–389.
- Mattsson, H.B., Nandedkar, R.H. & Ulmer, P., 2013. Petrogenesis of the melilititic and nephelinitic rock suites in the Lake Natron–Engaruka monogenetic volcanic field, northern Tanzania, *Lithos*, **179**, 175–192.
- Mollé, G.F., Swisher, C.C., Feigenson, M.D. & Carr, M.J., 2008. Geochemical evolution of Ngorongoro Caldera, Northern Tanzania: Implications for crust–magma interaction, *Earth planet. Sci. Lett.*, **271**(1), 337–347.
- Mordvinova, V., Deschamps, A., Dugarmaa, T., Dverchre, J., Ulziibat, M., Sankov, V., Artemev, A. & Perrot, J., 2007. Velocity structure of the lithosphere on the 2003 Mongolian-Baikal transect from SV waves, *Izv. Phys. Solid Earth*, **43**(2), 119–129.
- Muirhead, J.D., Kattenhorn, S.A. & Le Corvec, N., 2015. Varying styles of magmatic strain accommodation across the East African Rift, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, **16**(8), 2775–2795.
- Mulibo, G. & Nyblade, A., 2009. The 1994–1995 Manyara and Kwamtoro earthquake swarms: Variation in the depth extent of seismicity in Northern Tanzania, *South Afr. J. Geol.*, **112**(3–4), 387–404.
- Nonnotte, P., Guillou, H., Le Gall, B., Benoit, M., Cotten, J. & Scaillet, S., 2008. New k–ar age determinations of Kilimanjaro volcano in the North Tanzanian diverging rift, East Africa, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, **173**(1), 99–112.
- O’Donnell, J., Adams, A., Nyblade, A., Mulibo, G. & Tugume, F., 2013. The uppermost mantle shear wave velocity structure of eastern Africa from rayleigh wave tomography: constraints on rift evolution, *Geophys. J. Int.*, **194**(2), 961–978.
- O’Donnell, J., Selway, K., Nyblade, A., Brazier, R., El Tahir, N. & Durrheim, R., 2016. Thick lithosphere, deep crustal earthquakes and no melt: a triple challenge to understanding extension in the western branch of the East African Rift, *Geophys. J. Int.*, **204**(2), 985–998.

- Olugboji, T.M., Karato, S. & Park, J., 2013. Structures of the oceanic lithosphere-asthenosphere boundary: Mineral-physics modeling and seismological signatures, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, **14**(4), 880–901.
- Park, J. & Levin, V., 2016. Anisotropic shear zones revealed by backazimuthal harmonics of teleseismic receiver functions, *Geophys. J. Int.*, **207**(2), 1216–1243.
- Petit, C. & Ebinger, C., 2000. Flexure and mechanical behavior of cratonic lithosphere: Gravity models of the East African and Baikal rifts, *J. geophys. Res.*, **105**(B8), 19151–19162.
- Pik, R., Marty, B., Carignan, J., Yirgu, G. & Ayalew, T., 2008. Timing of East African Rift development in southern Ethiopia: Implication for mantle plume activity and evolution of topography, *Geology*, **36**(2), 167–170.
- Priestley, K. & McKenzie, D., 2006. The thermal structure of the lithosphere from shear wave velocities, *Earth planet. Sci. Lett.*, **244**(1), 285–301.
- Reed, C.A., Almadani, S., Gao, S.S., Elsheikh, A.A., Cherie, S., Abdelsalam, M.G., Thurmond, A.K. & Liu, K.H., 2014. Receiver function constraints on crustal seismic velocities and partial melting beneath the Red Sea rift and adjacent regions, Afar Depression, *J. geophys. Res.*, **119**(3), 2138–2152.
- Ritsema, J., Ni, S., Helmberger, D.V. & Crotwell, H.P., 1998. Evidence for strong shear velocity reductions and velocity gradients in the lower mantle beneath Africa, *Geophys. Res. Lett.*, **25**(23), 4245–4248.
- Ritsema, J., van Heijst, H.J. & Woodhouse, J.H., 1999. Complex shear wave velocity structure imaged beneath Africa and Iceland, *Science*, **286**(5446), 1925–1928.
- Roecker, S. *et al.*, Subsurface Images of the Eastern Rift, Africa, from the Joint Inversion of Body Waves, Surface Waves, and Gravity: Investigating the Role of Fluids in Early-Stage Continental Rifting. *Geophys. J. Int.*, submitted.
- Rogers, N., Macdonald, R., Fitton, J.G., George, R., Smith, M. & Barreiro, B., 2000. Two mantle plumes beneath the East African rift system: Sr, Nd and Pb isotope evidence from Kenya Rift basalts, *Earth planet. Sci. Lett.*, **176**(3), 387–400.
- Saria, E., Calais, E., Stamps, D., Delvaux, D. & Hartnady, C., 2014. Present-day kinematics of the East African Rift, *J. geophys. Res.*, **119**(4), 3584–3600.
- Selway, K., Ford, H. & Kelemen, P., 2014. The seismic mid-lithosphere discontinuity, *Earth planet. Sci. Lett.*, **414**, 45–57.
- Shiomi, K. & Park, J., 2008. Structural features of the subducting slab beneath the Kii peninsula, central Japan: Seismic evidence of slab segmentation, dehydration, and anisotropy, *J. geophys. Res.*, **113**(B10), B10318, doi:10.1029/2007JB005535.
- Smith, M. & Mosley, P., 1993. Crustal heterogeneity and basement influence on the development of the Kenya Rift, East Africa, *Tectonics*, **12**(2), 591–606.
- Stuart, G., Bastow, I. & Ebinger, C., 2006. Crustal structure of the northern Main Ethiopian Rift from receiver function studies, *Geol. Soc. Lond. Spec. Publ.*, **259**(1), 253–267.
- Takei, Y., 2002. Effect of pore geometry on vp/vs: From equilibrium geometry to crack, *J. geophys. Res.*, **107**(B2), ECV 6-1–ECV 6-12, doi:10.1029/2001JB000522.
- Tiberi, C., Leroy, S., D’Acremont, E., Bellahsen, N., Ebinger, C., Al-Lazki, A. & Pointu, A., 2007. Crustal geometry of the northeastern Gulf of Aden passive margin: localization of the deformation inferred from receiver function analysis, *Geophys. J. Int.*, **168**(3), 1247–1260.
- Tommasi, A., Tikoff, B. & Vauchez, A., 1999. Upper mantle tectonics: three-dimensional deformation, olivine crystallographic fabrics and seismic properties, *Earth planet. Sci. Lett.*, **168**(1), 173–186.
- Tuluka, G.M., 2010. Crustal structure beneath two seismic broadband stations revealed from teleseismic p-wave receiver function analysis in the Virunga volcanic area, Western Rift Valley of Africa, *J. Afr. Earth Sci.*, **58**(5), 820–828.
- Vauchez, A., Dineur, F. & Rudnick, R., 2005. Microstructure, texture and seismic anisotropy of the lithospheric mantle above a mantle plume: insights from the Labait volcano xenoliths (Tanzania), *Earth planet. Sci. Lett.*, **232**(3), 295–314.
- Wallner, H. & Schmeling, H., 2011. Sensitivity analysis of rift induced delamination with application to Rwenzori Mountains, *Geophys. J. Int.*, **187**(3), 1135–1145.
- Watanabe, T., 1993. Effects of water and melt on seismic velocities and their application to characterization of seismic reflectors, *Geophys. Res. Lett.*, **20**(24), 2933–2936.
- Weeraratne, D.S., Forsyth, D.W., Fischer, K.M. & Nyblade, A.A., 2003. Evidence for an upper mantle plume beneath the Tanzanian craton from Rayleigh wave tomography, *J. geophys. Res.*, **108**(B9), 2427, doi:10.1029/2002JB002273.
- Weinstein, A. *et al.*, Volatile assisted rifting in East Africa: Seismicity of the Magadi-Natron-Manyara basins, Africa. *Geophys. J. Int.*, submitted.
- Wirth, E.A. & Long, M.D., 2012. Multiple layers of seismic anisotropy and a low-velocity region in the mantle wedge beneath Japan: Evidence from teleseismic receiver functions, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, **13**(8), Q08005, doi:10.1029/2012GC004180.
- Wölbern, I., Rumpker, G., Schumann, A. & Muwanga, A., 2010. Crustal thinning beneath the Rwenzori region, Albertine rift, Uganda, from receiver-function analysis, *Int. J. Earth Sci.*, **99**(7), 1545–1557.
- Wölbern, I., Rumpker, G., Link, K. & Sodoudi, F., 2012. Melt infiltration of the lower lithosphere beneath the Tanzania craton and the Albertine rift inferred from s receiver functions, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, **13**(8), Q0AK08, doi:10.1029/2012GC004167.
- Zener, C., 1941. Theory of elasticity of polycrystals with viscous grain boundaries, *Phys. Rev.*, **60**, 906–908.
- Zhao, M., Qiu, X., Xia, S., Xu, H., Wang, P., Wang, T.K., Lee, C.-S. & Xia, K., 2010. Seismic structure in the northeastern South China Sea: S-wave velocity and vp/vs ratios derived from three-component obs data, *Tectonophysics*, **480**(1), 183–197.
- Zhu, L. & Kanamori, H., 2000. Moho depth variation in southern California from teleseismic receiver functions, *J. geophys. Res.*, **105**(B2), 2969–2980.

### 3.2.2 Approche de la structure lithosphérique

L'article précédent est une étude tridimensionnelle qui a permis au premier ordre de contraindre la géométrie du Moho ainsi que la distribution du rapport  $V_p/V_s$  moyen de la croûte. Cette étude a également mis en évidence deux structures majeures à faible vitesse dans la lithosphère ; une première localisée dans la croûte inférieure (à partir de  $\sim 15$  km) et une deuxième dans le manteau supérieur (entre 40 et 60 km). Cependant, les techniques utilisées ne permettent pas d'établir le degré d'interconnexion de ces deux interfaces. Afin de mieux préciser leur géométrie et d'avoir une information plus compatible avec les modèles 3-D de résistivité, nous avons procédé à une migration des fonctions récepteur le long de deux profils.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, la migration des RF permet d'approcher la structure du sous-sol en repositionnant, dans l'espace, les différentes phases des RFs. Nous avons décidé d'effectuer la migration le long de deux profils ; un premier (P1) orienté E-W, perpendiculaire à l'orientation du rift et passant globalement par ses deux flancs ainsi que par la zone du Crater Highlands et du volcan Ketumbeine. Ce profil est proche du profil YY' étudié dans Plasman et al. (2017). Le deuxième profil (P2) est orienté NW-SE, et débute dans la bordure ouest du rift, traverse la vallée axiale en passant par le Gelai et le Ketumbeine et s'achève au niveau du volcan Monduli (Fig. 3.1).

Nous avons tout d'abord repositionné les rais dans l'espace en utilisant un modèle de référence de vitesse (IASP91, Kennett and Engdahl, 1991). La figure 3.1 représente la position des rais sismiques des RFs à la profondeur du Moho, déduite de la méthode de Zhu and Kanamori (2000). Les figures 3.2 et 3.3 présentent l'ensemble des fonctions récepteur appartenant aux stations alignées le long des deux profils (Fig. 3.1), avec le temps d'arrivée des différentes phases de la RF en fonction de la position des RFs le long du profil. Cette position correspond à la projection de leur point d'impact au Moho. Cette représentation permet d'avoir une première estimation de la géométrie et de la continuité des interfaces le long des profils, et particulièrement celles proches de la profondeur du Moho. Cependant, les interfaces intra-crustales et mantelliques présenteront des conversions décalées de leur position réelle, car nous ne tenons pas compte ni de l'angle d'incidence, ni de la profondeur réelle. Ce décalage sera corrigé lors de la migration.

Dans le cas de la DNT, la signature  $P_s$  du Moho correspond à une phase d'amplitude positive, enregistrée aux environs des 5 s sur l'ensemble du réseau. Le premier multiple associé ( $P_pP_s$ ) est lui enregistré vers 15 s. La profondeur du Moho est comprise entre

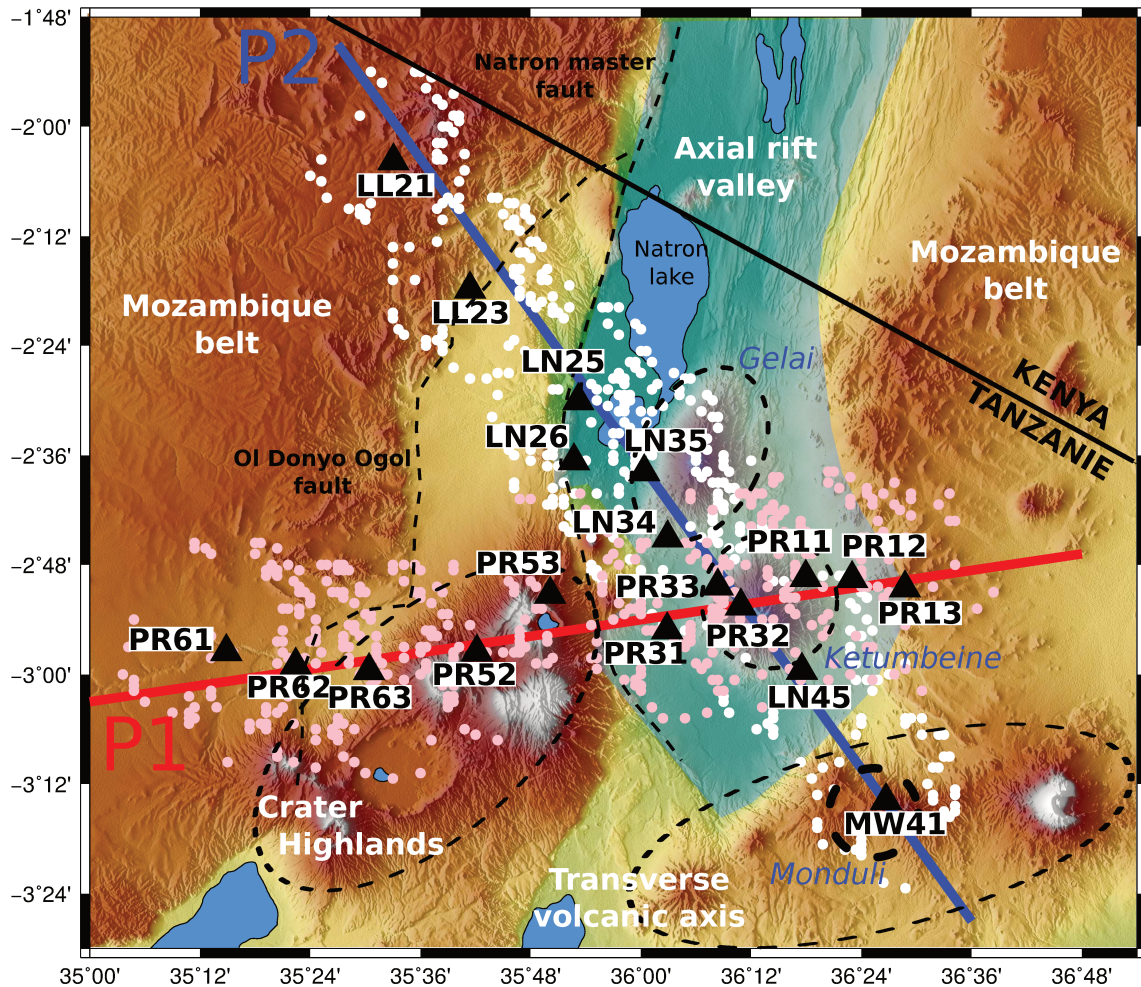


FIGURE 3.1 – Carte des profils P1 et P2 des figures 3.2 et 3.3 avec la position de l'ensemble des points d'impact (PI) associés. En rose, les PI associés au profil 1 et en blanc les PI associés au profil 2. Les principaux domaines et structures géologiques sont représentés.

*Map of the profiles P1 and P2 from the figures 3.2 and 3.3 with the position of the all piercing points associated. In pink, the piercing points associated with the profile 1 and in white the ones associated with the profile 2. The main geological structures are shown.*

~ 30 km pour la vallée axiale et ~ 40 km pour les deux bordures (Fig. 6 dans Plasman et al., 2017). Les phases se situant entre 0-5 s correspondent donc à des signatures d'interfaces intra-crustales.

Le profil 1 (Fig. 3.2) présente une claire conversion Ps continue sur toute sa longueur. On remarque cependant que les stations PR62-PR53 (zone du Crater Highlands et Est de la Mozambique Belt) présentent une signature du Moho en double pics. Cette observation confirme les précédentes (Fig. 13 dans Plasman et al., 2017). Le multiple à 15 s est lui aussi plutôt clair et constant le long du profil, sauf sous les stations PR62-PR53. De plus, même si leur localisation n'est pas nécessairement très précise, on remarque que l'amplitude



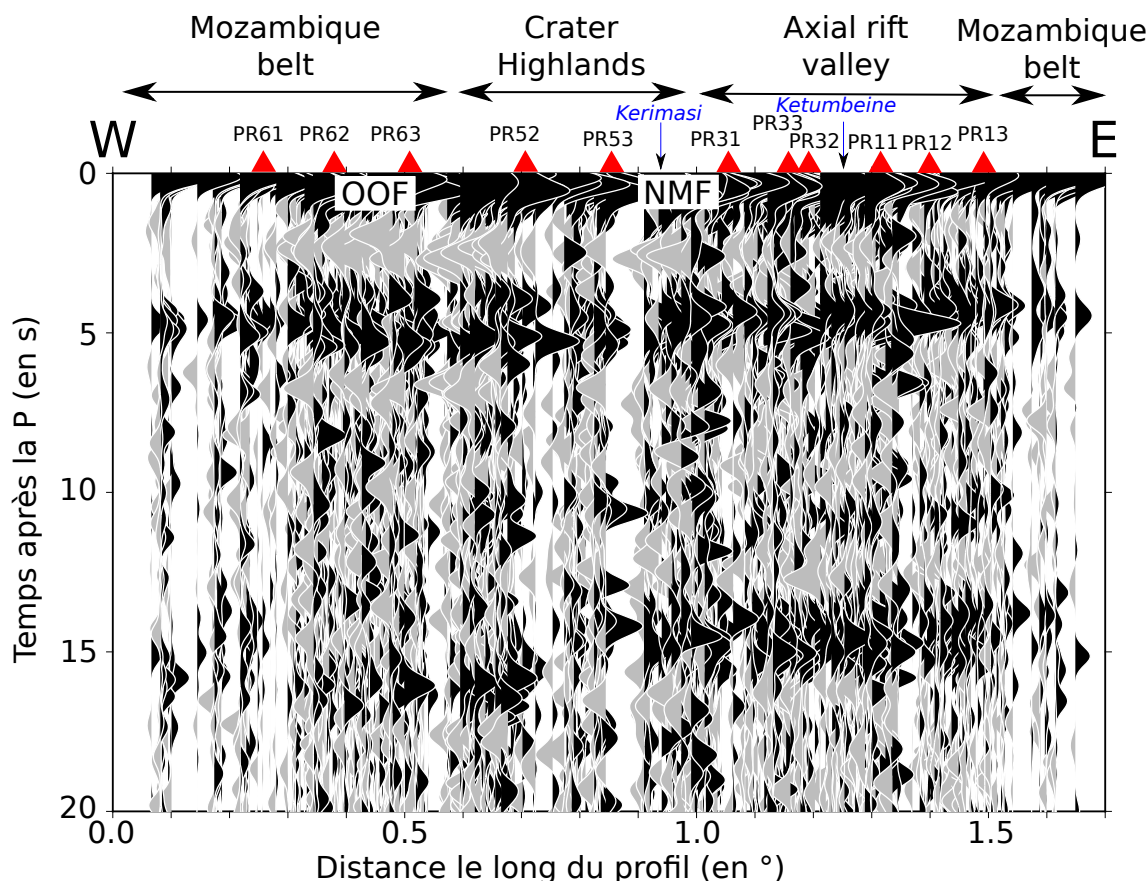


FIGURE 3.2 – Représentation de l'ensemble des fonctions récepteurs pour les stations localisées le long du profil 1 (Fig. 5.1) en fonction de la distance entre leur point d'impact au Moho et le début du profil. La position des stations et des principales structures géologiques est reportée.

*Representation of the all receiver functions for the stations located along the profile 1 (Fig. 5.1) according to the distance between the piercing point on the Moho and the begin of the profile. The position of the main geological structures are shown. OOF : Ol Donyo Ogol Fault, NMF : Natron Master Fault*

des phases intra-crustales est beaucoup plus forte sous cette même zone ce qui est aussi en total cohérence avec la géométrie 3-D de la croûte inférieure à faible vitesse (Fig. 11 dans Plasman et al., 2017).

Le profil 2 (Fig. 3.3) présente aussi une conversion Ps au Moho claire et relativement constante. Le multiple à 15 s est lui aussi visible et présente une variation dans la partie centrale du profil, avec des temps d'arrivée plus faibles. Ceci peut s'expliquer par les plus faibles valeurs de profondeur du Moho observées (Fig. 6 dans Plasman et al., 2017). Comme pour le profil précédent, les phases intra-crustales sont beaucoup plus fortes entre les stations LN25 et PR32, ce qui est cohérent avec la position de la croûte inférieure à faible vitesse (Fig. 11 dans Plasman et al., 2017). La bordure NW ne présente pas

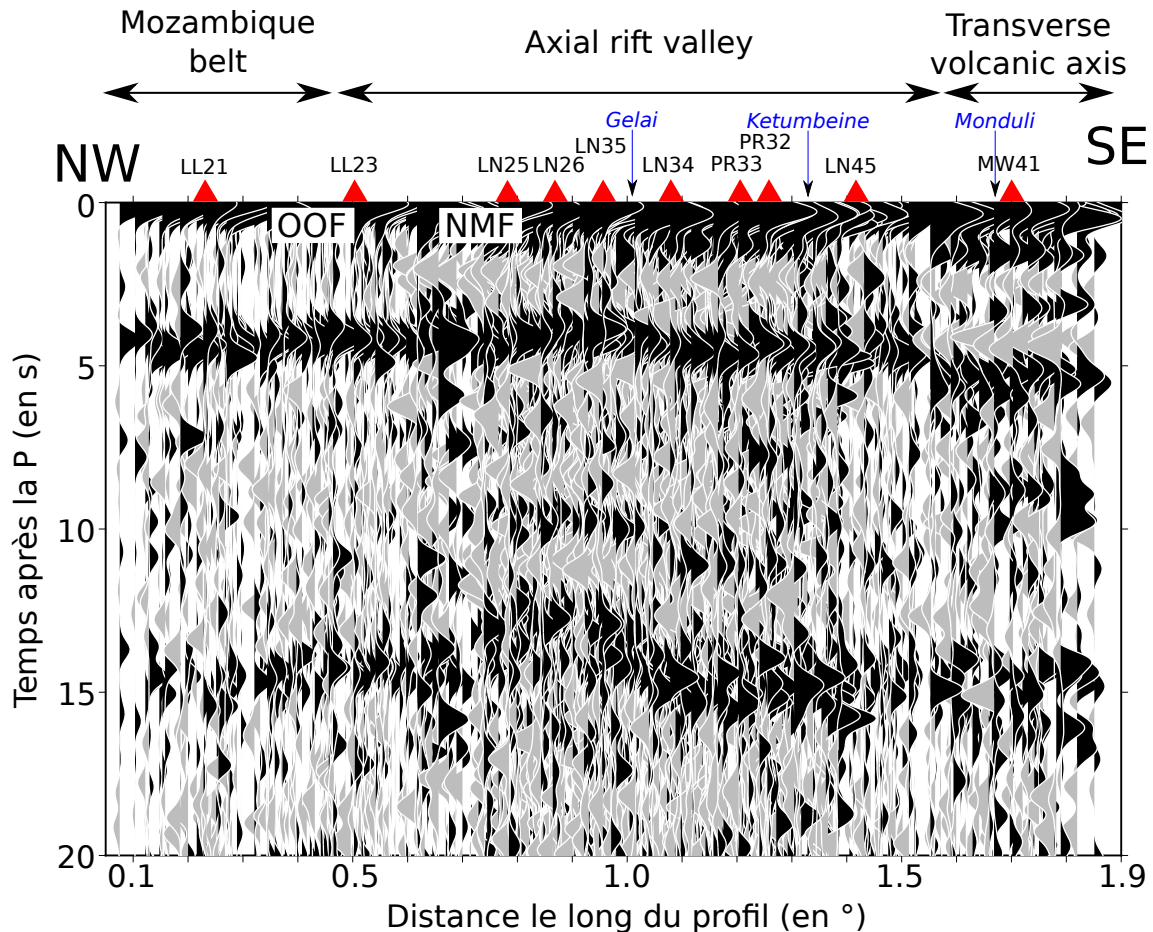


FIGURE 3.3 – Représentation de l'ensemble des fonctions récepteur pour les stations localisées le long du profil 2 (Fig. 3.1) en fonction de la distance entre leur point d'impact au Moho et le début du profil. La position des principales structures géologiques est reportée.

*Representation of the all receiver functions pour the stations located along the profile 2 (Fig. 3.1) according to the distance between the piercing point on the Moho and the begin of the profile. The position of the mains geological structures are shown. OOF : Ol Donyo Ogol Fault, NMF : Natron Master Fault*

(ou peu) de signal intra-crustal à l'inverse de la bordure SE, qui présente une succession de phases positives et négatives dans la croûte. Ces signatures sont probablement reliées à la présence du volcan Monduli.

Enfin, on peut noter que sur les deux profils, toutes les RFs localisées dans la vallée axiale présentent une phase collée ou très proche de la phase P directe, typique de la signature d'un bassin sédimentaire. Cette signature est également visible sur les premiers modèles tomographiques locaux (Roecker et al., 2017).

Ces représentations ne sont qu'une étape préliminaire à la migration, où cette fois les différentes phases sont repositionnées plus précisément dans l'espace suivant leur angle

d'incidence et d'après un modèle de vitesse. Les résultats de la migration sont présentés sur les figures 3.4 & 3.5, pour les profils 1 et 2, respectivement. L'observation des deux coupes valide la plupart des principaux résultats de l'article précédent, mais apporte aussi quelques précisions sur la structure lithosphérique.

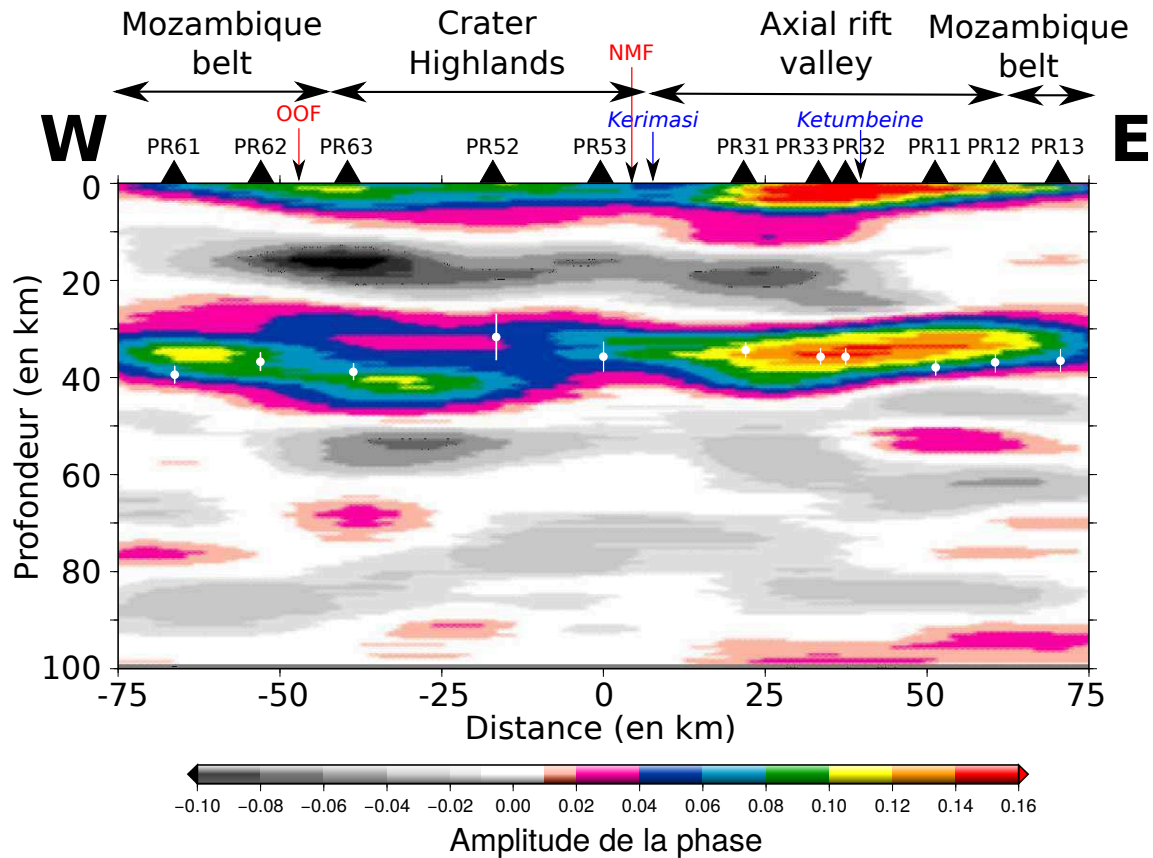


FIGURE 3.4 – Migration du profil 1 (Fig. 3.1 & 3.2) obtenue en utilisant la méthode du Common Conversion Point (Zhu, 2000). L'échelle de couleur est fonction de l'amplitude des conversion PS à chaque interface. Au sommet du profil, la position des stations ainsi que les principales structures géologiques sont reportées.

*Migration of the profile 1 (Fig. 3.1 & 3.2) obtain using the Common Conversion Point Technique (Zhu, 2000). The colorscale represent the amplitude of the P-S conversion at each interface. On the top of the profile the location of the stations and the main geological structures are shown. OOF : Ol Donyo Ogol Fault, NMF : Natron Master Fault*

La migration du profil 1 (Fig. 3.4) confirme que le Moho est retrouvé de façon continue le long du profil. Sa signature, sous le Crater Highlands semble, comme dans la figure (Fig. 3.2 plus complexe et plus étalée en profondeur. Cet "étalement" est aussi particulièrement visible sur les incertitudes des résultats de H-k stacking, calculées par bootstrap. En effet, on observe une incertitude de  $\pm 3.2$  km pour les stations situées sur le Crater



Highlands alors que l'incertitude sur le reste du réseau n'est que d'environ 1.7 km.

La profondeur de la convertie au Moho sur la migration est cohérente avec les résultats obtenus par la méthode de Zhu and Kanamori (2000) (points blancs sur la figure 3.4). La migration met aussi en évidence une forte conversion d'amplitude négative, correspondant donc à une anomalie négative de vitesse dans la croûte (à partir d'environ 10-15 km). Sa géométrie particulière (présente uniquement sous PR62-PR63 et PR31-32-33) est en totale adéquation avec la distribution spatiale retrouvée précédemment (Fig. 11 dans Plasman et al., 2017) ainsi que par Roecker et al. (2017) par une méthode totalement indépendante. A l'inverse, les deux extrémités du profil (sous PR61 et sous PR11-13), au niveau de la ceinture Mozambique montrent une croûte homogène sans interface particulière. On peut néanmoins nuancer les observations à l'Est car, du fait de problèmes techniques, les stations PR12 et PR13 présentent peu de RFs (respectivement 30 et 17 pour une moyenne de 67 RFs par station sur le reste du réseau). On remarque aussi que les stations au niveau du Ketumbeine présentent toutes une forte phase d'amplitude positive très proche de la phase de l'onde P directe. Cette signature est habituellement typique d'un bassin sédimentaire mais pourrait correspondre ici à des dépôts de sédiments volcaniques associés à l'activité passée du volcan (1.8-1.6 Ma, Le Gall et al., 2008). De plus, une deuxième phase, d'amplitude également positive semble se prolonger légèrement en profondeur, sous PR31 et PR32, jusqu'à atteindre environ 10 km.

Enfin, une couche à faible vitesse dans la partie supérieure du manteau a été mise en évidence précédemment. Elle présente une géométrie particulière avec un pendage vers le NW pour les stations du NW et un pendage vers le SE pour les stations du SE. Elle se traduit sur les fonctions récepteur, par un pic négatif aux alentours de ~7 s. Cependant il est difficile de retrouver cette signature sur toutes les stations (Fig. 14 dans Plasman et al., 2017). Ici seules les stations PR61-63, PR11 et PR13 présentent cette phase particulière pour le profil 1. Sur le profil migré, on observe une phase négative aux alentours de 65-70 km pour PR61, PR11 et PR13 et à environ 55 km pour PR63. Ces profondeurs sont en corrélation avec celles déduites par modélisation avec la méthode de Frederiksen and Bostock (2000). Le profil migré permet également de voir que cette interface mantellique semble bien pentée et continue pour la partie Est. Elle se prolonge sous la vallée axiale à environ 50-55 km pour rejoindre le flanc ouest du profil. Si son amplitude n'est pas constante, elle n'en demeure pas moins continue.

Le profil 2 (Fig. 3.5) présente aussi une signature au Moho continue à une profondeur

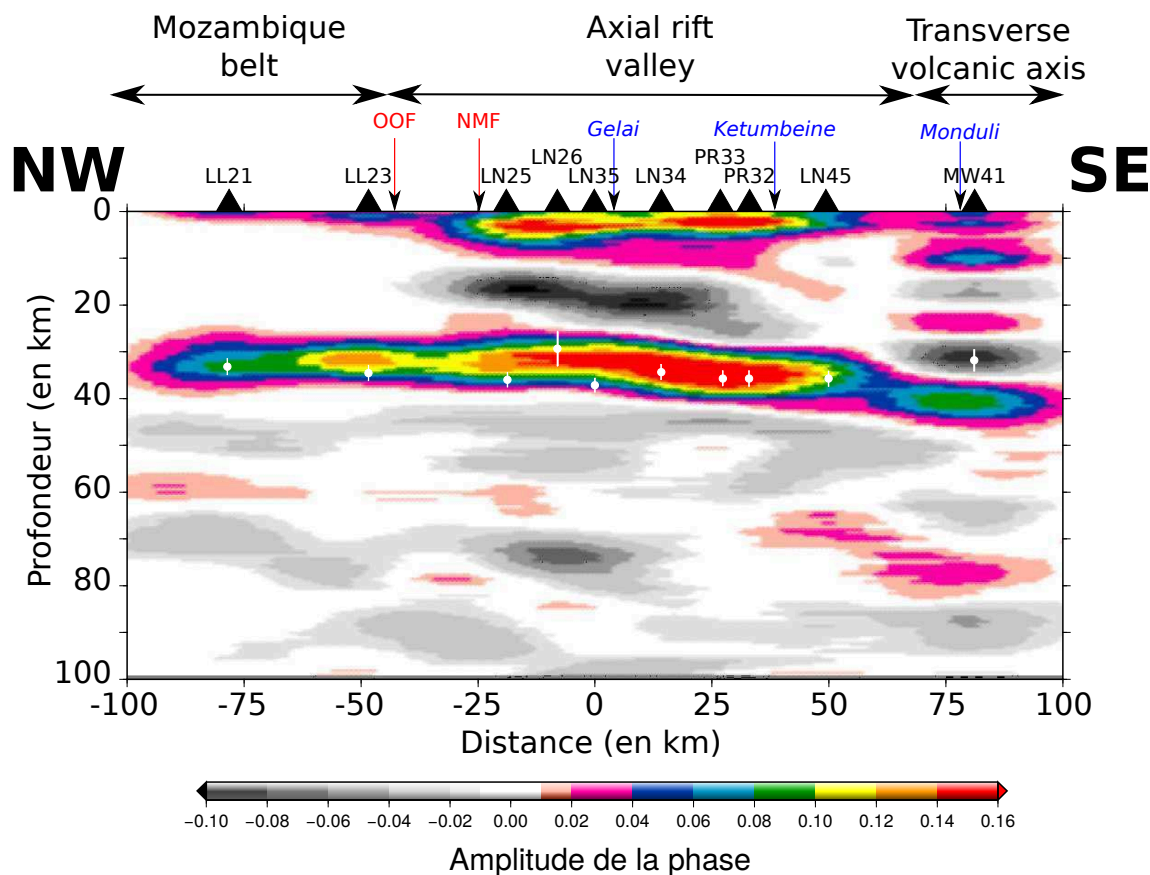


FIGURE 3.5 – Résultat de la migration du profil 2 (Fig. 3.1 & 3.3). L'échelle de couleur est fonction de l'amplitude des conversion PS à chaque interface. Au sommet du profil, la position des stations ainsi que les principales structures géologiques sont reportées.

*Results for the migration of the profile 2 (Fig. 3.1 & 3.3). The colorscale represent the P-S conversion amplitude for each interface. At the top of the profile, the position of the stations and the main geological structures are reported OOF : Ol DOnyo Ogol Fault, NMF : Natron Master Fault*

relativement constante (~35 km) pour s'épaissir sous Monduli (~40 km), comme le suggèrent aussi les résultats de la H-k stacking inversion (Zhu and Kanamori, 2000). De plus la signature de la croûte inférieure à faible vitesse apparaît clairement entre les stations LN25 et PR33. Les faibles dimensions de cette zone sont en corrélation avec l'extension 3-D mise en évidence précédemment (Plasman et al., 2017) et par Roecker et al. (2017). Il est remarquable que la partie NW du profil, correspondant à la ceinture Mozambique, ne présente aucune structure intra-crustale, dénotant une hétérogénéité structurale impressionnante. A l'inverse, la partie SE, au niveau du volcan Monduli, présente une croûte très hétérogène avec une succession de phases d'amplitude positive et négative extrêmement bien marquées. Tout comme pour le profil précédent, une phase d'amplitude positive, collée à l'onde P directe, est aussi visible sur certaines stations. On la retrouve ici entre

les stations LN25 et LN45 et correspond à la localisation de la vallée axiale du rift. Elle pourrait être représentative des couches sédimentaires ou volcaniques présentes dans la vallée axiale. L'interface mantellique présente sur le profil 1 est beaucoup moins marquée ici, mais pourrait correspondre à la conversion négative vers 50 km de profondeur que l'on peut suivre sur l'ensemble du profil (Fig. 3.5). Son amplitude y est beaucoup moins marquée et pourrait correspondre à des multiples intra-crustaux.

### **3.3 Imagerie par magnétotellurique**

1                   **Lithospheric structure of a transitional**  
2 **(magmatic/amagmatic) rift system : 3-D Magnetotelluric**  
3 **imaging in the North Tanzanian Divergence, East Africa**

4 M. Plasman<sup>1</sup>, S. Hautot<sup>2</sup>, P. Tarits<sup>1</sup>, S. Gautier<sup>3</sup>, C. Tiberi<sup>3</sup>, B. Le Gall<sup>1</sup>, K.

5 Mtelela<sup>4</sup>, R. Gama<sup>4</sup>

6 <sup>1</sup> IUEM, UMR Géosciences Océan, Plouzané, France

7 <sup>2</sup> IMAGIR sarl, Brest, France

8 <sup>3</sup> Géosciences Montpellier, Université de Montpellier 2, France

9 <sup>4</sup> University of Dar es Salaam, Dar es Salaam, Tanzania

10 **SUMMARY**

11       The continental break-up is strongly controlled by several processes (rheology, inherited structures, magmatism,  
12 etc..). Their impact, chronology and interactions are poorly known and still debated. In order to better understand  
13 the rifting initiation in a cratonic lithosphere, 26 magnetotelluric (MT) soundings, organized along two hundred  
14 kilometers East-West profiles, were collected on the North Tanzanian Divergence, the earliest stage of the East  
15 African Rift. The study of the two three-dimensional electrical resistivity models reveals two rifting regime that  
16 totally differs from the Natron to the Manyara rift segment while only separated by an hundred kilometers. When  
17 the Natron part presents a rather conductive medium containing several resistive features (Proterozoic Belt) the  
18 Manyara segment displays a strong resistive medium (cratonic blocks) surrounding a conductive structure located  
19 under the axial valley. Assimilated to a hot material rising up, it never reaches the surface and may express a magma  
20 trapping at depth, location of many earthquakes. Conversely the Natron part is affected by some melt upwelling  
21 and more particularly near the volcanic Crater Highlands area, where a magma chamber is highlighted at depth  
22 (~40 km) with a possible connection to shallow structures along a thin channel. These discrepancies are mostly  
23 explain by the variation of rheology (e.g. grain size) between the cratonic features and the Proterozoic mobile Belt.  
24 Finally we also evidence that lithospheric inherited structures have controlled the setting up and geometry of the  
25 rifting.

26 **Key words :** Magnetotellurics, 3-D inversion, North Tanzanian Divergence, rift

## 27 **1 Introduction**

28 The breaking-up of continental lithosphere is a complex and not yet totally understood phenomenon. The  
29 respective roles of regional stress, rheology, magmatism and inherited structures are not clear and still discussed  
30 through data analysis and modeling (Prodehl et al., 1997; Buck, 2007; Corti, 2009; Koptev et al., 2015). One of the  
31 most appropriate candidate for addressing these issues is the reference East African rift system (EARS) that runs  
32 over almost 3000 km, from Afar to the Mozambique gulf, cutting through Archaean to Paleozoic orogenic belts and  
33 Permo-Triassic to Paleogene rift zones (Fig. 1). One or two mantle plumes seismically imaged (Ritsema et al., 1999)  
34 and detected through He3/He4 ratios analysis (Hilton et al., 1999; Pik et al., 2008) seem to control the initiation  
35 and propagation of the EARS (Ebinger and Sleep, 1998; Rogers et al., 2000).

36 The present stage of continental break-up occurs in North Tanzania where the rift interacts with a strong  
37 and heterogeneous cratonic lithosphere (Le Gall et al., 2008). There in the North Tanzanian Divergence (NTD)  
38 important changes in structural styles and magmatic patterns are observed (Dawson, 1992; Foster et al., 1997;  
39 Le Gall et al., 2008; Nonnotte et al., 2008; Ebinger et al., 2013; Muirhead et al., 2015; Lee et al., 2016) in relation  
40 with a number of interacting processes that are the main targets of this work. Our study is focused on two diverging  
41 segments of the NTD that demarcate both for their respective orientation and their magmatic and sismo-tectonic  
42 patterns. The northern rift segment referred to as the Natron segment encloses several volcanoes (Lengai, Gelai,  
43 Crater Highlands) and displays a shallow seismicity ( $\sim 20$  km) that has been attributed to dyke emplacement during  
44 the Gelai crisis in 2007 (Calais et al., 2008). The southern segment named the Manyara segment corresponds to a  
45 nearly amagmatic rift with a few isolated volcanoes and a deeper seismicity ( $\sim 30$  km) than in the Natron segment,  
46 possibly associated to fluid flows (Albaric et al., 2014).

47 One possible method to investigate the lithosphere structure is magnetotellurics (MT). The MT method is  
48 used to image underground resistivity variations. It is based on the processing of natural time variations of the  
49 horizontal components of the electric and magnetic fields. For MT recording from several hours to a few days  
50 the penetration depth, a function of the frequency content, varies between hundred meters to several hundreds of  
51 kilometers (Chave and Jones, 2012). We collected new MT data in the NTD along two  $\sim$ hundred km-long parallel  
52 EW-oriented transects to investigate the lithospheric differences between the Natron and Manyara rift segments

53 (Fig. 2). The combined study of these two profiles highlights two different rift-related lithospheric patterns mainly  
54 controlled by the lithospheric nature (grain-size variations between the cratonic lithosphere and the proterozoic belt).  
55 The northern part displays a conductive medium containing a few resistive bodies associated with the Mozambique  
56 Belt and possibly some melt upwelling associated with volcanoes at the surface on the Crater Highlands area. The  
57 orientation of these structures reveals a control of inherited structures in the setting up of the rift in this area. In  
58 contrast the Manyara segment presents a more resistive medium than the Natron one and two major conductive  
59 structures confined beneath the axial valley. This discrepancy is tentatively assigned to the presence of the craton  
60 which has acted as a barrier for rift propagation and strain distribution, while also controlling magma upwelling  
61 or trapping. Finally an original correlation is also observed between resistive features and low-velocity structures  
62 which reveals the major role of CO<sub>2</sub> content in the North Tanzanian Divergence rifting.

## 63 **2 Geological setting**

64 The EARS outlines the boundary between the Somalian and Nubian plates (Calais et al., 2006). It extends over  
65 more than 3000 km in a NS direction from the Red Sea to the Mozambique margin (Fig. 1). The EARS splits  
66 into two branches around the Tanzanian Archaean craton, and propagated preferentially throughout Proterozoic  
67 orogenic belts (McConnell, 1972; Simiyu and Keller, 1997) as being strongly influenced by inherited NS basement  
68 fabrics (Smith and Mosley, 1993; Le Gall et al., 2008). The two branches of the EARS differ strongly being either  
69 amagmatic to the West or magma-rich to the East. This discrepancy could rise from their respective position with  
70 respect to the African mantle plume, currently localized beneath the Tanzanian craton (Koptev et al., 2015). Bagley  
71 and Nyblade (2013) propose that the shallow structural pattern of the entire Afro-Arabian rift system is strongly  
72 influenced by lower mantle flows, oriented NE-NNE, and deflected and channelized along the eastern side of the  
73 Tanzanian craton (Koptev et al., 2015).

74 Crust and mantle xenolith data indicate that Archaean mantle lithosphere underlies thin-skinned thrusts of the  
75 Pan-African orogeny (Vauchez et al., 2005; Aulbach et al., 2008; Baptiste et al., 2015). Mantle under the axial rift  
76 presents a low-velocity zone (between ~60 - 200 km) suggesting a local thinning (Green et al., 1991; Achauer et al.,  
77 1992).

78 In northern Tanzania, the rift is characterized by the splitting of the South Kenya rift system - the Natron  
79 segment - southwards into three rift segments with diverging orientations (NTD, Fig. 1) : the Eyasi-Wembere,

80 the Manyara-Balangida and the Pangani rifts. The NS-oriented Natron rift segment displays a typical graben-like  
81 structure 50-80 km wide caught between the Tanzanian Craton to the West and the Mozambique Belt to the East.  
82 Its axial valley infill comprises Pliocene-recent volcanic rocks overlying Proterozoic metamorphic basement terrains  
83 (Baker and Wohlenberg, 1971; Fairhead et al., 1972). Crustal extension is estimated at ca. 5-10 km in the Natron rift  
84 segment (Gloaguen, 2000). At its southern end the Natron rift segment is anomalously wide. Le Gall et al. (2008)  
85 suggest the presence of an earlier basin in addition to the axial valley. This basin, the Ol Donyo Ogol east-facing  
86 half-graben, is currently uplifted in the footwall of the Natron master fault.

87 The rift keeps its NS-orientation until the Ketumbeine volcano and progresses southward with a slight deviation  
88 along the Manyara-Balangida rift arm that extends between the Mbulu (West) and Masai (East) cratonic blocks  
89 (Fig. 2) (Le Gall et al., 2008). The Manyara and Balangida east-facing bounding faults are highly segmented with  
90 N20°E- and N50°E-trending segments, the latter following inherited basement fabrics.

91 The transition from the Natron magmatic segment to the amagmatic rift arms of the NTD coincides with a  
92 Quaternary volcanic chain running over > 200 km with an EW direction from the Crater Highlands to the still  
93 active Kilimanjaro volcano (Dawson, 1992; Nonnotte et al., 2008; Mana et al., 2015). This volcanic axis is mainly  
94 composed of basanite or trachyte rocks (Nonnotte, 2007; Dawson, 2008). The Crater Highlands is a seismically  
95 active region and includes a number of Pliocene-Recent eruptive centers (Dawson, 1992; Muirhead et al., 2015).  
96 Magmatism has migrated from the Eyasi area northward and eastward from ~5.9 My to 0.5 My with a maximum  
97 of activity at about 2.3 My. The NTD is also characterized by an other volcanic axis, N-S oriented, including the  
98 Lengai, Kerimasi (active between 0.6-0.32 Ma, Mana et al., 2015) or Kwaraha volcanoes and is characterized by  
99 nephelinite lavas (Fig.2). The still active and carbonatitic Ol Doinyo Lengai is located near the southern tip of the  
100 Natron border fault. A sequence of eruption, dyke intrusion and damaging earthquakes in 2007 are proofs of its  
101 ongoing activity (Baer et al., 2008; Calais et al., 2008). The source of the dyke intruding the flank of the Gelai  
102 volcano was assumed to be rooted from an active magma chamber beneath Gelai in spite of the youngest lava flows  
103 on Gelai are dated at ~1 Ma (Mana et al., 2015; Muirhead et al., 2015).

104 In the Natron segment the crust thins markedly from its axial valley (~34 km) to the eastern rift flank in  
105 Pan-African basement rocks (39-42 km) and to the western flank in the Tanzanian Craton (37-38 km) (Last et al.,  
106 1997; Dugda et al., 2005; Plasman et al., 2017). Moreover Plasman et al. (2017) and Roecker et al. (2017) highlight  
107 a clear low-velocity lower crust (~15-30 km) beneath the Crater Highlands and Gelai areas. This feature has a

108 complex 3-D geometry and does not seem to be directly correlated with the volcanic edifices.

109 The seismic activity is quite different between the northern and southern part of the NTD. The Natron basin  
110 presents shallow seismicity ( $\sim 15$  km), mainly localized under Lengai and Gelai volcanoes (Albaric et al., 2010)  
111 though some earthquakes were recently recorded deeper in the lower crust (Lee et al., 2016, Weinstein et al,  
112 submitted). The Manyara-Balangida basin presents a deeper seismicity ( $\sim 30$  km) than in Natron area clustered  
113 along the Manyara fault without any associated magmatic activity observed at the surface (Albaric et al., 2009;  
114 Mulibo and Nyblade, 2009; Craig et al., 2011; Albaric et al., 2014).

## 115 **3 Magnetotelluric soundings**

### 116 **3.1 Survey and data processing**

117 The data used in this study were acquired in 2013 & 2015 during two French projects (Colibrea and Electrolith)  
118 and an American NSF project (Crafti). We carried out two magnetotelluric surveys along EW profiles perpendicular  
119 to the main strike of the rift (Figs. 1 & 2). The 120 km-long northern profile runs across the southern end of the  
120 Natron segment and comprises 11 MT sites (Fig. 2). Five additional stations were collected around the Lengai  
121 volcano (Fig. 2). The 100 km-long southern profile extends through the Manyara segment and comprises 10 sites  
122 (Fig. 2). On average the MT sites are  $\sim 10$  km apart depending on accessibility in the field. They are only a  
123 few kilometers apart around the Lengai volcano. All MT soundings were recorded with Metronix ADU-07 data  
124 acquisition systems and MFS06 magnetic coils. The electric potentials were measured between two non-polarizable  
125  $\text{Cl}_2$ - $\text{PbCl}_2$  electrodes with an average spacing of 100 m. Magnetic and electric fields were recorded along the magnetic  
126 North-South and East-West directions during 1-2 days depending on the sites and in three frequency bands resulting  
127 in data at frequencies ranging from 1/512 - 1024 Hz.

128 The complex MT impedance tensor  $\underline{\mathbf{Z}}$  relating the horizontal electric field ( $E_x, E_y$ ) to the horizontal magnetic  
129 field ( $H_x, H_y$ ) was computed with BIRRP (Bounded Influence Remote Reference Processing, Chave and Thomson,  
130 2004). The amplitudes (scaled as apparent resistivity) and phases of the off-diagonal ( $Z_{xy}$  and  $Z_{yx}$ ) and the diagonal  
131 ( $Z_{xx}$  and  $Z_{yy}$ ) terms are shown in Figs. 3 - 5 as pseudo sections (a function of position and period considered as  
132 depth proxy). An example of MT impedance (site p02) representative of the whole data set quality is presented in  
133 Fig. 6.

134



135 The pseudo sections of the impedance tensor show a different pattern between the northern (Figs. 3 & 4) and  
136 the southern profiles (Fig. 5). The northern off-diagonal component pseudo sections are dominated by low apparent  
137 resistivity values. The sites on the axial rift valley (p08-p10 and Lengai volcano stations, Fig. 2) are generally the  
138 most conductive over all the period range with the smallest diagonal terms. Sites on the Crater Highlands (p04-p07,  
139 Fig. 2) are more resistive than those in the axial valley at short periods. For periods greater than 10 s, the apparent  
140 resistivity increases. A crude rule of thumb considers that data at periods  $> 10$  s are likely reflecting the upper  
141 mantle ( $> 40$  km) (Spratt et al., 2014) although the penetration depth also depends on the resistivity distribution  
142 (Ledo and Jones, 2001; Simpson and Bahr, 2005). In contrast the southern profile data are more resistive than to  
143 the North. Moreover at some sites the amplitude of the diagonal terms is larger than the off-diagonal (component  
144  $Z_{xx}$  for m09 and m10 or component  $Z_{yy}$  for m03, Fig. 5) showing strong lateral variations of resistivity.

145  
146 The MT tensor provides structural information that may be characterized by the tensor strike as a function of  
147 frequency. We used the formalism by Council et al. (1986) to compute the tensor strike. The maximum electrical  
148 direction (MED) plotted is the rotation angle assumed to be real for the electric field while the rotation of the  
149 magnetic field is a complex number. Both rotations maximizes (or minimizes) the impedance tensor in its off-  
150 diagonal form. In 2-D, the MED corresponds to the strike or its perpendicular. This direction is often called the  
151 geoelectrical strike. For both profiles the MED presented in Fig. 7 has an approximative NS-EW direction. Many  
152 sites depart however significantly from this regional strike with a direction stable with period. This observation  
153 suggests that several geological directions influence the MT tensor strike.

## 154 3.2 Modelling

155 Despite the fact that data were acquired along profiles it is convenient to use 3-D inversion to include the full MT  
156 tensor in the analysis to account for the variability of the tensor strike with position and period. Siripunvaraporn  
157 et al. (2005) and Hautot and Tarits (2010) show that this approach allows to recover structural features on each  
158 side of the profile. In addition it allows to include the Ol Doinyo Lengai MT sites.

159 We applied the full 3-D tensor inversion algorithm of Hautot et al. (2000, 2006, 2007) to separately model the  
160 northern and southern data. The approach uses an iterative procedure to minimize the misfit function between the  
161 observed data and the model response using a non linear steepest gradient method with a regularization term. We

162 used the full MT tensor at all available frequencies and at all available sites. The minimum error floor was set to  
163 a minimum value of 1.5 and 3 % of the impedance amplitude for the off-diagonal and the diagonal components  
164 respectively. The maximum error floor was the standard deviation from the data processing.

165 The northern model includes data from the 11 sites of the profile (p01-p11) and the Ol Doinyo Lengai sites  
166 (102-105, 107). The model is parametrized with 11 blocks in the North direction, 31 blocks in the East direction and  
167 15 layers in the vertical direction with thicknesses increasing with depth. This model represents a final volume of  
168  $80 \times 157.2 \times 90.9 \text{ km}^3$ . The average horizontal size of the blocks in the central area is 4.25 km. The model parameters  
169 are the resistivity values in each cell. The cells are grouped as a function of depth to account for the decreasing  
170 resolution (Hautot et al., 2007). In areas with poor data coverage the cells were also grouped to prevent spurious  
171 effects due to the excess of parameters compared with the data. The starting model is obtained from a 1-D analysis  
172 of the maximum impedance along the MED. The final root-mean-square (RMS) is 3.8, a relatively still large value  
173 because we used small error floors. Most of the four components of the MT tensor are well modelled (e.g. Fig. 6).  
174 The final 3-D best resistivity distribution is shown in Fig. 8 as an East-West vertical section along the northern  
175 profile and in plane-view for 6 different depths in Figs. 10 - 12. Letters are used to define areas in both the vertical  
176 and horizontal sections.

177 The southern model is parametrized with 7 blocks in the North direction, 28 blocks in the East and 15 in the  
178 vertical direction (with increasing thickness with depth, similarly as for the northern profile) for a final volume of  
179  $47.1 \times 117 \times 90.9 \text{ km}^3$ . The starting model is obtained as previously described. The final RMS was 4.1 again because  
180 of the small error floor we used. As for the northern model the four components of the MT tensor are well fitted.  
181 An East-West section of the best 3-D resistivity distribution is shown in Fig. 9 and in plane-view in Figs. 10 - 12.  
182 For this profile, we use letters with a prime to identify regions in the model.

183

### 184 **3.3 Sensitivity analysis**

185 We run a sensitivity analysis on both models. We used the approach developed by Hautot et al. (2000, 2007)  
186 based on the evolution of the misfit when the resistivity of one (or several) parameter(s) of the model is modified.  
187 We set a threshold of acceptability for the misfit (which is function of the error value on the data) and for each  
188 parameter or group of parameters we vary the resistivity until the threshold is reached (see Hautot et al., 2007,

189 for more details). For each parameter we compute the difference between the best model log10 resistivity (BMR)  
190 value and the log10 value of the resistivity that was necessary to change the misfit to reach the misfit threshold.  
191 This log10 difference thus corresponds to a ratio that may increase or decrease. We take the absolute value of the  
192 difference to keep it positive. The sensitivity analyses for the northern and southern profile are presented in Figs. 13  
193 and 14. Results for both increases and decreases are shown. When the difference is  $< 0.4$  log unit the parameter is  
194 considered constrained by the data (Hautot et al., 2007). For value  $> 0.4$  the parameter may be poorly constrained  
195 and the associated structure poorly resolved. However the interpretation of a ratio  $> 0.4$  needs some care. The  
196 MT impedance is more sensitive to changes in high conductivity values than in high resistivity values. Thus when  
197 the BMR is small, a ratio of 0.4 is a good estimate for the sensitivity. For instance in layer 13 (Fig. 13), the large  
198 resistors have also a large sensitivity ratio but may be considered accurately resolved because the BMR is large  
199 ( $\sim 1000$  ohm-m). In contrast in layer 10 and 11, the NE conductive structures (low BMR) are not well resolved since  
200 the sensitivity ratio is large for both increase and decrease of the initial resistivity.

## 201 4 Interpretation

### 202 4.1 Northern MT profile

203 The resistivity distribution in the northern region is heterogeneous in the first 50 km, with the presence of large  
204 resistive structures surrounded by a more conductive medium (Figs. 8, 10 - 12). At greater depths ( $> 50$  km), the  
205 medium becomes more homogeneous and conductive. In order to discuss our results, we have reported both on MT  
206 maps and sections for the two models the local seismicity from 2007 networks relocated in a 3-D velocity model  
207 (Albaric et al., 2010; Gautier et al., 2016). In addition, we also reported the Moho depth from Plasman et al. (2017)  
208 on the northern resistivity model (Fig. 8).

209 The MT section for the northern profile (Fig. 8) points out different conductive and resistive areas. First we  
210 observe a shallow region  $B$  which is the most conductive part of model ( $\sim 10$  ohm.m $^{-1}$ ). It corresponds to a  $\sim 5$  km  
211 thick layer, excepted beneath p07 where it reaches a thickness of  $\sim 15$  km (Figs. 8, layer 7 - 11 on Figs. 10 & 11).  
212 Both geometry and resistivity values are well constrained at shallow depth (layer 7, Fig. 13). In layers 10 and 11  
213 ( $\sim 1 - 8$  km depth, region  $B$ ) only the geometry of the structures is well resolved and might have two possible  
214 origins. As the major part of the region  $B$  is localized in the rift axial valley and is clearly delimited to the West by  
215 the Natron master fault (Le Gall et al., 2008). This area may correspond to a sediment layer associated with the

216 rifting dynamics (Birt et al., 1997; Ebinger et al., 1997). Our results also indicate that this high conductive region  
217 spreads toward the West of the axial valley near the Lengai and Kerimasi volcanoes in the northeastern part of the  
218 Crater Highlands (Fig. 2). This suggests that an other possible origin of the region *B* could correspond to the deep  
219 sedimentary sequences beneath the Crater Highlands-Kilimanjaro Quaternary transverse volcanic belt (Nonnotte  
220 et al., 2008; Mana et al., 2015) (Fig. 1). At depth ranging from 7 to 20 km depth (layer 10 & 11, Figs. 10 and 11), the  
221 lowest resistivity values are observed beneath the Kerimasi and Lengai volcanoes (Hay, 1983; Le Gall et al., 2008)  
222 and in the northern part of the Crater Highlands near the Embagai volcano (Dawson and Powell, 1969) (Figs. 1 &  
223 2). Geometry and resistivity values of this structure are well resolved (Fig. 13).

224 MT sites near the Lengai and Gelai volcanoes displays N50°E MED (Fig. 7), i.e. nearly parallel to tectono-  
225 magmatic trend associated to the 2007 Gelai seismo-tectonic crisis. Previous studies show a fault plane striking  
226 NE-SW, N33°E, dipping 60° to the N-W at depth from 2-14 km (Calais et al., 2008; Albaric et al., 2010). The  
227 existence of this fault is supported by a strong seismic activity well-located along the same NE-SW trend (Gautier  
228 et al., 2016; Roecker et al., 2017) (layer 10, Fig. 10).

229 Beneath this high conductive *B* region, MT results highlight two large resistive structures *A* & *E* extending in  
230 a NS direction down to 50 km depth. These two regions are separated by a less resistive area beneath p07 (Fig.  
231 8, 11 and 12) that widens at depth greater than 40 km. The geometry of all these structures as well as the lower  
232 bound of their respective resistivity values are correctly resolved (Fig. 13).

233 The westernmost part of the resistive region *A* is in contact with a conductive structure *D* along a well resolved  
234 boundary extending from ~8 - 50 km in depth (Fig. 13). The model also suggests that this conductive structure  
235 *D* could be connected to both the deep conductive layer and to the conductive surface area located beneath p03  
236 between the two resistive blocks *A*. This connection is however marginally resolved as being at the border of the  
237 resistivity model. The NS extension of the top of *D* unit is limited at shallow depth (Figs. 10 - 12). The conductive  
238 unit between the two resistive blocks *A* connects to the surface and seems resolved (Fig. 13).

239 On the East side, we observe a conductive trend *F* dipping Eastward between *C* and *E* regions (Fig. 8). The  
240 dipping of this channel-like feature shifts eastward the deep conductive root with respect to the rift valley. The unit  
241 *F* is broader and less conductive than the unit *D* to the West. The unit *C* could correspond to the Proterozoic  
242 crust of the Mozambique Belt on the eastern edge of the NTD (Le Gall et al., 2008). Then the conductor *F* seems  
243 to connect the rift valley to the deep conductive layer.

244 Basement terrains in the NTD recorded a complex geological history with multiple collisional events, especially  
245 near the craton margin and the Proterozoic Mozambique belt (Smith and Mosley, 1993). The map location of this  
246 first-order boundary does not necessarily coincides with the boundary at depth. The boundary could be far to the  
247 West of the Crater Highlands (Figs. 1 & 2) because of Proterozoic thrust-like structures overriding the craton edge  
248 (Ebinger et al., 1997; Le Gall et al., 2008). It is thus suggested that the large resistive bodies *A* and *E* represent  
249 the Proterozoic basement of the rift. In this framework the alternance of resistors and conductors might image the  
250 interactions between the rift system and the Proterozoic belt. This hypothesis would fit with deep roots for the  
251 Natron Master Fault (Le Gall et al., 2008) highlighted by our results. MT images also suggest that the Ol Donyo  
252 Ogol Fault reaches  $\sim 12$  km depth (Figs. 8 and 11, layer 11).

253 Recent seismic studies propose a multi-dimensionnal image of the same area down to 30 km depth (Albaric  
254 et al., 2014; Plasman et al., 2017; Roecker et al., 2017). Our resistivity model seems to be in good agreement with  
255 the velocity distribution. The shallow part of the two resistive structure *A* and *C* is associated with high-velocity  
256 area whereas the region *B*, the axial valley and the Crater Highlands, is conductive and low-velocity zone in the  
257 first 10 km. In particular, the western part of the conductive *B* region, west of the Ol Doinyo Lengai (layer 10,  
258 Fig. 10, corresponds to a low-velocity zone ( $V_p$  and  $V_s$ ) associated with a large  $V_p/V_s$  ratio (1.80) up to 12 km  
259 depth. The first 10 km of the conductive structure *F* (about 10 km in depth) is also a low-velocity structure in the  
260 seismic models.

261 In contrast the westernmost conductive area *D* appears as a high-velocity zone down to 10 km depth. Moreover  
262 the top of the thin rather conductive channel between the two blocks *A* and *E* corresponds to a high velocity area.  
263 The receiver function analysis by Plasman et al. (2017) agrees with this observation and confirms the widening of  
264 the deepest part of the conductive channel between blocks *A* and *E*.

265 At 60 - 70 km depth, the structure becomes more homogeneous and conductive ( $\sim 50$ -150 ohm.m) but are still  
266 resolved (Fig. 13). This observation is in agreement with a thinned lithosphere (Green et al., 1991; Achauer et al.,  
267 1992). In map view (layers 12-14, Figs. 11 & 12), we observe that the dominant direction of the electric structure is  
268  $\sim N120$ - $130^\circ E$ , i.e. oblique to the NS rift axis. At both ends, the possible connection between the deep conductive  
269 layer and the vertical conductors are only marginally resolved.

## 4.2 Southern MT profile

Compared to the northern MT profile, the model is globally more resistive (Figs. 9 - 12). The sensitivity analysis demonstrates that it is well resolved (Fig. 14). The main conductive feature is a large region  $F'$  located beneath m04-m08 from 40 km depth until the bottom of the 3-D model. A 70 km thick resistive  $C'$  unit is observed on the eastern side of the model whereas the western part (under m01-m03) underlines three main different units at depth. The top of this eastern block corresponds to a 10 km-thick resistive area  $A'$ , overlying a more conductive body  $D'$  down to 20 km that presents an intricate 3-D geometry (Fig. 11). A small conductive structure  $E'$  is also observed at about 45 km depth (Fig. 12). The central shallow part of the model (up to  $< 15$  km depth) is composed of a 3-D complex conductor  $B'$  (Figs. 9, 10 and 11). It is difficult to conclude whether this structure is connected or not with the structure  $F'$ .

The major features of the upper part of the resistivity model ( $< \sim 40$  km) are in good agreement with the local tomography model from Albaric et al. (2014). The resistor  $C'$  corresponds to a positive P-velocity anomaly. The central conductors  $B'$  and  $F'$  nearly fit a large low-velocity region. The tomography model has a lower resolution than our resistivity model and cannot image the small wavelength structures observed in the resistivity distribution. Likewise the western resistivity model images more structures than the tomography model.

The resistive massive block  $C'$  with a positive P-velocity anomaly signature seems to correspond to the Masai block (Dawson, 1992). This large-scale structure is mostly composed of Archaean cratonic rocks known elsewhere to behave as a strong and rigid piece of lithosphere. It probably blocked the Cenozoic rifting propagation and resulted in the anomalous NTD rift geometry (Ebinger et al., 1997).

In the western part of the model, the region  $A'$  seems to correspond to the Mbulu domain over the Archean Tanzanian craton (Dawson, 1992; Le Gall et al., 2008) and is a resistive block with a conductive patch  $E'$ . The western part of the shallow conductive structure  $B'$  could match the highly deformed Mbulu oblique rifted domain (Macheyeki et al., 2008), an extension of the Mbulu plateau to the West  $A'$ . There is a clear signature of the Manyara fault in  $B'$  under m05 (MacIntyre, 1974). The MED at site m05, the nearest to the escarpment, correlates with the NNE-SSW strike of the Manyara-Balangida master fault (Ring et al., 2005) for all periods while sites on the Mbulu oblique rifted domain (m01-m04) have a MED constant with periods and different from m05 suggesting a control by faults in this domain. The main earthquakes of the Manyara segment are oriented along this fault orientation to (layers 12 - 14, Figs. 11 and 12) The boundaries of the large conductive structure  $F'$  beneath the rift

298 axial valley seem to be controlled by the Masai block to the East and the Tanzanian craton to the West (Fig. 12).

299 In contrast to the Natron region the Manyara basin is characterized by a deep (20-40 km) seismicity mainly  
300 aligned along the Manyara fault (Albaric et al., 2009, 2014; Mulibo and Nyblade, 2009). Along the southern MT  
301 profile, earthquakes are located at the tip of the conductive structure  $F'$  near the Masai block and some of them in  
302 the less resistive area between  $F'$  to  $B'$ .

## 303 5 Discussion

304 The main structural result of our MT modeling is the recognition of deeply-rooted fault-like features. The MED  
305 suggest that these faults are striking NE-SW and NW-SE, oblique to the NS-oriented rift axis. These directions  
306 are also visible northward into the resistivity model (Figs. 10 - 12) but less to the south where they combine in  
307 a complicated way with the rift direction. There, however the NE-SW MED network agrees well with basement  
308 fabrics occurring both in the cratonic and Proterozoic terrains to the South in the Mbulu block (Le Gall et al.,  
309 2008) suggesting the key-role of inherited structures on the structural organization of the rift at crustal scale (layers  
310 10-13, Figs. 10 - 12) and even at lithospheric scale (layer 14, Natron segment, Fig. 12). For the Manyara segment,  
311 the deep conductor ( $F'$ , layer 14, Fig. 12) seems confined between and oriented by what could be the Masai block  
312 (East) and the Tanzanian craton (West).

313 In the Natron segment, Plasman et al. (2017) and Roecker et al. (2017) highlight a low-velocity layer (LVL)  
314 in the lower crust between  $\sim 15$  km and the Moho, a major feature in their models. The authors argue that this  
315 LVL is not necessarily associated with partial melt because of the moderate  $V_p/V_s$  ratio value ( $\sim 1.8$ ). Different  
316 assumptions can be evocated to explain this LVL zone : (1) a temperature or composition change (Julià et al.,  
317 2005), (2) the presence of anisotropy (Hammond et al., 2014) or (3) a high content of  $CO_2$  (Roecker et al., 2017).  
318 The observed correlation between a low velocity and a resistive structure ( $A$ ,  $E$ , Fig. 8) for the northern profile is in  
319 disagreement with the melting hypothesis and supports alternate options such as the presence of  $CO_2$ . Additionnaly  
320 the  $CO_2$  could explain the observed seismicity (Roecker et al., 2017) as suggested by Albaric et al. (2014) for the  
321 Manyara segment seismicity.

322 In the Manyara segment, there is no detailed seismic models which prevents from generalized the above observa-  
323 tion. At greater scale than our study Julià et al. (2005), Last et al. (1997) and Tuluka (2010) observe a low-velocity  
324 lower crust. The vertical resolution of the tomography model proposed by Albaric et al. (2014) does not allow a

325 comparison with our resistivity model. The 2007 seismicity studied by Albaric et al. (2014) is localized in a conduc-  
326 tive zone (Fig. 9) in contrast with the shallower seismicity of the Natron segment distributed between resistive and  
327 conductive regions. It is not clear whether the same process ( $CO_2$ ) operates in both segments.

328 Our resistivity models provides a structural picture of the NTD lithosphere that globally fits with some of the  
329 results of Selway (2015). Nevertheless, a direct comparison is difficult because of the large scale of her study and  
330 the different location of the profiles. In the northern region, both models show (1) the existence of two conductive  
331 shallow zones on both sides of the rift zone ( $D$  and  $F$ ), and (2) the more conductive nature of the Tanzanian craton  
332 with regards to the Mozambique belt near the axial rift valley ( $A$  and  $E$ ). According to Selway (2015), low resistivity  
333 values of the cratonic lithosphere are not caused by the presence of partial melt but due to high hydrogen content  
334 (Selway, 2015). Indeed, while the Mozambique Belt appears anhydrous ( $< 10^{-15}$  wt% water), the Tanzanian craton  
335 has a high water content ( $10^{-2}$  wt% water). Nevertheless Selway (2015) argues that the hydrogen content cannot  
336 explain the distribution of strained zone in the Mozambique Belt. The author suggests that the grain size is the  
337 controlling factor for this location. By decreasing the viscosity of the lithosphere it is making the asthenospheric  
338 melt rise in the lithosphere easier. This suggestion seems supported by our resistivity model of the Natron segment  
339 where upwelling of mantle melting follows preferentially major faults (Fig. 8). The process explains the great amount  
340 of volcanism, the lack of deep earthquakes (Fig. 8) as well as high  $V_p/V_s$  ratio values (e.g. Plasman et al., 2017)  
341 suggesting the presence of partial melting. The volcanic area of Crater Highlands might be connected by a deep  
342 source as suggested by the thin conductive structure observed beneath p07 from 15 to 40 km depth (Fig. 8). This  
343 area is well resolved by our data (Fig. 13). The upper part of this channel appears as a high velocity area and  
344 low  $V_p/V_s$  ratio in Roecker et al. (2017) tomography model. At depth, the channel widens to reach a diameter of  
345  $\sim 40$  km which roughly corresponds to the size of the Crater Highlands (Fig. 8). It also corresponds to a region where  
346 the receiver function signature is very different from a regular Moho signature and interpreted as partial melting  
347 (Plasman et al., 2017). The presence of melt at this depth could explain both the seismic and electric signatures  
348 and coincides with the crystallisation depth inferred from clino-pyroxenes analysis (Baudoin, 2016).

349 Again the comparison between our model and earlier studies (Selway, 2015) for the southern region is difficult  
350 because of the difference of scale. In addition Selway's profile is located  $\sim 100$  km south from ours. At the largest  
351 scale in our model, both models agree with resistive structures correlated to the Masai block to the East and  
352 the Tanzanian craton to the West. In contrast with the northern profile both models clearly present a conductive



353 medium beneath the axial valley ( $F'$  in our model, Fig. 9). The location of many earthquakes (Albaric et al., 2014)  
354 outlines the existence of a seismogenic zone from which hot material could rise upward to the shallow conductive  
355 structure  $B'$ . In contrast with the Natron area, volcanism in the Manyara rift arm is restricted to a small number of  
356 edifices (Kwaraha, Labait and Hanang) all located at least 30 km South of the profile (Figs. 1 & 2). The resistivity  
357 values are consistent with the hyperalkaline composition of the magma from Hanang (about 7 % de CO<sub>2</sub>, 0.5 %  
358 H<sub>2</sub>O for a pressure of 1.5 GPa or 45 km) (Baudoin, 2016). The sparse volcanic distribution might be the result of  
359 a small number of magma sources, most of them trapped at depth. This model would agree with Selway (2015)'s  
360 results on the relationship between the large grain size in cratons and plate strength which limits rift propagation  
361 through the Tanzanian craton and the Masai block.

## 362 6 Conclusion

363 The resistivity images supplied by the 3-D inversion of the two MT profiles show a rifting regime that differs  
364 totally from the northern to the southern profile. The lithospheric nature (e.g. grain-size variations between the  
365 cratonic lithosphere and the Proterozoic Belt, Selway, 2015) strongly controls the location and the anomalous  
366 propagation of rifting as well as the magmatic activity and its signature at the surface. Indeed in the Natron rift  
367 segment, melting upwelling was greatly favoured throughout the Proterozoic mobile Belt which is marked on the  
368 surface by several volcanic edifices (Quaternary volcanic belt, Ol Doinyo Lengai, etc..). As confirmation of this  
369 observation, a magma chamber is highlighted at  $\sim 40$  km depth under the Crater Highland and a channel, probably  
370 connecting this one to the volcanoes at the surface, is also observed. Conversely the Manyara segment, mainly  
371 composed by cratonic features, presents only few volcanic edifices while a hot material rising up is observed under  
372 the axial rift valley. The fact that it seems to never reach the surface could express a magma trapping at depth.  
373 Additionally this rising up seems to be the location of many deep earthquakes ( $\sim 30 - 40$  km depth). These latter,  
374 as for the deeper earthquakes of the Natron segment are related to the presence of high CO<sub>2</sub> content (Albaric et al.,  
375 2014; Roecker et al., 2017). The CO<sub>2</sub> can also explain the particular correlation between resistive features and low  
376 velocity structures. Finally the rift geometry (MED striking NE-SW and NW-SE structures orientation in depth)  
377 seems to be also strongly controlled by lithospheric inherited structures (e.g. basement fabrics).

## 378 **Acknowledgements**

379 The MT instruments were provided by CNRS-INSU. We are very grateful for the assistance of Kevin Balem from  
380 IUEM Alfred Muzuka at the Nelson Mandela African Institution for Science and Technology. Work was conducted  
381 with approval by the Commission for Science and Technology (COSTECH, Tanzania) . We are grateful for logistical  
382 support from Tanzania National Parks Commission and to the Ngorongoro National Park which provided full access  
383 and authorizations to the sites. We could not have achieved this work without logistical assistance from primary  
384 and secondary school teachers throughout the region, the Masai clans in Tanzania, driver-guides from Fortes Tours,  
385 the Ngorongoro conservation area, Tanapa and the French Embassy. Then we want to thank Majura Songo and  
386 Sindato Moreto and all the colleagues from CoLiBrEA (ANR-12-JS06-0004), Electrolith (ANR-10-BLAN-0621) and  
387 Crafti (EAR-1261681) projects.

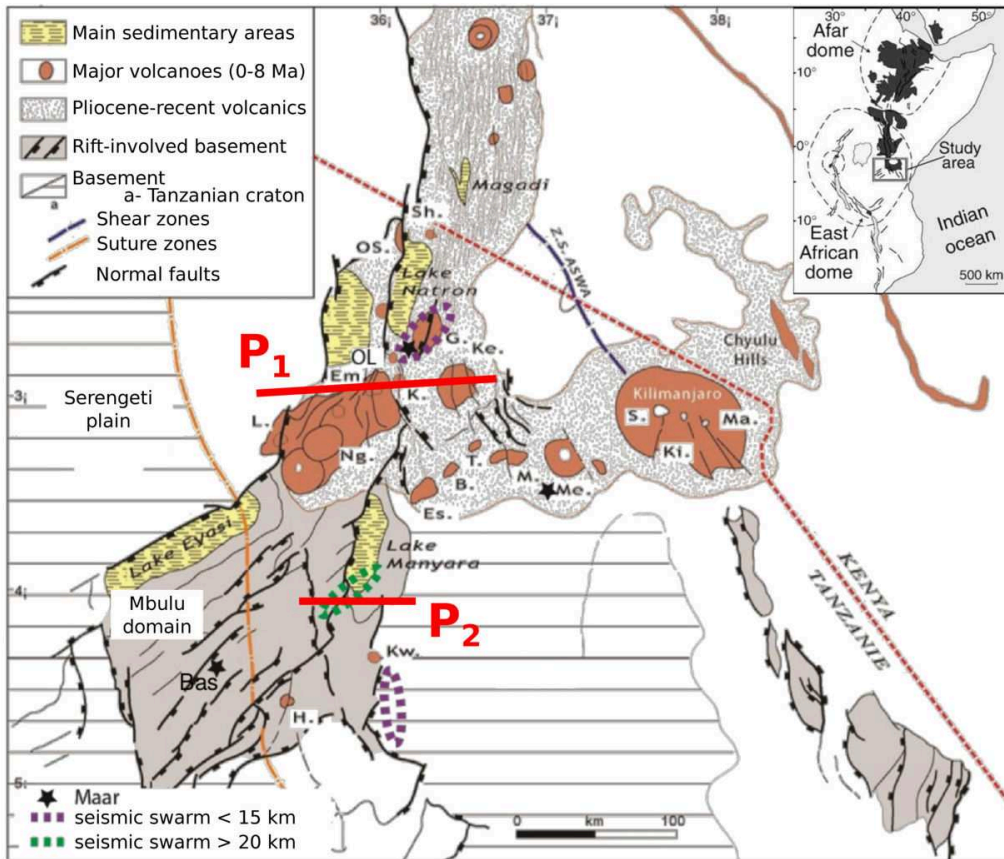


FIGURE 1 – Structural map of the North Tanzanian Divergence with the main magmatic features (brown areas) and tectonic faults (modified from Le Gall et al. (2008)). The red line  $P_1$  and  $P_2$  represent the two MT profiles (see also Fig. 2). Volcanoes : B. Burko, Em. Embagai, Es. Essimingor, G. Gelai, H. Hanang, K. Kerimasi, Ke. Ketumbeine, Ki. Kibo, Kw. Kwaraha, L. Lemagrut, M. Monduli, Ma. Mawenzi, Me. Meru, Ng. Ngorongoro, Ol. Oldoinyo Lengai, OS. Ol Donyo Sambu, P. Pello.

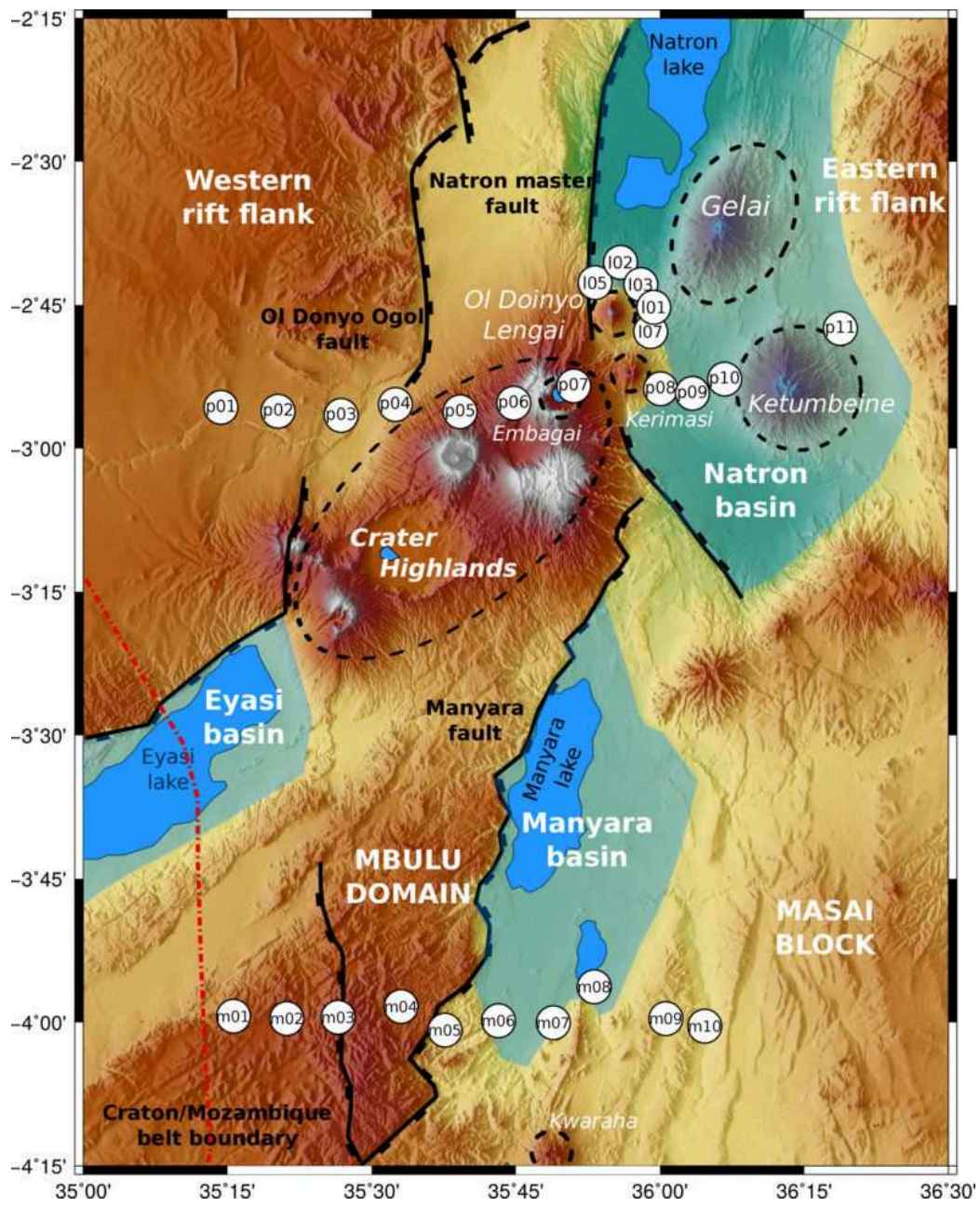


FIGURE 2 – Map of the MT sites for the two profiles with the main geological structures.

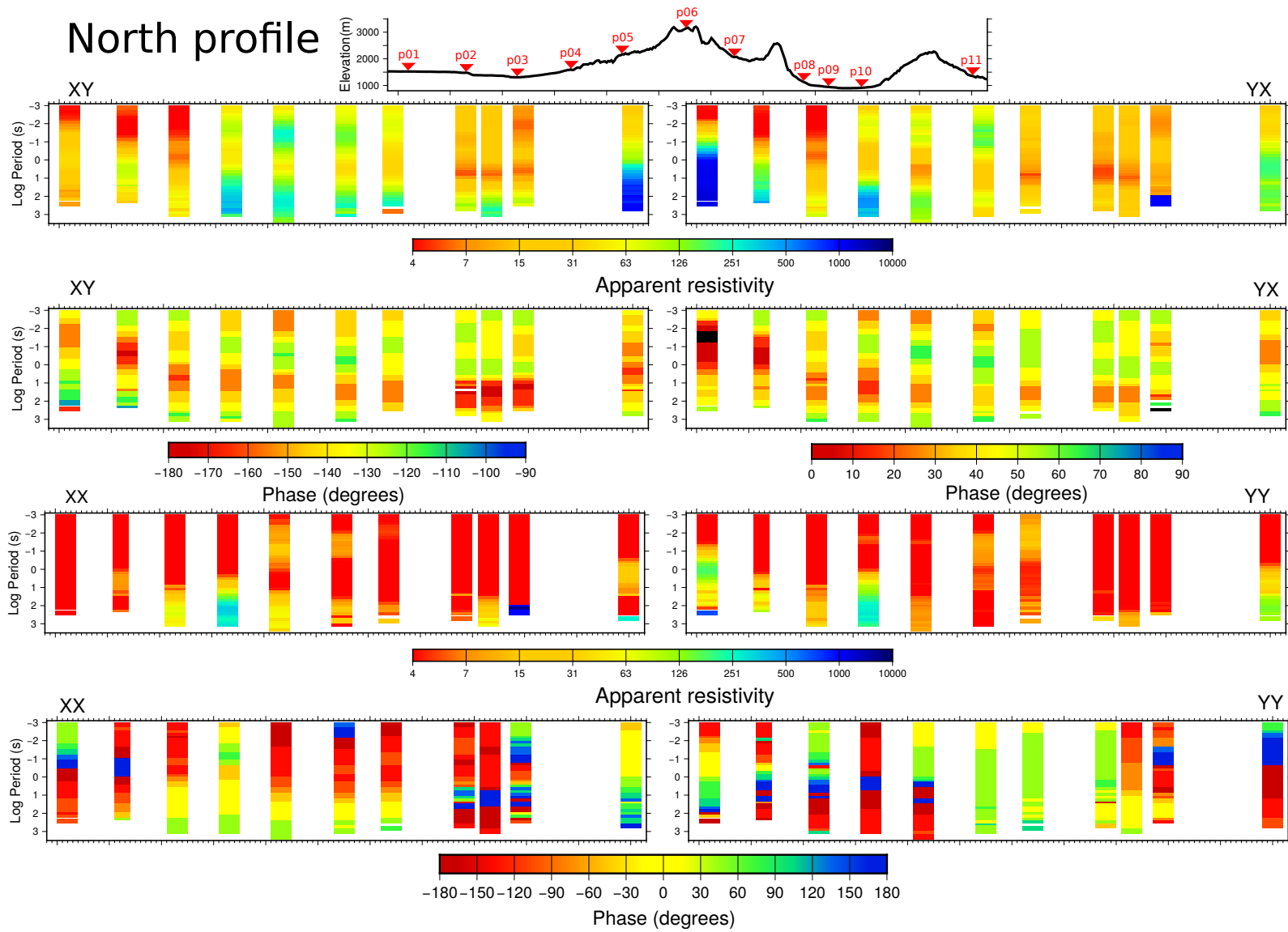


FIGURE 3 – Northern profile (p01-p11) : Cross sections of apparent resistivity and phase for the four components of the impedance tensor

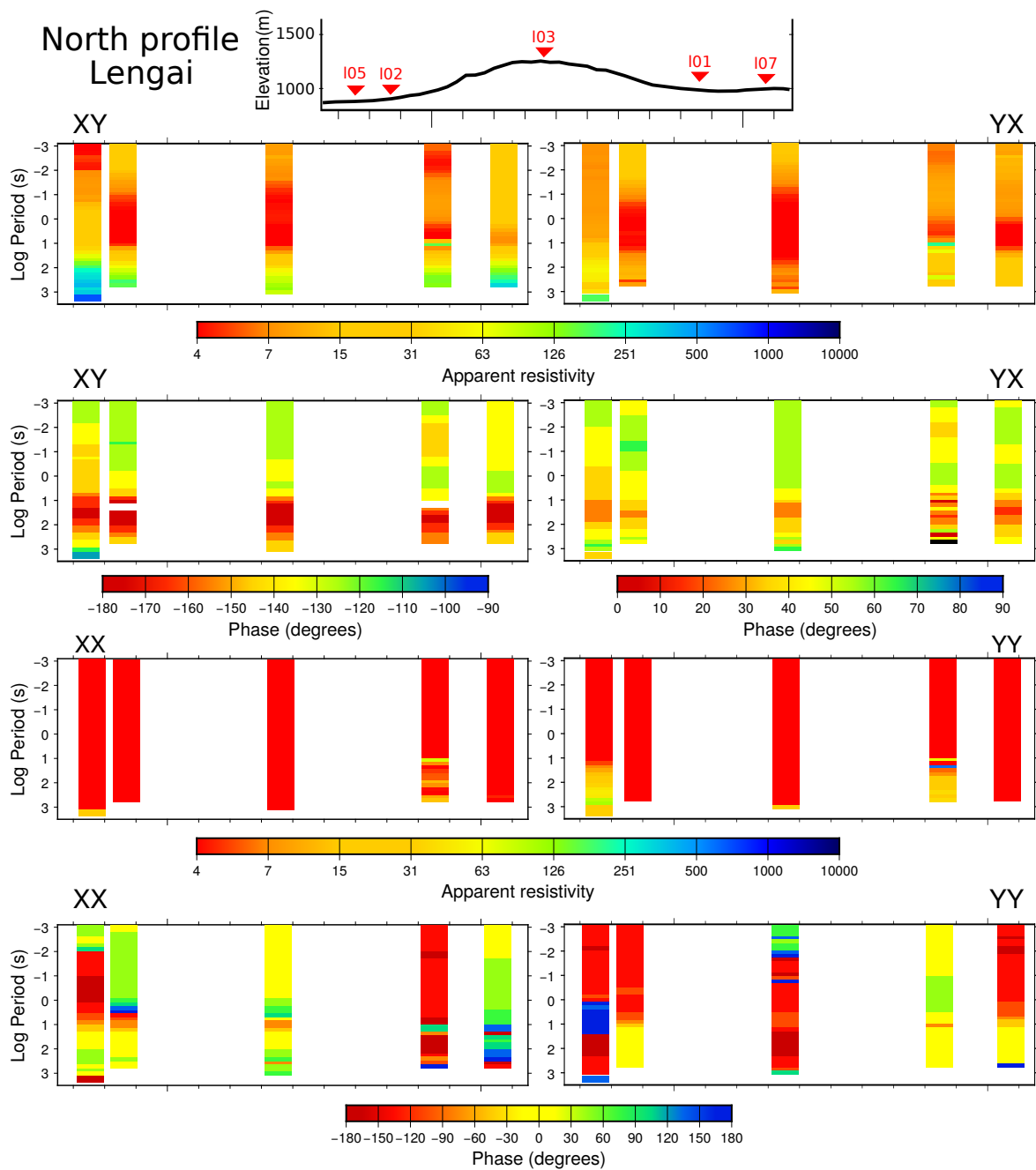


FIGURE 4 – Lengai volcano (I01-I03, I05 and I07) : Cross sections of apparent resistivity and phase for the four components of the impedance tensor.

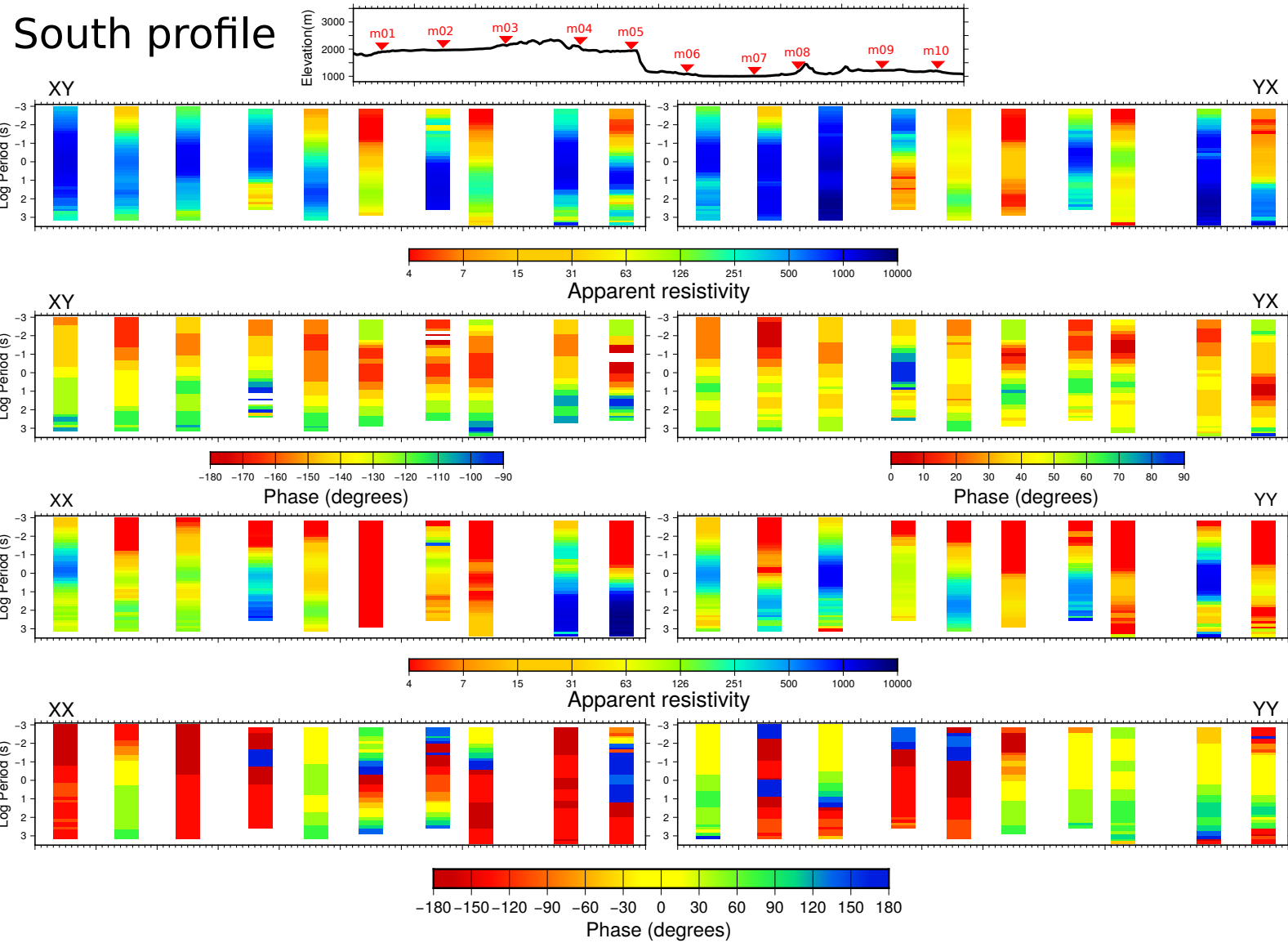


FIGURE 5 – South profile (m01-m10) : Cross sections of apparent resistivity and phase for the four components of the impedance tensor.

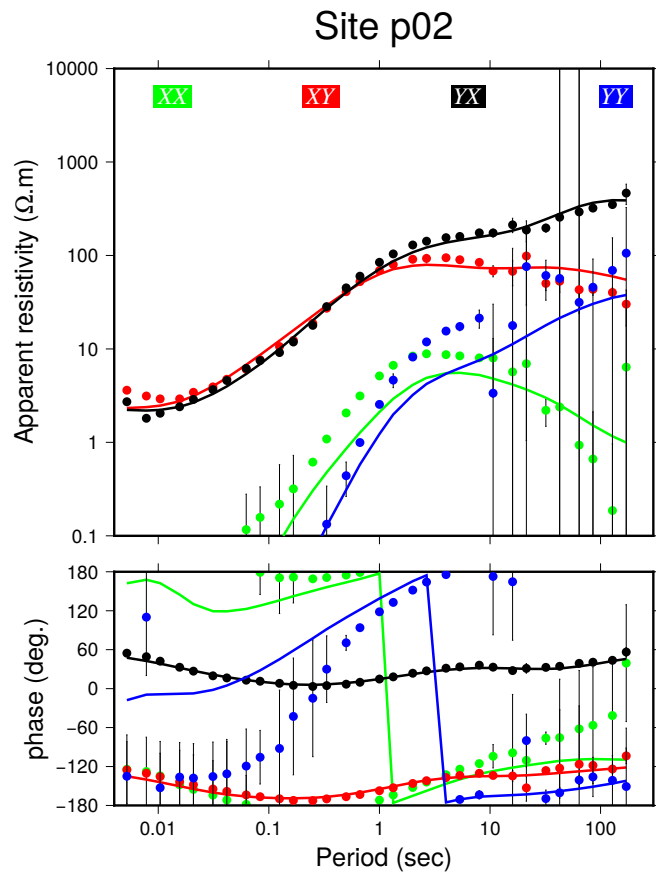


FIGURE 6 – MT impedance tensor for site p02. The four complex tensor components are  $Z_{xx}$  (in green),  $Z_{yy}$  (in blue) ,  $Z_{xy}$  (in red) and  $Z_{yx}$  (in black) as apparent resistivity and phase (dots). The error bars are one standard deviation. Full lines correspond to the response of the best 3-D model. See text for details



FIGURE 7 – Maximum electrical direction (MED) for both northern (left) and southern (right) profiles at 5 periods.

See text for details

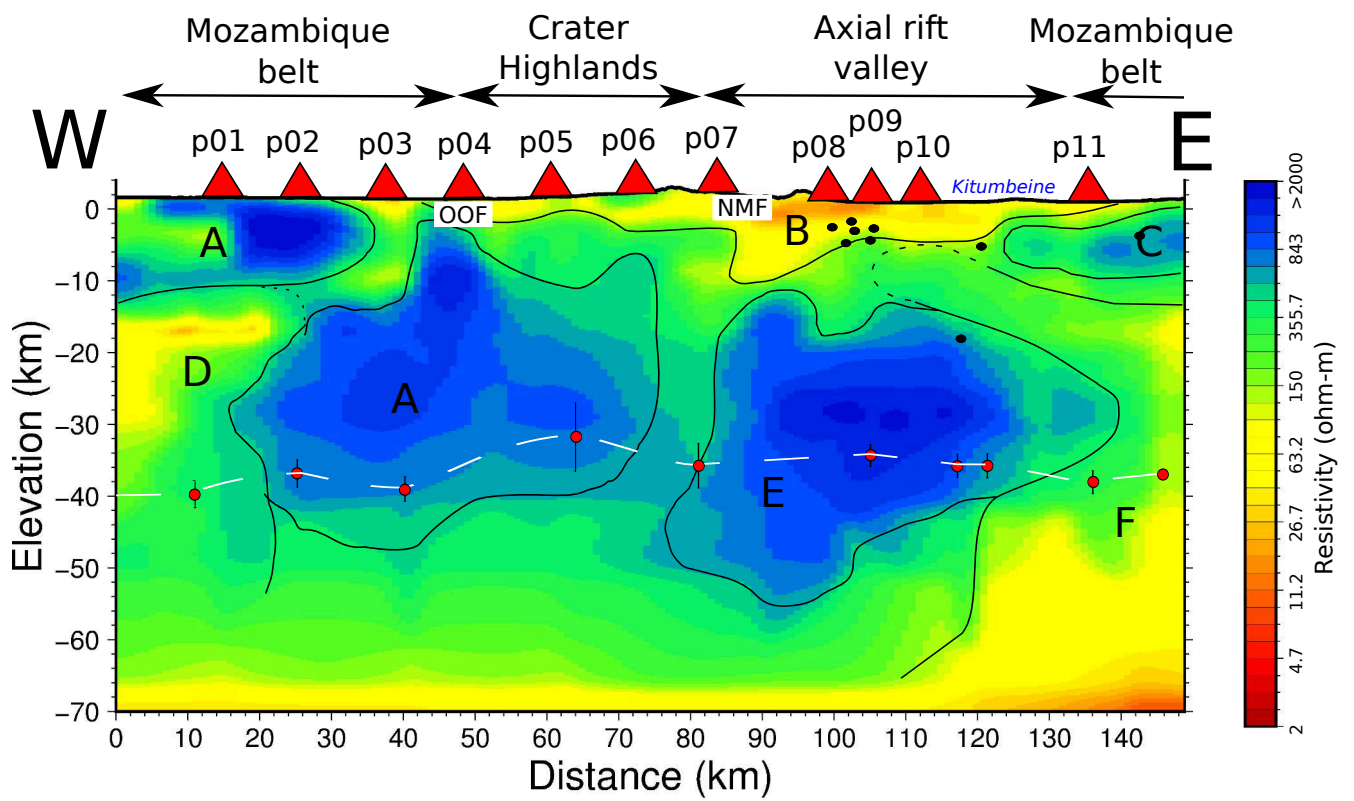


FIGURE 8 – Resistivity cross section of the 3-D resistivity model for northern profile. The black dots are the earthquakes from Albaric et al. (2010) relocated in a 3-D velocity model (Gautier et al., 2016). The letters correspond to regions discussed in the text. The white dashed line is the position of the Moho from Plasman et al. (2017).  
 OOF : Ol Donyo Ogoi Fault, NMF : Natron Master Fault

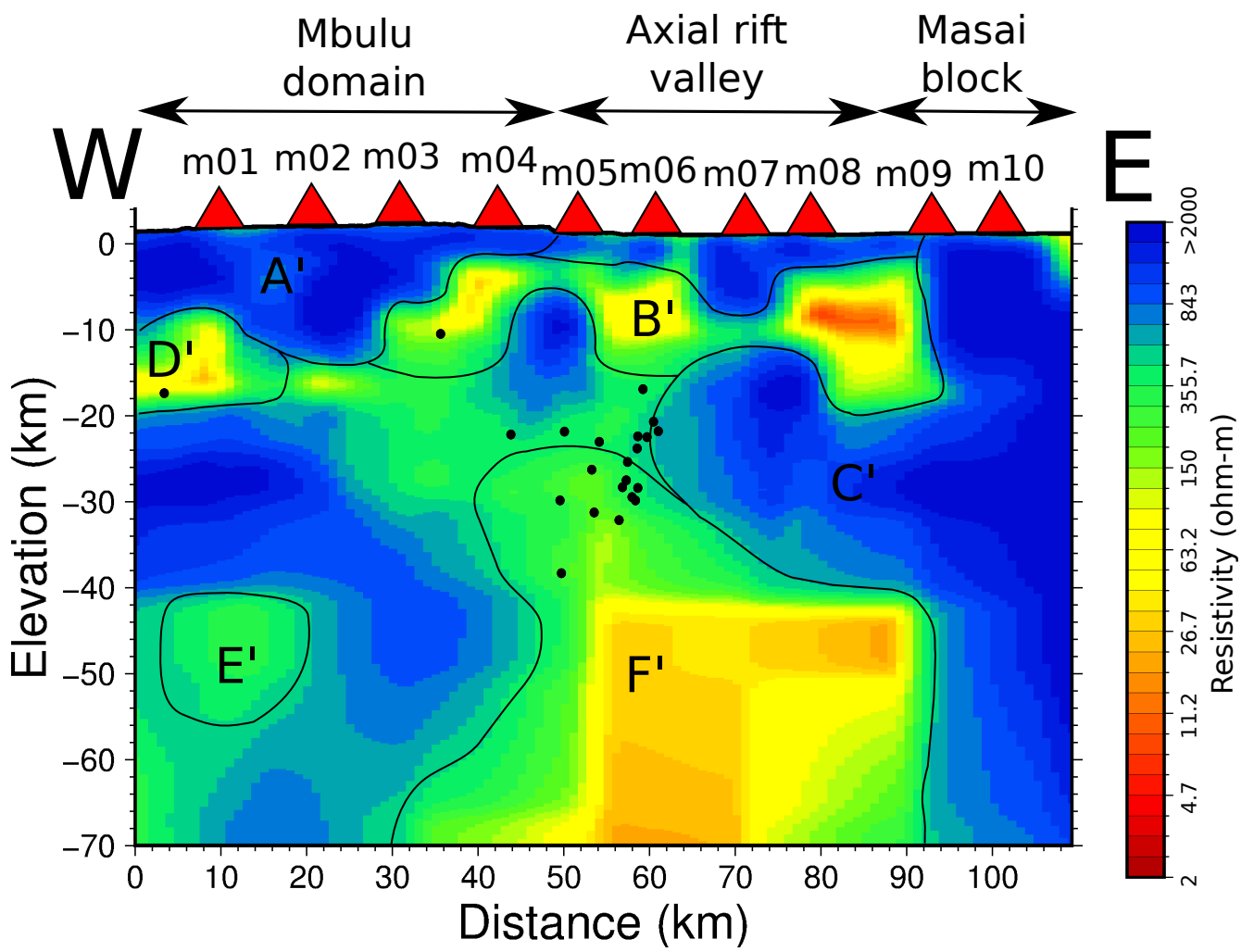


FIGURE 9 – Resistivity cross section of the 3-D resistivity model for southern profile. The black dots are the earthquakes from Albaric et al. (2010) relocated in a 3-D velocity model (Gautier et al., 2016). The letters correspond to regions discussed in the text. MF : Manyara fault

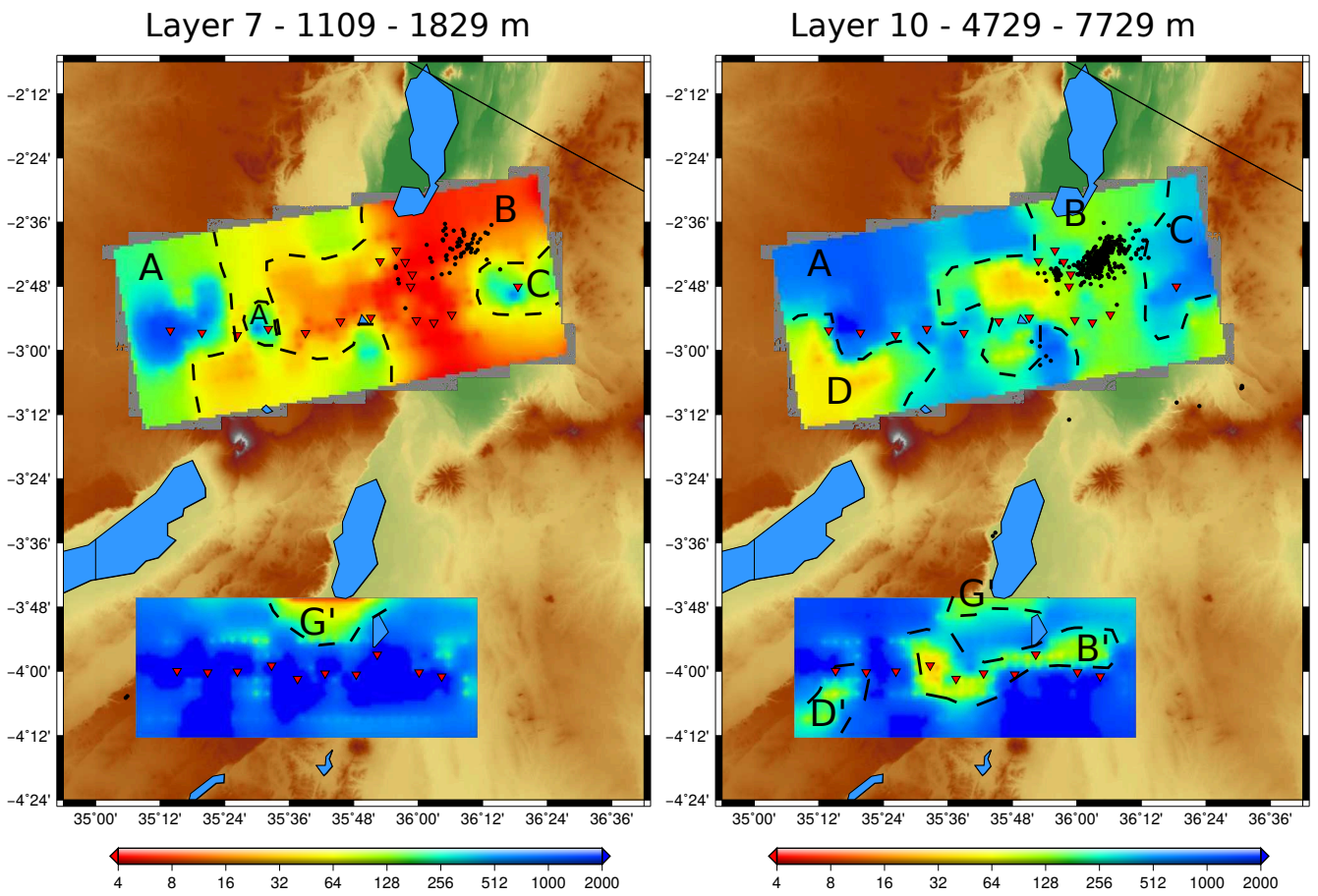


FIGURE 10 – Map views of the 3-D resistivity model for the two profiles, layers 7 and 10. The red triangles are the MT sites. We also reported the earthquake epicenters (black dots from Albaric et al., 2014 and Gautier et al., 2016). The letters and the dotted lines delimit structures used in the text.

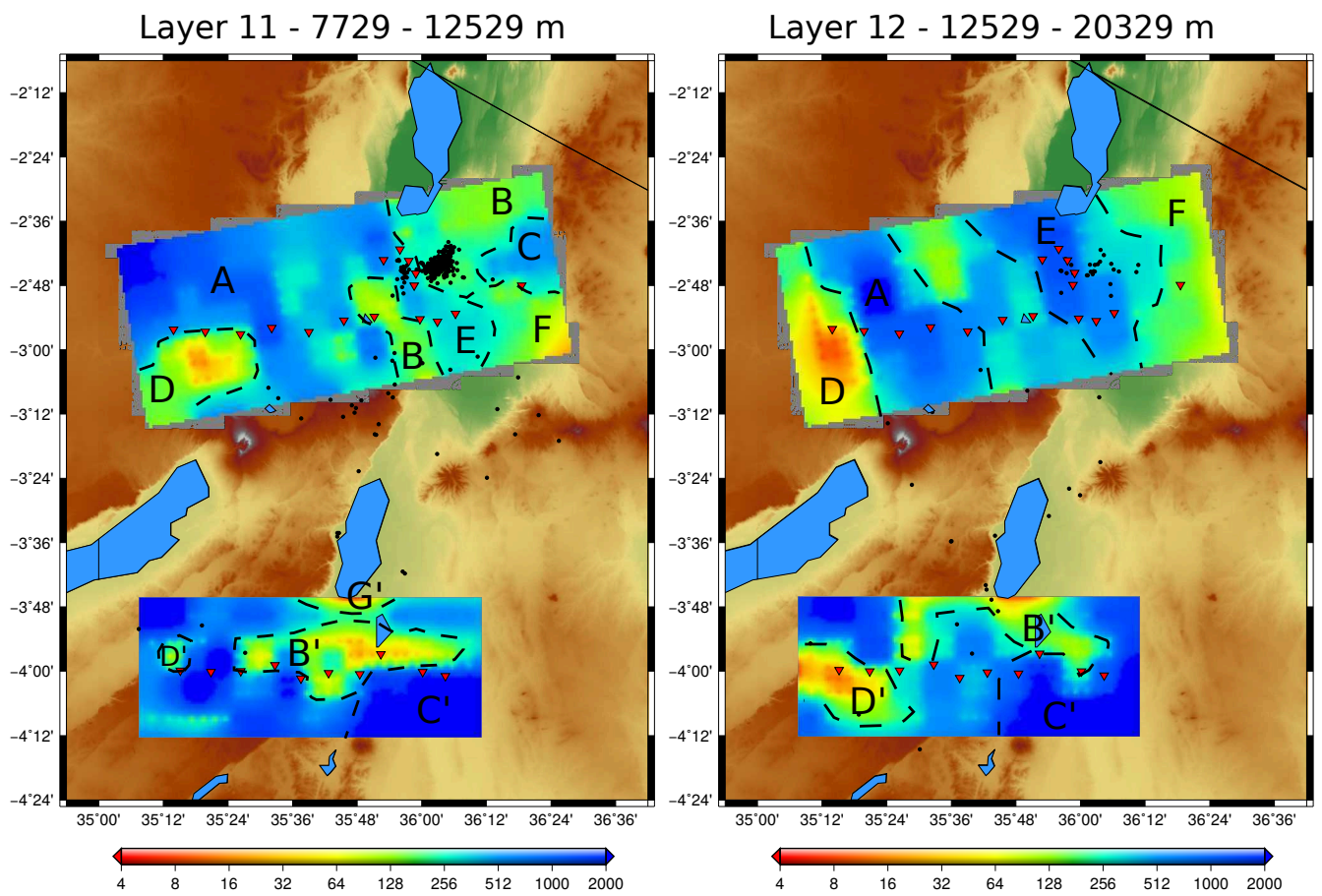


FIGURE 11 – Map views of the 3-D resistivity model for the two profiles, layers 11 and 12. Meaning of symbols is the same as in figure 10.

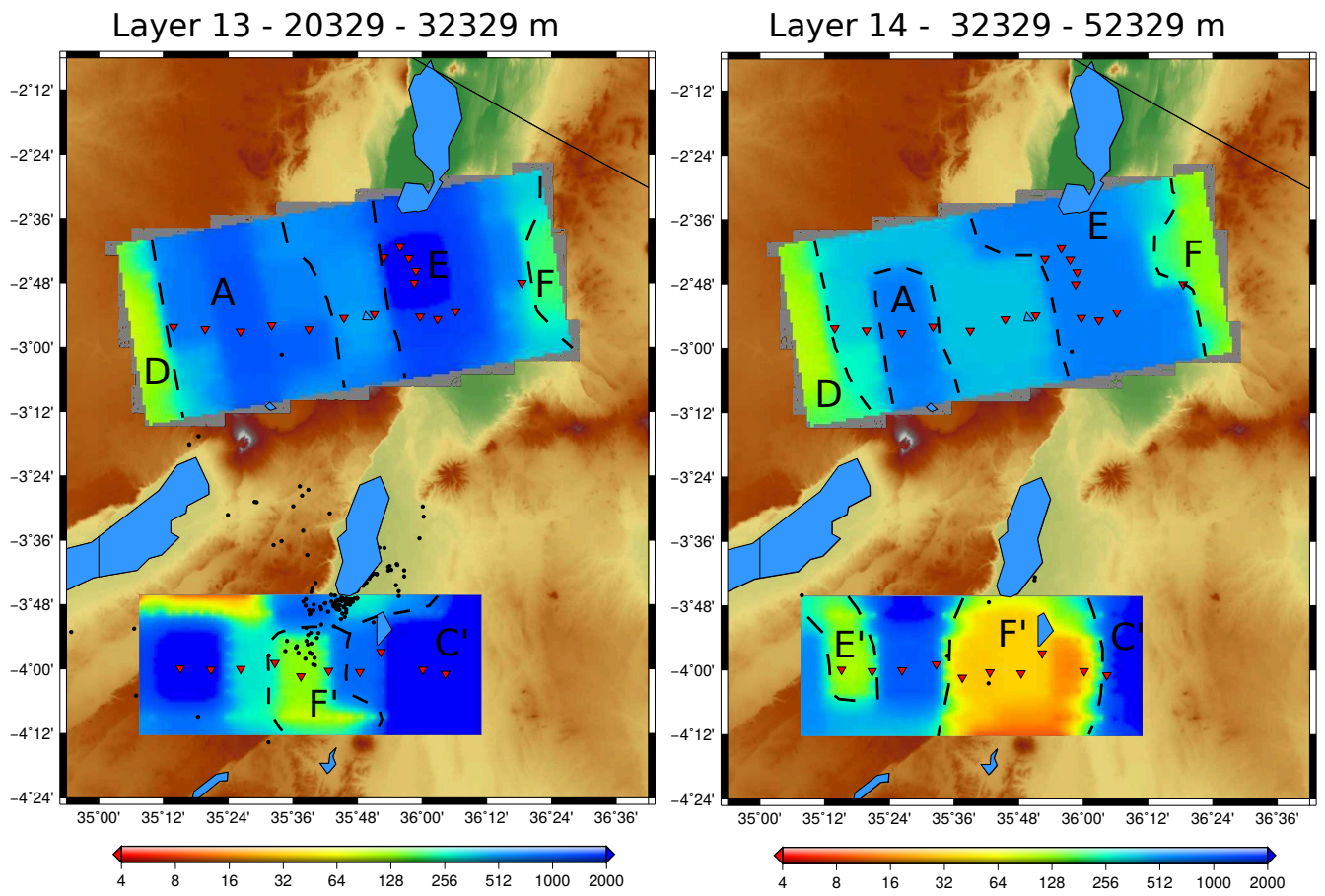


FIGURE 12 – Map views of the 3-D resistivity model for the two profiles, layers 13 and 14. Meaning of symbols is the same as in figure 10.



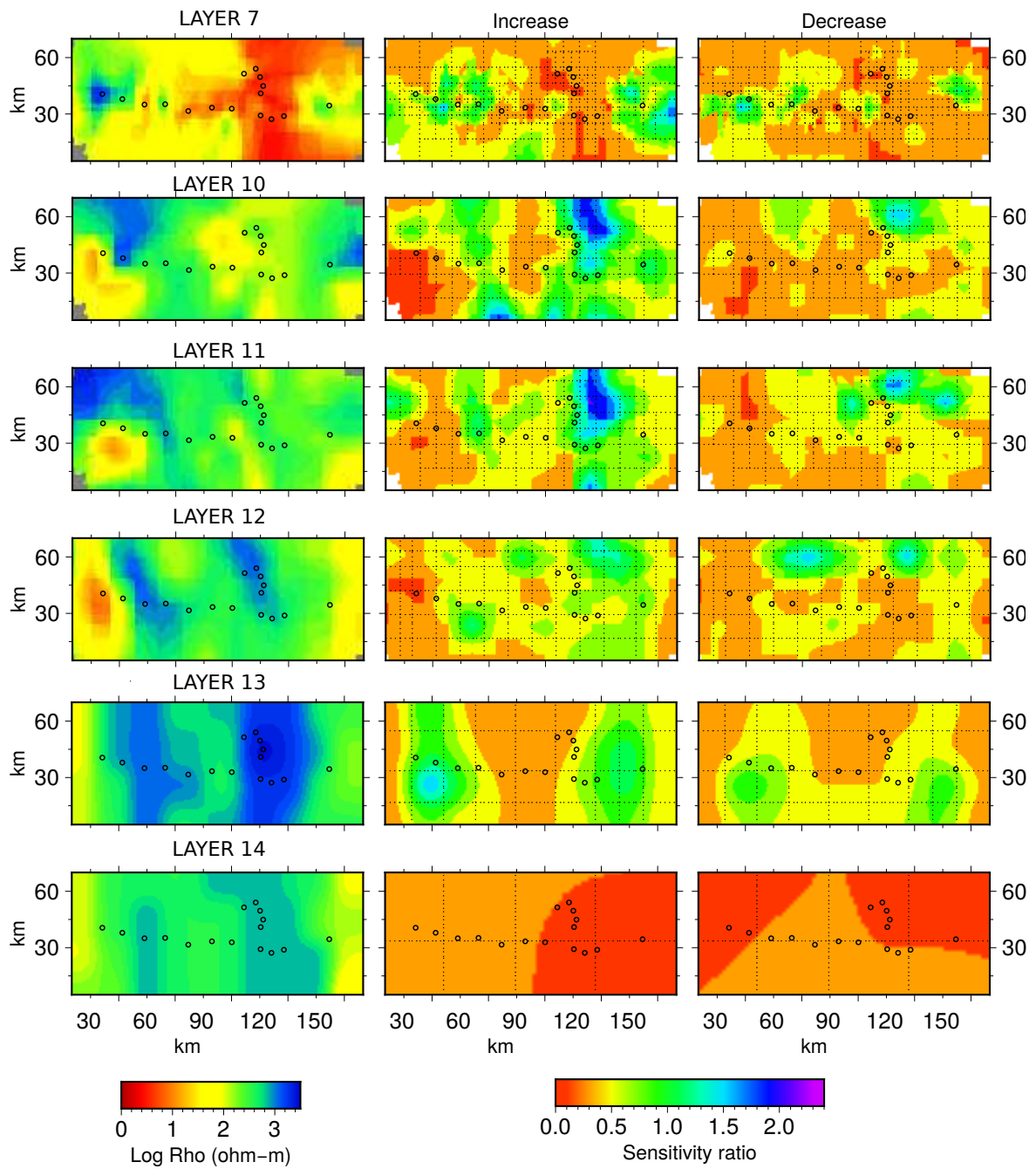


FIGURE 13 – Results of the sensitivity analysis for 6 layers of the northern model. Left column : resistivity model ; central and right colomns : sensitivity ratios (increase and decrease) - see text for details. The parametres are grouped according to their location and depth with the grid shown in each panel. The size of the cell of the grouped parameters is increased until the change in the parameter value changes the misfit. Thus the sensitivity ratio is the sensitivity at the scale of the grouped cell and varies with location and depth.

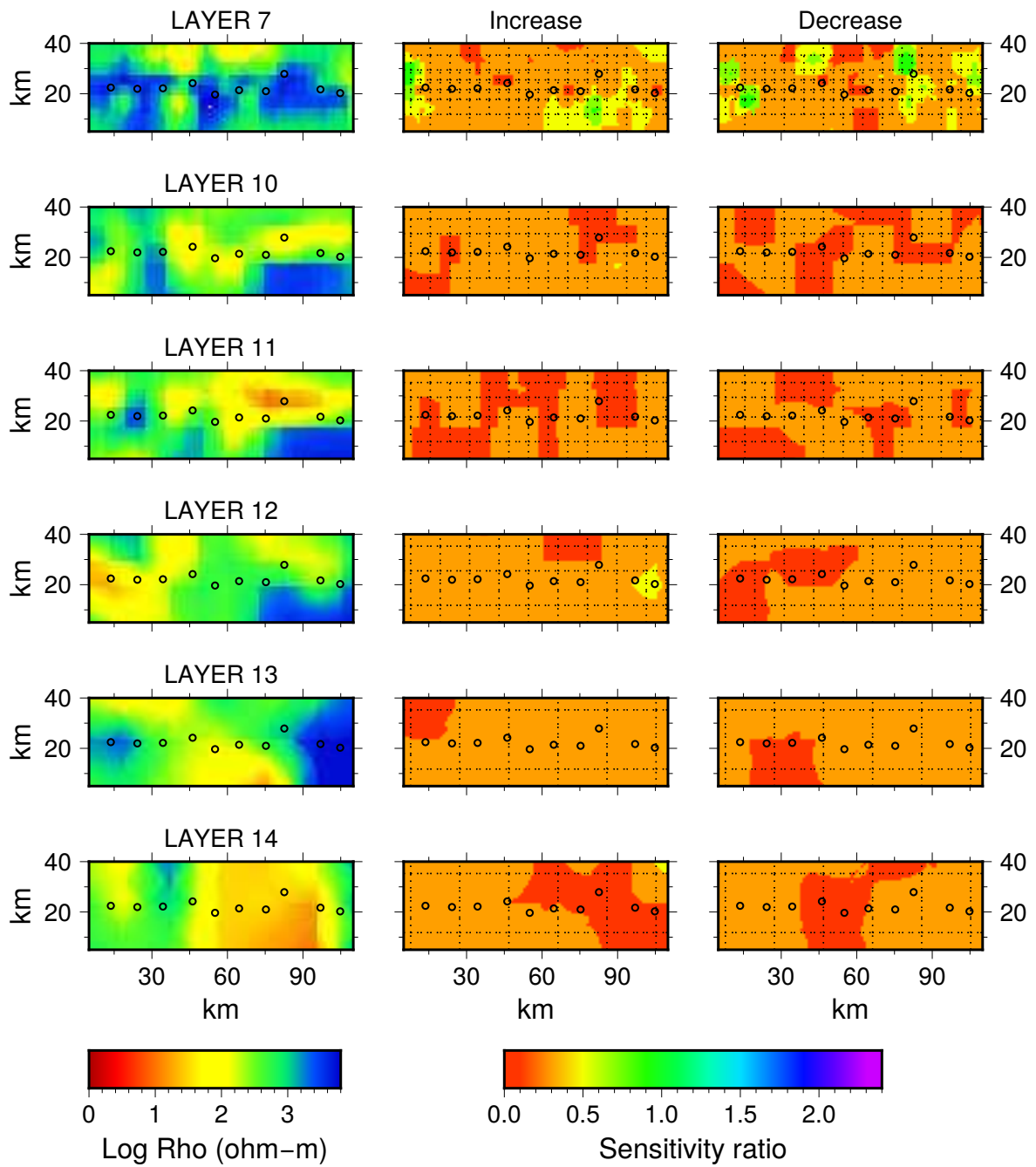


FIGURE 14 – Results of the sensitivity analysis for 6 layers of the southern model. See the caption of the figure 13 for explanations.



## Références

- 388
- 389 Achauer, U., Maguire, P., Mechie, J., Green, W., Group, K. W., et al. (1992). Some remarks on the structure and  
390 geodynamics of the Kenya rift. Tectonophysics, 213(1-2) :257–268.
- 391 Albaric, J., Déverchère, J., Perrot, J., Jakovlev, A., and Deschamps, A. (2014). Deep crustal earthquakes in North  
392 Tanzania, East Africa : Interplay between tectonic and magmatic processes in an incipient rift. Geochemistry,  
393 Geophysics, Geosystems, 15(2) :374–394.
- 394 Albaric, J., Déverchère, J., Petit, C., Perrot, J., and Le Gall, B. (2009). Crustal rheology and depth distribution of  
395 earthquakes : insights from the central and southern East African Rift System. Tectonophysics, 468(1) :28–41.
- 396 Albaric, J., Perrot, J., Déverchère, J., Deschamps, A., Le Gall, B., Ferdinand, R., Petit, C., Tiberi, C., Sue, C.,  
397 and Songo, M. (2010). Contrasted seismogenic and rheological behaviours from shallow and deep earthquake  
398 sequences in the North Tanzanian Divergence, East Africa. Journal of African Earth Sciences, 58(5) :799–811.
- 399 Aulbach, S., Rudnick, R., and McDonough, W. (2008). Lithospheric mantle sources within the East African Rift,  
400 Tanzania. Geochimica et Cosmochimica Acta Supplement, 72 :37.
- 401 Baer, G., Hamiel, Y., Shamir, G., and Nof, R. (2008). Evolution of a magma-driven earthquake swarm and triggering  
402 of the nearby Oldoinyo Lengai eruption, as resolved by insar, ground observations and elastic modeling, East  
403 African Rift, 2007. Earth and Planetary Science Letters, 272(1) :339–352.
- 404 Bagley, B. and Nyblade, A. A. (2013). Seismic anisotropy in eastern Africa, mantle flow, and the African superplume.  
405 Geophysical Research Letters, 40(8) :1500–1505.
- 406 Baker, B. t. and Wohlenberg, J. (1971). Structure and evolution of the Kenya rift valley. Nature, 229 :538–542.
- 407 Baptiste, V., Tommasi, A., Vauchez, A., Demouchy, S., and Rudnick, R. L. (2015). Deformation, hydration, and ani-  
408 sotropy of the lithospheric mantle in an active rift : Constraints from mantle xenoliths from the North Tanzanian  
409 Divergence of the East African Rift. Tectonophysics, 639 :34–55.
- 410 Baudoin, C. (2016). Volcanisme alcalin à l’initiation de la rupture continentale. Rift Est Africain, Nord Tanzanie,  
411 bassin de Manyara. PhD thesis, Université de Montpellier.

412 Birt, C., Maguire, P., Khan, M., Thybo, H., Keller, G. R., and Patel, J. (1997). The influence of pre-existing  
413 structures on the evolution of the southern Kenya Rift Valley—evidence from seismic and gravity studies.  
414 Tectonophysics, 278(1) :211–242.

415 Buck (2007). Dynamic processes in extensional and compressional settings : The dynamics of continental breakup  
416 and extension. Treatise on Geophysics, 6 :335–376.

417 Calais, E., d’Oreye, N., Albaric, J., Deschamps, A., Delvaux, D., Déverchère, J., Ebinger, C., Ferdinand, R. W.,  
418 Kervyn, F., Macheyeke, A. S., et al. (2008). Strain accommodation by slow slip and dyking in a youthful continental  
419 rift, East Africa. Nature, 456(7223) :783–787.

420 Calais, E., Ebinger, C., Hartnady, C., and Nocquet, J. (2006). Kinematics of the East African Rift from gps and  
421 earthquake slip vector data. Geological Society, London, Special Publications, 259(1) :9–22.

422 Chave, A. D. and Jones, A. G. (2012). The magnetotelluric method : Theory and practice. Cambridge University  
423 Press.

424 Chave, A. D. and Thomson, D. J. (2004). Bounded influence magnetotelluric response function estimation.  
425 Geophysical Journal International, 157(3) :988–1006.

426 Corti, G. (2009). Continental rift evolution : from rift initiation to incipient break-up in the main ethiopian rift,  
427 east africa. Earth-Science Reviews, 96(1) :1–53.

428 Counil, J., Le Mouel, J., and Menvielle, M. (1986). Associate and conjugate directions concepts in magnetotellurics.  
429 In Annales geophysicae. Series B. Terrestrial and planetary physics, volume 4, pages 115–130.

430 Craig, T., Jackson, J., Priestley, K., and McKenzie, D. (2011). Earthquake distribution patterns in Africa : their  
431 relationship to variations in lithospheric and geological structure, and their rheological implications. Geophysical  
432 Journal International, 185(1) :403–434.

433 Dawson, J. (1992). Neogene tectonics and volcanicity in the North Tanzania sector of the Gregory Rift Valley :  
434 contrasts with the kenya sector. Tectonophysics, 204(1) :81–92.

435 Dawson, J. and Powell, D. (1969). The natron-engaruka explosion crater area, northern tanzania. Bulletin  
436 Volcanologique, 33(3) :791–817.

437 Dawson, J. B. (2008). The Gregory rift valley and Neogene-recent volcanoes of northern Tanzania. Geological Society  
438 of London.

439 Dugda, M. T., Nyblade, A. A., Julia, J., Langston, C. A., Ammon, C. J., and Simiyu, S. (2005). Crustal structure in  
440 Ethiopia and Kenya from receiver function analysis : Implications for rift development in eastern Africa. Journal  
441 of Geophysical Research : Solid Earth, 110(B1).

442 Ebinger, C., Djomani, Y. P., Mbede, E., Foster, A., and Dawson, J. (1997). Rifting archaean lithosphere : the  
443 Eyasi-manyara-natron rifts, east Africa. Journal of the Geological Society, 154(6) :947–960.

444 Ebinger, C. J. and Sleep, N. (1998). Cenozoic magmatism throughout east Africa resulting from impact of a single  
445 plume. Nature, 395(6704) :788–791.

446 Ebinger, C. J., van Wijk, J., and Keir, D. (2013). The time scales of continental rifting : Implications for global  
447 processes. Geological Society of America Special Papers, 500 :371–396.

448 Fairhead, J., Mitchell, J. G., and Williams, L. (1972). New K/Ar determinations on rift volcanics of S. Kenya and  
449 their bearing on age of rift faulting. Nature, 238(83) :66–69.

450 Foster, A., Ebinger, C., Mbede, E., and Rex, D. (1997). Tectonic development of the northern Tanzanian sector of  
451 the East African Rift System. Journal of the Geological Society, 154(4) :689–700.

452 Gautier, S., Plasman, M., Tiberi, C., Lopez, M., Peyrat, S., Perrot, J., Albaric, J., Déverchère, J., Deschamps, A.,  
453 Ebinger, C., et al. (2016). Interaction between an incipient rift and a cratonic lithosphere : The north Tanzania  
454 rift seen from some seismic tools. In EGU General Assembly Conference Abstracts, volume 18, page 8935.

455 Gloaguen, R. (2000). Apports quantitative de l'extension continentale par imagerie satellitale optique et radar.  
456 application au rift sud-kenyan.

457 Green, W. V., Achauer, U., and Meyer, R. P. (1991). A three-dimensional seismic image of the crust and upper  
458 mantle beneath the Kenya rift. Nature, 354(6350) :199.

459 Hammond, J., Kendall, J.-M., Wookey, J., Stuart, G., Keir, D., and Ayele, A. (2014). Differentiating flow, melt, or  
460 fossil seismic anisotropy beneath Ethiopia. Geochemistry, Geophysics, Geosystems, 15(5) :1878–1894.

461 Hautot, S., Single, R., Watson, J., Harrop, N., Jerram, D., Tarits, P., Whaler, K., and Dawes, D. (2007). 3-  
462 d magnetotelluric inversion and model validation with gravity data for the investigation of flood basalts and  
463 associated volcanic rifted margins. Geophysical Journal International, 170(3) :1418–1430.

464 Hautot, S. and Tarits, P. (2010). 3-d magnetotelluric inversion of 2-d profiles : Application to land and marine data  
465 for shallow crustal investigation. ASEG Extended Abstracts, 2010(1) :1–4.

466 Hautot, S., Tarits, P., Whaler, K., Le Gall, B., Tiercelin, J.-J., and Le Turdu, C. (2000). Deep structure of the  
467 baringo rift basin (central kenya) from three-dimensional magnetotelluric imaging : Implications for rift evolution.  
468 Journal of Geophysical Research : Solid Earth, 105(B10) :23493–23518.

469 Hautot, S., Whaler, K., Gebru, W., and Desissa, M. (2006). The structure of a mesozoic basin beneath the lake  
470 tana area, ethiopia, revealed by magnetotelluric imaging. Journal of African Earth Sciences, 44(3) :331–338.

471 Hay, R. L. (1983). Natrocarbonatite tephra of kerimasi volcano, tanzania. Geology, 11(10) :599–602.

472 Hilton, D. R., Grönvold, K., Macpherson, C. G., and Castillo, P. R. (1999). Extreme  $3\text{He}/4\text{He}$  ratios in northwest  
473 Iceland : constraining the common component in mantle plumes. Earth and Planetary Science Letters, 173(1) :53–  
474 60.

475 Julià, J., Ammon, C. J., and Nyblade, A. A. (2005). Evidence for mafic lower crust in Tanzania, East Africa, from  
476 joint inversion of receiver functions and Rayleigh wave dispersion velocities. Geophysical Journal International,  
477 162(2) :555–569.

478 Koptev, A., Calais, E., Burov, E., Leroy, S., and Gerya, T. (2015). Dual continental rift systems generated by  
479 plume-lithosphere interaction. Nature Geoscience, 8(5) :388–392.

480 Last, R. J., Nyblade, A. A., Langston, C. A., and Owens, T. J. (1997). Crustal structure of the East African  
481 Plateau from receiver functions and Rayleigh wave phase velocities. Journal of Geophysical Research : Solid  
482 Earth, 102(B11) :24469–24483.

483 Le Gall, B., Nonnotte, P., Rolet, J., Benoit, M., Guillou, H., Mousseau-Nonnotte, M., Albaric, J., and Deverchère,  
484 J. (2008). Rift propagation at craton margin. : Distribution of faulting and volcanism in the North Tanzanian  
485 Divergence (East Africa) during Neogene times. Tectonophysics, 448(1) :1–19.

486 Ledo, J. and Jones, A. G. (2001). Regional electrical resistivity structure of the southern canadian cordillera and  
487 its physical interpretation. Journal of Geophysical Research : Solid Earth, 106(B12) :30755–30769.

488 Lee, H., Muirhead, J. D., Fischer, T. P., Ebinger, C. J., Kattenhorn, S. A., Sharp, Z. D., and Kianji, G. (2016).  
489 Massive and prolonged deep carbon emissions associated with continental rifting. Nature Geoscience.

490 Macheyeke, A. S., Delvaux, D., De Batist, M., and Mruma, A. (2008). Fault kinematics and tectonic stress in the  
491 seismically active manyara–dodoma rift segment in central tanzania–implications for the east african rift. Journal  
492 of African Earth Sciences, 51(4) :163–188.

493 MacIntyre, R. (1974). Age of fault movements in tanzanian sector of east african rift system. Nature, 247 :354–356.

494 Mana, S., Furman, T., Turrin, B. D., Feigenson, M. D., and Swisher, C. C. (2015). Magmatic activity across the  
495 East African North Tanzanian Divergence Zone. Journal of the Geological Society, pages 2014–072.

496 McConnell, R. (1972). Geological development of the rift system of eastern africa. Geological Society of America  
497 Bulletin, 83(9) :2549–2572.

498 Muirhead, J. D., Kattenhorn, S. A., and Le Corvec, N. (2015). Varying styles of magmatic strain accommodation  
499 across the East African Rift. Geochemistry, Geophysics, Geosystems, 16(8) :2775–2795.

500 Mulibo, G. and Nyblade, A. (2009). The 1994–1995 Manyara and Kwamtoro earthquake swarms : Variation in the  
501 depth extent of seismicity in Northern Tanzania. South African Journal of Geology, 112(3-4) :387–404.

502 Nonnotte, P. (2007). Etude volcano-tectonique de la zone de Divergence Nord Tanzanienne (Terminaison Sud du  
503 Rift Kenyan). Caractérisation pétrologique et géochimique du volcanisme récent (8 Ma–Actuel) et du manteau  
504 source. Contraintes de mise en place. PhD thesis, Université de Bretagne occidentale-Brest.

505 Nonnotte, P., Guillou, H., Le Gall, B., Benoit, M., Cotten, J., and Scaillet, S. (2008). New k–ar age determinations of  
506 Kilimanjaro volcano in the North Tanzanian diverging rift, East Africa. Journal of Volcanology and Geothermal  
507 Research, 173(1) :99–112.

508 Pik, R., Marty, B., Carignan, J., Yirgu, G., and Ayalew, T. (2008). Timing of East African Rift development in  
509 southern Ethiopia : Implication for mantle plume activity and evolution of topography. Geology, 36(2) :167–170.

510 Plasman, M., Tiberi, C., Ebinger, C., Gautier, S., Albaric, J., Peyrat, S., Déverchère, J., Le Gall, B., Tarits, P.,  
511 Roecker, S., et al. (2017). Lithospheric low-velocity zones associated with a magmatic segment of the tanzanian  
512 rift, east africa. Geophysical Journal International, 210(1) :465–481.

513 Prodehl, C., Fuchs, K., and Mechie, J. (1997). Seismic-refraction studies of the afro-arabian rift system—a brief  
514 review. Tectonophysics, 278(1) :1–13.

515 Ring, U., Schwartz, H. L., BROMAGE, T. G., and Sanaane, C. (2005). Kinematic and sedimentological evolution  
516 of the manyara rift in northern tanzania, east africa. Geological magazine, 142(04) :355–368.

517 Ritsema, J., van Heijst, H. J., and Woodhouse, J. H. (1999). Complex shear wave velocity structure imaged beneath  
518 Africa and Iceland. Science, 286(5446) :1925–1928.

519 Roecker, S., Ebinger, C., Tiberi, C., Mulibo, G., Ferdinand-Wambura, R., Mtelela, K., Kianji, G., Muzuka, A.,  
520 Gautier, S., Albaric, J., et al. (2017). Subsurface images of the eastern rift, africa, from the joint inversion  
521 of body waves, surface waves, and gravity : Investigating the role of fluids in early-stage continental rifting.  
522 Geophysical Journal International.

523 Rogers, N., Macdonald, R., Fitton, J. G., George, R., Smith, M., and Barreiro, B. (2000). Two mantle plumes  
524 beneath the East African rift system : Sr, nd and pb isotope evidence from Kenya Rift basalts. Earth and  
525 Planetary Science Letters, 176(3) :387–400.

526 Selway, K. (2015). Negligible effect of hydrogen content on plate strength in east africa. Nature Geoscience,  
527 8(7) :543–546.

528 Simiyu, S. M. and Keller, G. R. (1997). An integrated analysis of lithospheric structure across the east african  
529 plateau based on gravity anomalies and recent seismic studies. Tectonophysics, 278(1) :291–313.

530 Simpson, F. and Bahr, K. (2005). Practical magnetotellurics. Cambridge University Press.

531 Siripunvaraporn, W., Egbert, G., Lenbury, Y., and Uyeshima, M. (2005). Three-dimensional magnetotelluric inver-  
532 sion : data-space method. Physics of the Earth and planetary interiors, 150(1) :3–14.

533 Smith, M. and Mosley, P. (1993). Crustal heterogeneity and basement influence on the development of the Kenya  
534 Rift, East Africa. Tectonics, 12(2) :591–606.

- 535 Spratt, J. E., Skulski, T., Craven, J. A., Jones, A. G., Snyder, D. B., and Kiyan, D. (2014). Magnetotelluric  
536 investigations of the lithosphere beneath the central Rae craton, mainland Nunavut, Canada. Journal of Geophysical  
537 Research : Solid Earth, 119(3) :2415–2439.
- 538 Tuluka, G. M. (2010). Crustal structure beneath two seismic broadband stations revealed from teleseismic p-wave  
539 receiver function analysis in the Virunga volcanic area, Western Rift Valley of Africa. Journal of African Earth  
540 Sciences, 58(5) :820–828.
- 541 Vauchez, A., Dineur, F., and Rudnick, R. (2005). Microstructure, texture and seismic anisotropy of the lithospheric  
542 mantle above a mantle plume : insights from the Labait volcano xenoliths (Tanzania). Earth and Planetary  
543 Science Letters, 232(3) :295–314.
- 544 Weinstein, A., Olivia, S. J., Ebinger, C. J., Roecker, S., Tiberi, C., Aman, M., Lambert, C., Witkin, E., Albaric, J.,  
545 Gautier, S., Muzuka, A., Mulibo, G., Kianji, G., Hadfield, R., Illsley-Kemp, F., Msabi, M., Ferdinand-Wambura,  
546 R., Peyrat, S., Muirhead, J. D., Rodzianko, A., and Fischer, T. P. (submitted). Volatile assisted rifting in East  
547 Africa : Seismicity of the Magadi-Natron-Manyara basins, Africa.

## 3.4 Approche gravimétrique

### 3.4.1 Données

Les différentes campagnes du projet CoLiBrEA ont permis d'effectuer 178 mesures, localisées principalement autour du volcan Ketumbeine, de la zone nord du cratère du Ngorongoro et autour du lac Manyara (points bleus sur la Fig. 3.6). Ces mesures s'ajoutent à la base de données pré-existante du BGI (Bureau Gravimétrique International) et permettent de compléter certaines zones présentant des lacunes de données, notamment dans les régions proches des deux profils de MT.

Concrètement, compte tenu du terrain, de la qualité et du nombre de routes, la couverture géographique des données à l'échelle de la DNT est plutôt satisfaisante. Les différents segments du rift (Natron, Eyasi, Manyara et Pangani) sont globalement bien échantillonnés, tout comme les structures majeures (Craton Tanzanien, Mozambique belt) et les principaux édifices volcaniques (Kilimanjaro, Meru, etc..).

Toutefois, si on s'intéresse uniquement aux deux zones pour lesquelles des inversions 3-D magnétotelluriques ont été réalisées (rectangles blancs sur la Fig. 3.6), on remarque qu'il existe quelques zones sans données. Pour le profil de la zone de Natron, il y a globalement très peu de données dans la partie Nord et plus spécifiquement dans toute la partie à l'ouest du Gelai et de l'Ol Doinyo Lengai.

Pour le profil au sud du lac Manyara, le centre de la zone est relativement bien couvert géographiquement tandis que les deux extrémités présentent peu (partie Est) ou pas (partie Ouest) de données (accès routier inexistant).

### 3.4.2 Anomalie à l'air libre et Bouguer

La figure 3.7 représente l'anomalie d'air libre à l'échelle de la DNT, obtenue à partir de l'ensemble des données disponibles (Fig. 3.6, voir le chapitre 2 pour plus de précisions sur le traitement des données et le calcul des différentes corrections et anomalies).

L'interpolation a été réalisée avec la fonction *nearneighbor* de GMT (Global Mapping Tool, Wessel et al., 2013). Les valeurs sont comprises entre -119 et 204 mGal. L'échelle sur la figure est saturée pour les valeurs les plus élevées car elles ne sont présentes que très localement au niveau du Kilimanjaro. Comme prévu avec l'anomalie à l'air libre, les valeurs sont directement corrélées à la topographie.



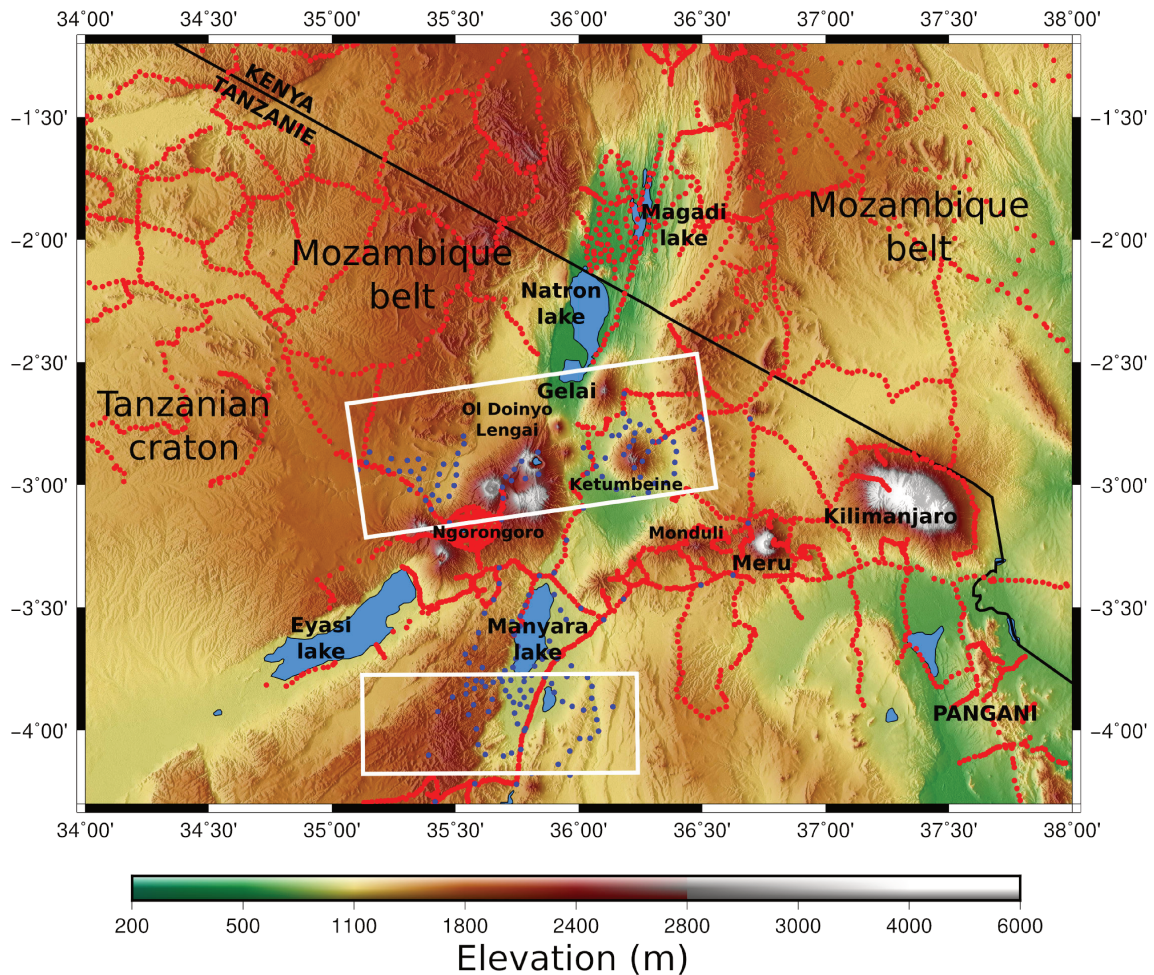


FIGURE 3.6 – Carte de la distribution des données gravimétriques sur l'ensemble de la DNT. En bleu les mesures réalisées lors des deux campagnes du projet CoLiBrEA. En rouge, les données du BGI. Les rectangles blancs représentent les deux zones où une inversion 3-D magnétotellurique a été réalisées.

*Map of the gravity data distribution for the all NTD. In blue the measurements collected during the two campaigns of the CoLiBrEA project. In red, the data from the BGI. The white rectangles represent the two areas where a 3-d magnetotelluric inversion was realised.*

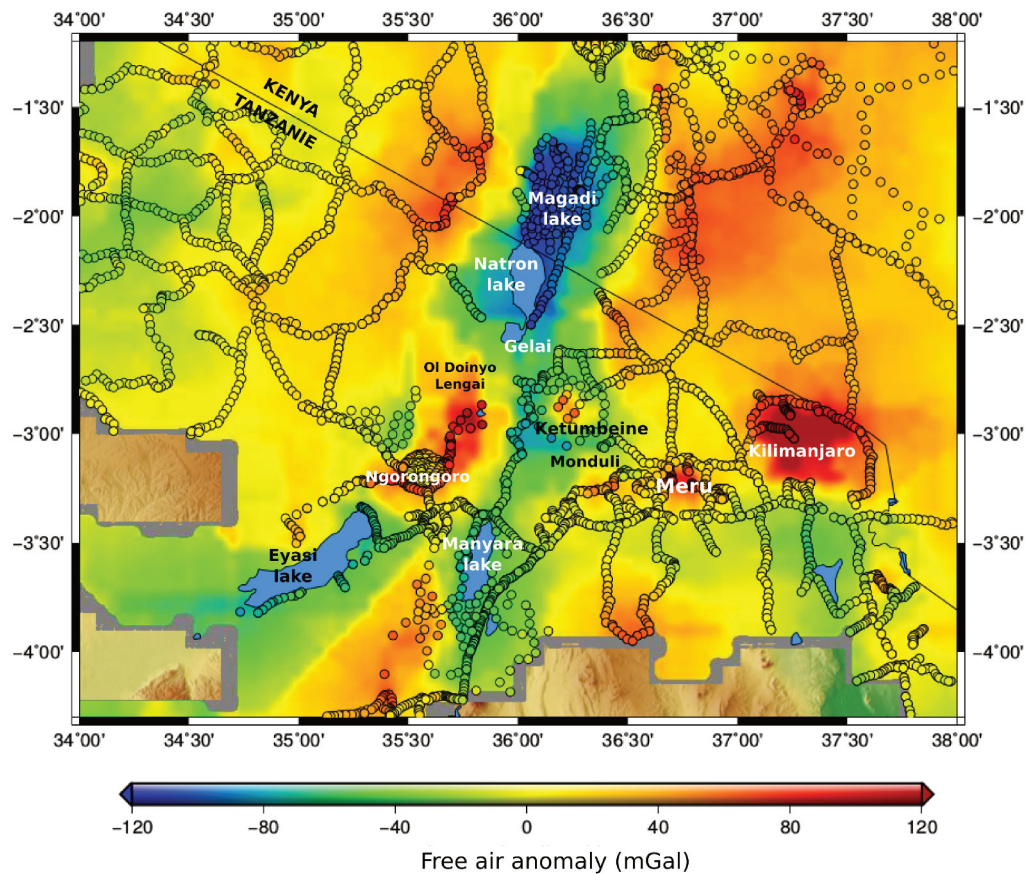


FIGURE 3.7 – Distribution de l’anomalie d’air libre à l’échelle de la DNT.

*Free air anomaly distribution for the NTD.*

La distribution de l’anomalie de Bouguer, calculée pour une densité moyenne de  $2670 \text{ kg.m}^3$ , est représentée dans la figure 3.8. Les valeurs s’échelonnent entre -198 et -80 mGal. Globalement la partie centrale, avec les différents segments du rift, présente l’anomalie la plus négative de la DNT. Ceci traduit un déficit de masse à grande échelle pouvant être relié à l’arrivée de matière plus chaude dans le manteau et/ou à l’amincissement de la croûte. La partie est de la DNT affiche les valeurs les plus élevées, supérieures à celles de la bordure Ouest.

Alors que les segments de Natron et Eyasi présentent des valeurs globalement très faibles ( $\sim -190 \text{ mGal}$ ), le segment de Manyara affiche lui des valeurs un peu plus élevées ( $\sim -160 \text{ mGal}$ ) et le segment de Pangani ne montre pas de signature particulière, comparé au reste de la zone est de la DNT. La zone du Ngorongoro présente une très forte anomalie négative ( $\sim -200 \text{ mGal}$ ). Enfin les principaux édifices volcaniques (Ketumbeine, Meru, Kilimanjaro) présentent eux aussi des valeurs plus faibles d’anomalie de Bouguer, comparées aux valeurs environnantes.



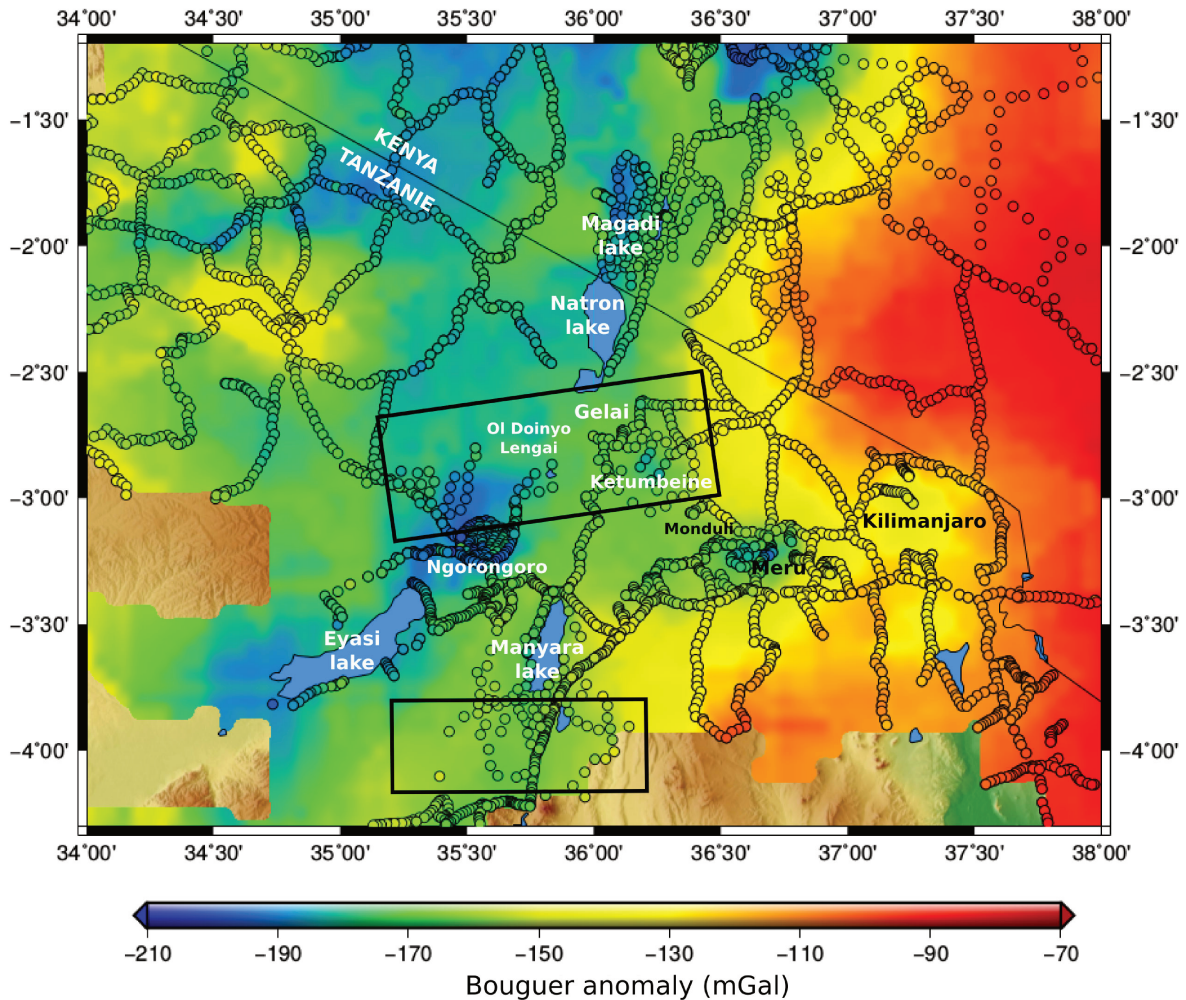


FIGURE 3.8 – Carte représentant l’anomalie de Bouguer à l’échelle de la DNT. Les rectangles noirs représentent les zones où une inversion 3-D magnétotellurique a été réalisée.

*Bouguer anomaly for the NTD. The black rectangles represent the areas where a 3-d MT inversion was realised.*

### 3.5 Pourquoi inverser des données de magnétotellurique, fonctions récepteur et gravimétrie ensemble ?

L’étude de la DNT, effectuée séparément pour chaque méthode, a permis de mettre en évidence un certain nombre de structures communes :

- une couche de faible épaisseur, localisée dans les premiers kilomètres de la croûte et confinée principalement dans la zone de la vallée axiale et du Crater Highlands. Elle est mise en évidence par les RF (cf. migration) ainsi que par la MT et correspond à des dépôts sédimentaires et/ou volcaniques.
- la présence d’une croûte inférieure à faible vitesse (entre 15 et 35 km environ), mise

en évidence par les fonctions récepteur. Cette structure apparaît aussi en MT et correspond à une zone très résistive. Toutefois, elle présente en MT une épaisseur plus importante et atteint des profondeurs allant jusqu'à ~50 km. Dans les deux méthodes, on retrouve bien sa géométrie particulière avec la disparition de cette structure dans la partie est du Crater Highlands (stations p06-p07 en MT et PR53 en RF).

- les principaux édifices volcaniques sont associés à des fortes valeurs du rapport  $V_p/V_s$  ainsi que de faibles valeurs d'anomalie de Bouguer. En MT, certains édifices semblent aussi présenter une signature électrique particulière (e.g. le Ketumbeine pour la partie superficielle et le Ol Doinyo Lengai jusqu'à environ 15 km de profondeur).
- les inversions de Zhu and Kanamori (2000) ainsi que les valeurs d'anomalie de Bouguer mettent en évidence une croûte amincie dans la vallée axiale du rift.
- La zone sous le Crater Highlands présente une signature au Moho perturbée (Plasman et al., submitted + migration) qui semble aussi apparaître comme une zone plutôt conductrice en MT. Le Crater Highlands présente quant à lui une anomalie de Bouguer fortement négative alors que la croûte n'est pas particulièrement amincie (> 37 km).
- Une couche à faible vitesse dans le manteau, orientée NE-SW et présentant un pendage vers le NW et le SE pour les zones, au NW et au SE du segment de Natron, respectivement. En MT, on retrouve une zone plus conductrice à ces profondeurs (~60 km) mais il est toutefois difficile de caractériser plus précisément sa géométrie.

Cependant, certaines structures n'apparaissent que sur une seule méthode. Le Moho, défini correctement en RF n'apparaît absolument pas en MT. A l'inverse, compte tenu de notre approche utilisée pour l'instant avec les RFs (inversion selon la méthode de Zhu et Kanamori, modélisation par l'algorithme de Frederiksen, migration, étude spécifique de certaines phases, etc..) certaines structures plus fines et plus localisées modélisées en MT, n'ont pas pu être modélisées avec les fonctions récepteur.

On voit donc bien que ces trois méthodes semblent complémentaires car elles imagent un certain nombre de structures identiques mais avec des détails complémentaires. Cependant chacune d'entre elles est aussi sensible à des choses spécifiques. C'est pourquoi inverser conjointement ces trois méthodes permettrait d'apporter plus de contraintes sur certaines structures tout en apportant de l'information sur d'autres, mal ou non résolues

sans cette approche. De plus, il serait dommage de se concentrer sur l'étude d'un seul paramètre physique (vitesse, densité, résistivité électrique) alors que la DNT présente un nombre important de domaines géologiques différents, des failles, du volcanisme, des fluides, du CO<sub>2</sub>, etc.. Enfin dans notre cas, la répartition des données n'est pas nécessairement optimale. En effet, alors que les stations sismologiques sont plutôt bien réparties sur l'ensemble de la zone, il y a d'importantes lacunes géographiques dans la répartition des données gravimétriques, et les stations MT sont, quant à elles, réparties globalement le long de deux profils. Inverser conjointement ces trois jeux de données permettra ainsi d'avoir de l'information sur l'ensemble de la zone d'inversion.

Enfin comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, les inversions gravimétriques et de fonctions récepteur souffrent toutes les deux d'un important problème de non-unicité de la solution. L'inversion des RFs présente un important *trade-off* entre profondeur et impédance d'une interface, tandis que la gravimétrie présente elle, entre autre, une ambiguïté entre amplitude et profondeur d'une anomalie de densité. C'est pourquoi l'ajout de contraintes par la magnétotellurique permettra aussi de réduire cette non-unicité et donc limiter le nombre de modèles acceptables.

### 3.6 Références

- Frederiksen, A. and Bostock, M. (2000). Modelling teleseismic waves in dipping anisotropic structures. *Geophysical Journal International*, 141(2) :401–412. 126
- Kennett, B. and Engdahl, E. (1991). Traveltimes for global earthquake location and phase identification. *Geophysical Journal International*, 105(2) :429–465. 98, 121
- Le Gall, B., Nonnotte, P., Rolet, J., Benoit, M., Guillou, H., Mousseau-Nonnotte, M., Albaric, J., and Deverchère, J. (2008). Rift propagation at craton margin. : Distribution of faulting and volcanism in the North Tanzanian Divergence (East Africa) during Neogene times. *Tectonophysics*, 448(1) :1–19. 100, 126
- Plasman, M., Hautot, S., Tarits, P., Tiberi, C., Mtelela, G., and Gama, R. (in prep). Structure and evolution of the rifting in the North Tanzanian Divergence by 3-d Magnetotelluric inversion.
- Plasman, M., Tiberi, C., Ebinger, C., Gautier, S., Albaric, J., Peyrat, S., Déverchère, J., Le Gall, B., Tarits, P., Roecker, S., et al. (2017). Lithospheric low-velocity zones associated with a magmatic segment of the tanzanian rift, east africa. *Geophysical Journal International*, 210(1) :465–481. 98, 99, 100, 121, 122, 123, 126, 127
- Roecker, S., Ebinger, C., Tiberi, C., Mulibo, G., Ferdinand-Wambura, R., Mtelela, K., Kianji, G., Muzuka, A., Gautier, S., Albaric, J., et al. (2017). Subsurface images of the eastern rift, africa, from the joint inversion of body waves, surface waves, and gravity : Investigating the role of fluids in early-stage continental rifting. *Geophysical Journal International*. 99, 124, 126, 127
- Wessel, P., Smith, W. H., Scharroo, R., Luis, J., and Wobbe, F. (2013). Generic mapping tools : Improved version released. *Eos, Transactions American Geophysical Union*, 94(45) :409–410. 165
- Zhu, L. (2000). Crustal structure across the san andreas fault, southern california from teleseismic converted waves. *Earth and Planetary Science Letters*, 179(1) :183–190. 125, 306
- Zhu, L. and Kanamori, H. (2000). Moho depth variation in southern California from tele-

seismic receiver functions. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 105(B2) :2969–2980. 121, 126, 127, 169

# Chapitre 4

## Inversion conjointe

### Sommaire

---

<b>4.1 Résumé / Summary</b> . . . . .	<b>174</b>
<b>4.2 Définitions et principes</b> . . . . .	<b>180</b>
<b>4.3 Comment chercher la solution d'une inversion ?</b> . . . . .	<b>181</b>
4.3.1 Méthode de Monte-Carlo . . . . .	182
4.3.2 Le recuit simulé . . . . .	183
4.3.3 L'algorithme de voisinage . . . . .	184
4.3.4 Méthode des gradients conjugués . . . . .	186
<b>4.4 Que coupler et comment ?</b> . . . . .	<b>188</b>
4.4.1 Les inversions conjointes pour un même paramètre physique . . .	188
4.4.2 Les inversions conjointes pour des paramètres physiques différents	194
<b>4.5 Limites &amp; Conclusions</b> . . . . .	<b>204</b>
<b>4.6 Références</b> . . . . .	<b>207</b>

---



## 4.1 Résumé / Summary

The aim of a geophysical inversion is to infer a model of physical parameters that reproduces as best as possible, according to some criteria, data collected at the earth surface (arrival time of seismic phases, magnetic and electric field, etc.). This model is usually characterized by a single physical parameter (velocity, resistivity, density, etc.). However these inversions provide a partial image of the earth because of the limitation of each method (sensitivity, resolution, etc.) and the inherent uncertainties of the inversion (physical laws approximations, data uncertainties, etc.). Consequently there is a huge ambiguity in the final model (Jackson, 1979; Ammon et al., 1990). Separate inversions of different data set can lead to different and sometimes geologically incompatible models. In contrast, with the joint inversion approach a final model which simultaneously explains several types of data set is obtained. By increasing the constraints we decrease the number of acceptable models for each method. Moreover with a model compatible with several parameters the resulting geological interpretations should be more robust.

The purpose of this chapter is first to present some minimization algorithms. Then, we present the different types of joint inversion through examples and how the different methods are coupled during the process. Finally we will focus on the question of the joint inversions limitations.

### Definition and principles

A joint inversion involves the simultaneous inversion in the same process of two (or more) data sets. Each parameter is weighted during the process. This weighting can be defined either arbitrarily or can reflect for example the quality, the geographical distribution of the data, and the difference in resolution between each method. During the process a relationship between the parameters is enforced.

### How to look for the solution of an inversion

The easiest way to solve an inverse problem would be to test all the possible values for all the possible models. This is possible only for inversions with a small number of parameters and some a priori hypotheses to decrease the number of acceptable models (ie. the H-k stacking method for the receiver functions, Zhu and Kanamori (2000), or the

Bayesian approach Tarits et al. (1994)). However when the number of parameters is too large the computational cost becomes too high. For instance, for a single 3-D velocity model composed by  $20 \times 20 \times 10$  cells with parameters varying between 4 and 8  $km.s^{-1}$  every 0.1  $km.s^{-1}$ , the number of combination to test is  $40^{4000}$  (Basuyau, 2010).

Thus we need methods which enable us to converge as quickly and accurately as possible toward the "true" solution of the inverse problem. Two main strategies are developed to sample the space of models in an optimized way ; either by a pseudo random search or by a linear optimisation. The main advantage of these methods is that they need moderate computation power because they do not sample the full space of models.

Here is a short range of methods evoked or used in this study :

- **The neighbourhood algorithm** : This random sampling technique is associated to the use of the Voronoi cells (Voronoi, 1908), which improves the model space search efficiency (Sambridge, 1999). At each iteration, all local minima are explored and the research is refined in the vicinity of the best solution. The main parameters which control the inversion are the number of iterations, the number of model randomly sampled at the first iteration, the number of models generated at each iteration and the number of best models selected at each iteration. The main advantage of this method is its fast convergence to the best solution while avoiding local minimums. On the other hand given the fact that a huge number of models is computed the resolution of the direct problem has to be fast otherwise the computation time will be too important. This method is generally more used in seismology and particularly designed for the receiver function inversion (Shibutani et al., 1996; Frederiksen et al., 2003).
- **The non-linear conjugate gradient method** : contrary to the previous approaches this one do not use random sampling of the model space. It is based on the evolution of the cost function, at each iteration, according to the sampling of the parameter space (De Barros, 2007). That is why this method is commonly named the higher slope algorithm. If the cost function is considered as a topographic surface overhanging the model space where the altitude corresponds to the value of the associated cost function, the minimization of this one is equivalent to the determination of the lowest topographic point. The line with the greatest slope is thus followed as long as the cost function decreases (Fig. 4.3). This direction of descent takes into account the gradient value at previous iterations which increases the efficiency of

the research. The inversion stops when the number of iterations is reached or when the cost function becomes lower than a given threshold, or if this value no longer evolves. Nonetheless the main drawback of this method is the choice of the initial model which can quickly bring the solution into a local minimum (Fig. 4.3).

We classify the joint inversions using two main categories; the first one combines several methods to look for a same physical parameter, whereas the second gathers inversions for different parameters.

## Inversion for a same physical parameter

They are usually used in seismology and electromagnetism where different methods characterize a same physical parameter (respectively the P- or S-wave velocity and the resistivity). Even if we will focus the following paragraphs on inversions based on at least one of our methods (RF, MT, gravity), we can mention here the joint inversions between surface and body wave (e.g. Obrebski et al., 2011), refraction and reflection seismic tomography (e.g. Korenaga et al., 2000) or Wenner and dipole-dipole (e.g. Osella et al., 2003). We can hardly find another method apart from the gravity measurement to inverse for density. We can anyway highlight the pioneer work of Julià (2007) and Blom (2015) who both try to obtain density constraints from seismological data.

The receiver function method is more and more associated with the surface wave inversion (Julia et al., 2000; Yoo et al., 2007; Basuyau, 2010; Bodin et al., 2012; Shen et al., 2013). They are both sensitive to the S-wave velocity and are highly complementary. Whereas the receiver function presents a strong trade-off between the wave velocity and the layer thickness (as we saw in chapter 2 with the H-k stacking), the surface wave inversion gives a mean S-wave velocity for several depth intervals. By combining these two methods we will reduce the ambiguity in the receiver function.

One can retain the Bayesian approach of Shen et al. (2013) based on the Monte-Carlo algorithm. The Bayes' theorem (eq. 4.2, Bayes and Price, 1763) links the distribution  $\sigma(m)$  of a model  $m$  to the information about the model space (density of probability  $\rho(m)$ ) and the data (likelihood function  $L(m)$ , eq. 4.3). This latter determines if a model is retained or not during the inversion. At each new sampling of the parameter space, the new model is accepted in two cases; its likelihood is greater than the one of the previous model, or

its likelihood is lower but the ratio between the two successive likelihood is greater than a random number between 0 and 1. The two models are ponderate in the computation of the cost function (eq. 4.4). Fig. 4.4 displays the evolution of the misfit and the likelihood function during the inversion. They present an opposite behaviour. Indeed when the model maximizes the likelihood function, the misfit becomes lower than 1 (at around 500 iterations). The distribution of the different parameters at the end of the inversion are shown in Fig. 4.5 (red for joint inversion ; transparent symbols for surface wave only). The distribution strongly changes from a spread one for the separate inversion to a more narrow Gaussian shape for the joint approach. It is particularly true for the S-wave velocity and the crustal thickness (Shen et al., 2013). This method gives satisfying results with final models converging to a well-constrained solution that explains both arrival time and phase amplitude on the receiver function. Nevertheless we have to interpret these results carefully because the two methods are not sensitive to the same wave lengths. The surface wave inversion tends to average the velocity along tens or hundreds of kilometers, while the receiver function can record smaller lateral variations. Application of these methods has to be restricted for areas with little lateral variability.

Joint inversions applied to the same parameter are also frequently used for the electromagnetic methods because they are all sensitive to the electric resistivity of the basement (Oldenburg and Li, 1994; Oldenburg, 1978; Haber and Oldenburg, 1997). Many methods have been developed with different approaches to linearize (Sasaki, 1989; Meju, 1996; Santos et al., 2007) and solve the Maxwell's equations (Singular Value Decomposition, Gram-Schmidt method, etc., Björck, 1967; Raiche et al., 1985; Sasaki, 1989) and using different approach of minimization (least squares, Sasaki, 1989; Candansayar and Tezkan, 2008).

## **Inversion for different physical parameters**

Within the framework of this thesis the three methods we used are sensitive to three different parameters. The joint inversion for different parameters can be divided into two categories; inversions with a physical relationship relating the parameters and the inversion considering independent parameters.

For the first kind, the parameters are related with one (or more) physical relation(s). This relation can be either theoretical or empirical. The latter kinds are generally based

on rock laboratory analyzes or drilling data. One of the most famous relations is certainly the Archie law (Boyer and Mari, 1994) which relates the electrical conductivity with the porosity and the saturation. Inside the inversion scheme, those empirical relations can vary according to the medium (Tondi et al., 2000; Roecker et al., 2004) or to the position inside the grid (Zeyen and Achauer, 1997; Tiberi et al., 2003). We can retain the studies of Lines et al. (1988); Misiak et al. (1997); Tondi et al. (2000); Afnimar et al. (2002); Santos et al. (2006); Jegen et al. (2009)

In this case, the inversion benefits from well-defined empirical estimations of laws deduced from drilling data. However it is not always possible to have this kind of information. Linking the different parameters can also quickly become complex if not impossible.

In this case or if the parameters are independent it is necessary to find another type of relation. We will focus on the 3-D structural approach developed by (Fregoso and Gallardo, 2009) based on the work of Gallardo and Meju (2003, 2004); Gallardo et al. (2005); Gallardo (2007) for 2-D case. This method quantifies the geometric similarities between two 3-D models. In order to do so, each geometric change is defined according to the following quantities : the direction and the amplitude of the change. They define the cross gradient function (eq. 4.6). When the models present a perfect similarity,  $t = 0$ . Vectorially it either mean a colinearity between the two vectors or that one of these vectors is null. The components of this cross gradient function for a 3-D case are given in the eq. 4.8, 4.9 & 4.10. Each of these components quantifies the structural similarities in a plan perpendicular to its direction (for example the  $t_x$  component measures the spatial variations in the y and z directions). Fregoso and Gallardo (2009) applied their method for a 3-D joint inversion of gravity and magnetic data. The problem is solved with the Singular Value Decomposition associated with the non linear least squares (Tarantola, 1987). A Laplacian smoothing is added in the cost function computation and is homogeneously applied on the two models. Results for separate and joint inversions are shown in Fig. 4.10. The final density and magnetization models obtained with the joint approach present strong similarities associated with a good misfit (when compared to the separated inversions). We can also notice that the gravity model seems to be the most affected by the geometric forcing.

This cross gradient approach has since been used several times for 2 or 3-d cases (Linde et al., 2006; Tryggvason and Linde, 2006; Moorkamp et al., 2011).

## Limits and conclusions

In this chapter I have presented a selection of the main joint inversions realized these last years emphasizing inversions based on at least one of our methods. I have differentiated those methods according to the number of inverted parameters. For the inversion with one parameter we have seen that the receiver function is now classically coupled with the surface wave method. All electromagnetic methods are also currently associated together because they are all sensitive to the resistivity of the medium. Two approaches exist for the joint inversions with several parameters ; the one which links the parameters with a physical relationship and the one with independent parameters. For these latter, the structural approach has proved its efficiency.

The use of the joint inversion is booming since a couple of years. As we have seen, one of the main advantages of this approach is that the final model is better constrained and can explain several parameters. The ambiguity and sensitivity problems for each method are reduced and the geological interpretations are then more robust. Nevertheless it is tempting to integrate more and more data in the process. But as I have mentioned in this chapter, the relation between the parameters is one of the most powerfull factors in the joint inversion. Moreover the resolution of a direct problem is not trivial and needs a statistically significant exploration of the model space. Furthermore the complexity of the computation as well as the computation power can be a limit for to much complex approach.

We clearly see that the actual limits of the joint inversions are both methodological (with the choice of the coupling relationship) and computational (choice of algorithm, etc.). Moreover some methods (e.g. the receiver function) are not yet developed for the 2-D or 3-D modeling.

Comme nous l'avons vu précédemment au chapitre 2, une inversion géophysique consiste à déterminer le modèle de sous-sol expliquant au mieux les données mesurées en surface (temps d'arrivée des ondes, valeur de champ de pesanteur, etc.). Dans le cas d'une inversion d'un seul type de données, on caractérise le sous-sol selon un seul paramètre physique (vitesse, résistivité, densité, etc.). Ces inversions "simples" ne donnent donc qu'une image limitée de la croûte ou de la lithosphère. De plus, elles sont limitées par les caractéristiques de la méthode (sensibilité, résolution, profondeur d'investigation, etc.) ainsi que par les erreurs associées à l'inversion elle-même (approximations des lois physiques, incertitudes sur les données, etc.). De ce fait il existe une grande ambiguïté dans le modèle final car la solution de l'inversion est toujours non-unique (Jackson, 1979; Ammon et al., 1990). C'est pourquoi plusieurs méthodes peuvent donner des images de la lithosphère différentes et parfois non compatibles entre elles. Avec les inversions conjointes, on cherche à obtenir un modèle final expliquant simultanément plusieurs types de données. En augmentant ainsi les contraintes on diminue, pour chaque méthode, le nombre de modèles acceptables. Obtenir un modèle expliquant plusieurs paramètres permet aussi d'être plus confiant dans les interprétations géologiques qui vont en découler.

Le but de ce chapitre est de présenter dans un premier temps quelques méthodes d'inversions générales avant de voir, au travers d'exemple, comment coupler ces méthodes et quelles sont les approches possibles permettant de relier différents paramètres entre eux. Enfin nous aborderons la question des limitations des inversions conjointes.

## 4.2 Définitions et principes

Lines et al. (1988) est l'un des premiers à définir le terme d'inversion coopérative, c'est à dire une inversion permettant d'estimer un modèle expliquant plusieurs paramètres géophysiques. Il y a deux catégories d'inversions coopératives : les inversions conjointes et les inversions séquentielles. Pour ces dernières, on inverse un type de données et on utilise ensuite le résultat obtenu pour lancer l'inversion du second paramètre (Vernant et al., 2002). Une inversion conjointe, quant à elle, implique l'inversion simultanée dans le même schéma inversif des deux types (ou plus) de données. Dans une inversion coopérative, chaque paramètre est souvent pondéré durant l'inversion. Cette pondération peut être définie soit arbitrairement, soit refléter la qualité et la répartition des données,

mais aussi la résolution des différentes méthodes. Durant le processus d'inversion, on impose souvent une relation entre les deux modèles permettant à chaque type de paramètre d'apporter des contraintes à l'autre. Les modèles finaux reflètent alors les caractéristiques (géométrie, contraste, valeur, etc..) de chacun de ces paramètres. Un bref aperçu de ces relations est présenté dans la suite du chapitre.

Ces deux approches de l'inversion coopérative ont été et sont toujours beaucoup utilisées en imagerie géophysique pour un large éventail de méthodes. On pourra retenir, pour l'approche séquentielle, les inversions de Nielsen and Jacobsen (2000) appliquées à des données gravimétriques et de sismique grand angle, celles de Favetto et al. (2007) combinant des données de magnétotellurique et de sismique et ainsi que celles de Vernant et al. (2002) qui combinent des données gravimétriques et des temps de trajets de séismes locaux. Pour les inversions conjointes, on peut retenir les approches de Sasaki (1989) sur des données de magnétotellurique et de dipôle-dipôle, ainsi que celles de Cirella et al. (2009) qui combinent des données de GPS avec des données de sismique.

### 4.3 Comment chercher la solution d'une inversion ?

La méthode la plus simple pour résoudre un problème inverse serait de tester toutes les valeurs possibles pour tous les modèles possibles. Ceci est réalisable pour des inversions avec peu de paramètres et quelques a priori afin de réduire le nombre de modèles possibles (ie. la méthode du H-k stacking pour les fonctions récepteur, Zhu and Kanamori, 2000) ou encore l'approche Bayésienne de Tarits et al. (1994). Cependant, lorsque le nombre de paramètres devient trop élevé, la puissance des moyens de calculs n'est plus adaptée. Par exemple, pour un simple modèle 3-D (de vitesse par exemple) et en considérant une grille de  $20 \times 20 \times 10$  mailles avec des paramètres pouvant varier entre 4 et  $8 \text{ km.s}^{-1}$  avec un pas de  $0.1 \text{ km.s}^{-1}$ , le nombre de combinaisons à tester serait de  $40^{4000}$  (Basuyau, 2010)...

C'est pourquoi il est nécessaire d'utiliser d'autres méthodes qui permettent d'atteindre le plus rapidement possible et d'approximer au mieux la "vraie" solution du problème inverse. Deux stratégies se sont développées ces dernières années, basées sur l'exploration optimisée de l'espace des modèles : soit par recherche pseudo-aléatoire, soit par une optimisation linéaire. Le gros avantage de ces méthodes est qu'elles demandent moins de puissance et de temps de calcul car elles n'évaluent pas la totalité des solutions exis-



tantes. On cherche dans tous les cas à diminuer la valeur d'une fonction coût (l'écart entre les données et la réponse du modèle avec parfois un paramètre de lissage ou de régularisation).

### 4.3.1 Méthode de Monte-Carlo

Metropolis and Ulam (1949) proposent, pour éviter d'avoir à tester tous les modèles possibles, d'explorer l'espace des modèles de façon aléatoire. Le nom de la méthode fait référence aux jeux de hasard pratiqués à Monte Carlo. Elle est basée sur des tirages pseudo-aléatoires de variables selon une loi statistique dans un espace de paramètres définis. Pour chaque tirage, on utilise le problème direct pour calculer une solution théorique que l'on compare ensuite aux données.

L'exemple le plus classique de la méthode de Monte-Carlo est celui de la détermination de la superficie d'un lac. Soit une zone rectangulaire dont les dimensions (et donc l'aire) sont connues et au sein de laquelle se trouve un lac de superficie inconnue. Pour trouver l'aire du lac, on lance de manière aléatoire  $N$  cailloux dans la zone (Fig. 4.1). On compte ensuite le nombre  $n$  de cailloux restés sur le terrain. La superficie du lac est alors calculée par :

$$\frac{\text{superficie}_{\text{lac}}}{\text{superficie}_{\text{terrain}}} = \frac{N - n}{N} \quad (4.1)$$

Si le terrain fait par exemple  $2000m^2$  et que sur 1000 cailloux jetés 200 sont tombés dans le lac, la superficie de ce dernier est alors :  $2000 * 200/1000 = 400$ .

La qualité de l'estimation de la surface du lac augmente avec le nombre (toujours aléatoire) de tirs car la méthode est basée sur une représentativité statistique des tirs. Dans la pratique, les ordinateurs ayant quelques difficultés à générer des nombres totalement aléatoires, les modèles choisis dépendent tout de même un peu des modèles précédents et peuvent être donc relativement proches (Basuyau, 2010).

Le gros inconvénient de cette méthode est que l'amélioration de la résolution du problème nécessite un très grand nombre de tirages (pour un échantillonnage conséquent de l'espace des modèles) ce qui augmente considérablement le temps de calcul lorsque le nombre de paramètres est important. Différentes approches ont été développées pour contourner ce problème. Nous vous présenterons par la suite deux des principales méthodes d'optimisation des tirages aléatoires de modèles.

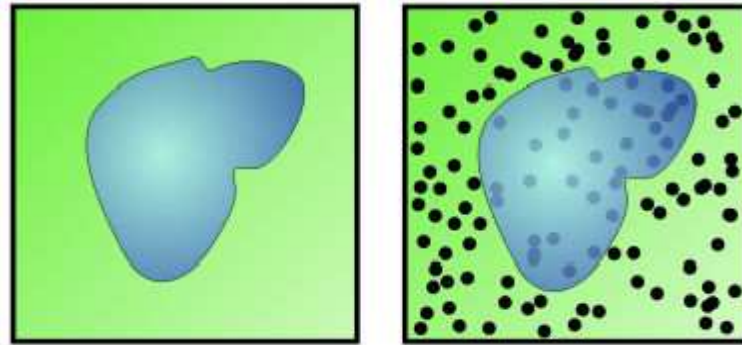


FIGURE 4.1 – Schéma explicatif de la méthode de Monte-Carlo dans le cas fictif de la détermination de la superficie d'un lac. Les cailloux tirés aléatoirement sont représentés par les points noirs sur le schéma de droite (tiré de <https://www.lyceedadultes.fr>)

*Explicative drawing of the Monte-Carlo method for a fictive case of the determination of a lake area. The randomly drawn stones are represented with the black points on the right drawing (from <https://www.lyceedadultes.fr>).*

### 4.3.2 Le recuit simulé

La méthode du recuit simulé est une version améliorée de l'algorithme de Monte-Carlo. Elle s'appuie sur l'algorithme de Metropolis-Hastings qui permet de décrire l'évolution d'un système thermodynamique (Metropolis et al., 1953). Le nom de la technique vient de la métallurgie où pour être façonné, un métal est chauffé et refroidi de manière répétitive. En suivant cette même analogie, il est possible de décrire simplement la méthode.

On considère un métal à haute température, dont l'état de matière correspond à un état de désordre total. En le refroidissant trop brutalement, les particules seront figées de façon désordonnée et aléatoire, et le solide obtenu ne sera pas dans son état d'ordre maximal. Par contre, si la température est diminuée plus lentement et si à chaque température on laisse s'établir l'équilibre thermique, le solide obtenu à la fin sera dans son état d'énergie minimale (et donc d'ordre maximal). La méthode du recuit simulé est basée sur le même principe.

Ici, la fonction coût que l'on cherche à minimiser est appelée "l'énergie" du système. Le processus commence par calculer, pour une distribution de paramètres choisis aléatoirement (ou non si on a des informations a priori sur la structure du modèle), l'énergie initiale du système  $E$ , à laquelle une température initiale  $T_i$  est affectée. Cette température fixe la probabilité d'accepter ou non les configurations où la minimisation n'a pas

lieu. Ceci permet d'accepter tout de même des configurations où  $E$  augmente et donc de sortir de minimums locaux. A la deuxième itération, on fait varier la configuration de paramètres et on calcule une nouvelle énergie qui sera différente de l'énergie initiale de  $\delta E$ . Si  $E$  diminue alors le nouveau modèle est accepté. A l'inverse si  $E$  augmente, on calcule une probabilité de réalisation égale à  $\exp(-\delta E/T)$ . Si cette probabilité est supérieure à un nombre aléatoire entre 0 et 1 (le critère de Métropolis) alors on conserve cette distribution. On répète ce processus à chaque itération jusqu'à ce que la fonction coût devienne stationnaire. A partir de là, on abaisse la température d'une petite quantité et on recommence le processus. On arrête le processus dès que la fonctionnelle atteint sa convergence asymptotique et que les diminutions de température deviennent inefficaces.

Le gros inconvénient de la méthode réside dans sa forte dépendance à la température, à la loi de décroissance utilisée ainsi qu'aux critères d'arrêt, qui sont tous choisis arbitrairement.

La méthode a été, en outre, utilisée par Vinnik et al. (2004) pour une imagerie par fonctions récepteur, par Nagihara and Hall (2001) pour une inversion 3-D de données gravimétriques et par Dosso and Oldenburg (1991) pour une inversion en 1-D de données magnétotelluriques.

### 4.3.3 L'algorithme de voisinage

L'algorithme de voisinage (Sambridge, 1999) se base toujours sur une recherche pseudo-aléatoire dans l'espace des modèles mais avec une convergence plus intelligente. Elle permet d'échantillonner plus sélectivement l'espace des paramètres qu'un simple Monte-Carlo, en le discrétisant préalablement en cellule de Voronoï (Voronoi, 1908). A chaque itération, l'ensemble des minimums locaux est exploré et la recherche s'affine au voisinage de la meilleure solution. Cette approche peut être particulièrement adaptée en géophysique où l'on a souvent affaire à des problèmes de non-unicité des solutions. Les principaux paramètres contrôlant l'inversion sont le nombre d'itérations  $it_{max}$ , le nombre  $n_0$  de modèles échantillonnés de façon aléatoire à la première itération, le nombre  $n_s$  de nouveaux modèles générés à chaque itération et  $n_r$  le nombre de modèles sélectionnés comme étant les meilleurs à chaque itération. Concrètement, le processus d'inversion est composé de 4 étapes principales (Fig. 4.2) :

- Étape 1 : Génération d'une série de  $n_0$  modèles initiaux, aléatoirement répartis dans

l'espace des modèles discrétisé en cellules de Voronoï.

- Étape 2 : Calcul de la fonction coût pour les  $n$  modèles puis on sélectionne les  $n_r$  modèles avec la plus faible valeur. Pour chaque polygone, la valeur est placée en son centre.
- Étape 3 : Génération de  $n_s$  nouveaux modèles dans les cellules de Voronoï des  $n_r$  modèles choisis grâce à l'échantillonneur de Gibbs (Geman and Geman, 1984). Cela permet, simultanément, une exploration des solutions les plus prometteuses.
- Étape 4 : Si le nombre d'itérations est inférieur à  $it_{max}$ , retour à l'étape 2 et le processus est recommencé

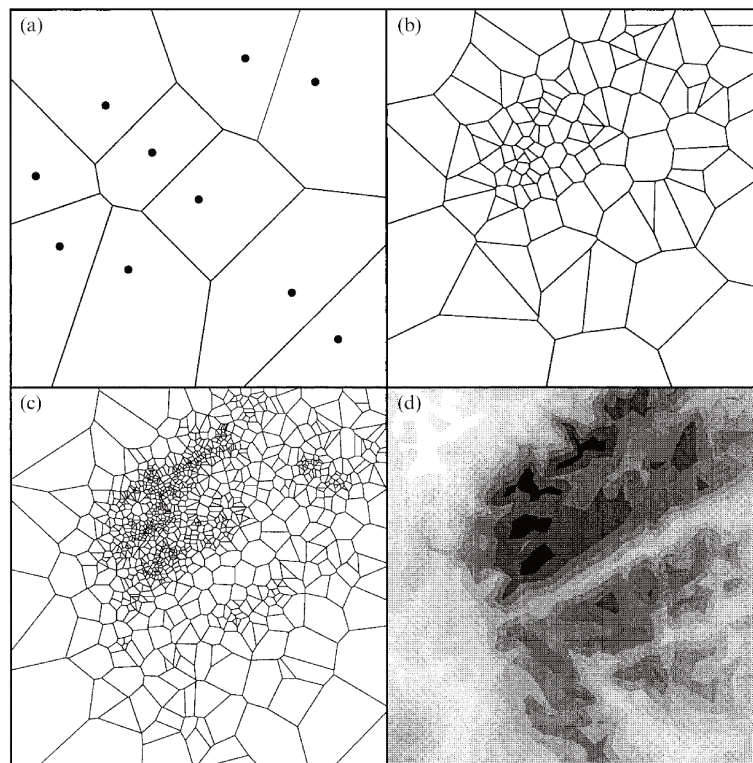


FIGURE 4.2 – (a) 10 modèles aléatoirement sélectionnés et leurs cellules de Voronoï associées. (b) Les  $n_r$  cellules présentant le plus faible écart aux données sont échantillonnées en  $n_s$  cellules grâce à l'échantillonneur de Gibbs. (c) Échantillonnage de l'espace des paramètres à la fin de l'inversion. (d) Représentation de la fonction coût à la fin de l'inversion (d'après Sambridge (1999)).

(a) 10 randomly selected models and their associated Voronoi cells. (b) The  $n_r$  cells with the lower misfit are sampled in  $n_s$  cells through the Gibbs sampler. (c) Sampling of the parameter space at the end of the inversion. (d) Representation of the cost function at the end of the inversion (from Sambridge (1999)).

Le grand intérêt de cette méthode est sa rapidité à converger vers la meilleure solution tout en évitant les minimums locaux. Par contre, du fait de la nécessité de calculer un grand nombre de modèles ( $n_s$  par itérations), la méthode de résolution du problème direct doit être rapide sinon le temps de calcul sera beaucoup trop important.

La méthode de l'algorithme de voisinage est globalement la plus utilisée en sismologie et particulièrement dans l'inversion des fonctions récepteur (Shibutani et al., 1996; Frederiksen et al., 2003) mais notons quand même son utilisation de plus en plus répandue en géophysique (par exemple dans l'inversion de données de radar par Jeannin (2005)).

#### 4.3.4 Méthode des gradients conjugués

Les précédentes méthodes de résolution se basaient toutes sur des tirages pseudo-aléatoires de paramètres. La méthode des gradients conjugués se base sur l'évolution de la fonction coût pendant l'échantillonnage de l'espace des paramètres (De Barros, 2007). Elle est plus couramment connue sous le nom d'algorithme de la plus forte pente. En effet, à chaque itération, la réponse du modèle échantillonné est calculée et on suit l'évolution de la fonction coût. Si on la considère comme une surface topographique, surplombant l'espace des modèles, où l'altitude correspondrait à la valeur de la fonction coût associée, la minimisation de cette dernière revient alors à chercher le point le plus bas de la surface. Pour ce faire, on suit la ligne de plus grande pente tant que la fonction coût décroît (Fig. 4.3). Cette direction de descente tient compte du gradient calculé à l'itération  $n$  ainsi que la direction de descente calculée à l'itération  $n - 1$ . L'inversion s'arrête lorsque l'un des critères de convergence est atteint. Ces critères peuvent être :

- le nombre limite d'itération est atteint
- la fonction coût devient inférieure à une fraction acceptable de la valeur initiale
- la fonction coût n'évolue plus, ce qui signifie que le modèle trouvé correspond au minimum de la fonction coût (ou à un minimum local).

L'efficacité de la méthode réside dans le fait que la direction de descente tient compte des directions précédentes (à l'inverse de la méthode des gradients simples, Scales, 1987) ce qui diminue le nombre d'itérations nécessaire pour converger vers la solution. Un nombre moindre d'itérations entraîne donc un nombre d'appel au calcul direct plus faible et donc un temps de calcul plus rapide. Cependant, le gros inconvénient de cette méthode réside dans le choix du modèle initial. En effet, on remarque bien que suivant le modèle

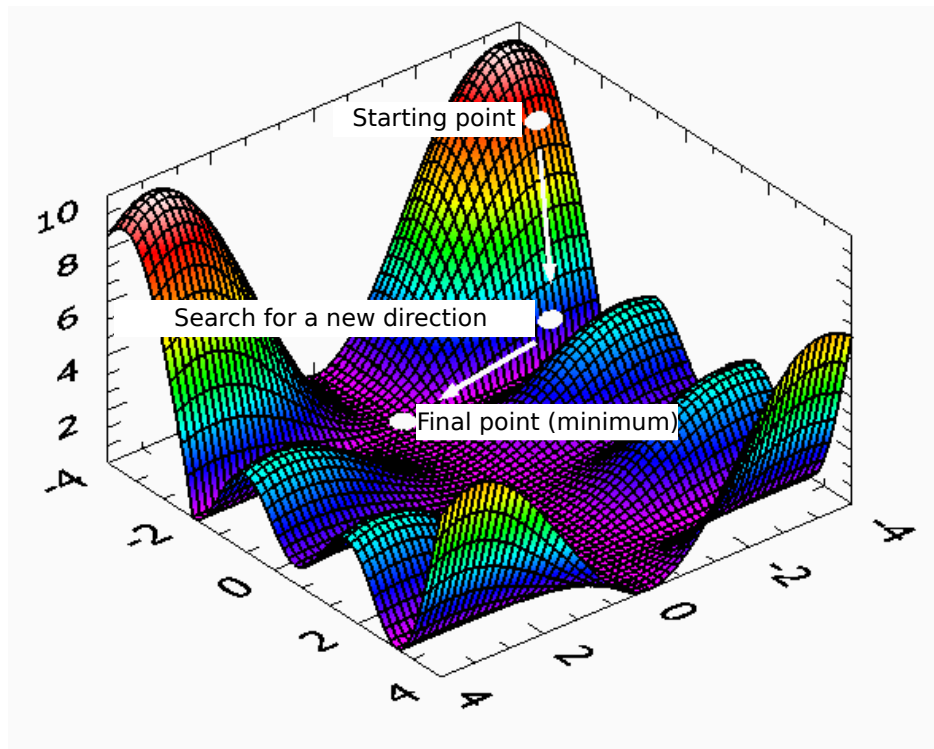


FIGURE 4.3 – Exemple d’une surface de la fonction coût et de l’évolution de l’inversion (d’après *zone.ni.com*).

*Example of the cost function surface and the evolution of the inversion (from zone.ni.com).*

de départ (Fig. 4.3), on peut ou non se retrouver rapidement dans un minimum local.

## 4.4 Que coupler et comment ?

On peut subdiviser les inversions conjointes en deux grandes catégories : celles qui vont combiner des données de différentes méthodes mais pour un même paramètre physique et celles qui vont inverser différents paramètres physiques. Par exemple, l'inversion de données magnétotelluriques et de données de sondages électriques DC va permettre de caractériser la résistivité du sous-sol et va donc correspondre à la première catégorie. L'inversion de données sismiques et gravimétriques quant à elle va permettre de caractériser le milieu par la vitesse des ondes sismiques et par sa densité, respectivement, et appartient ainsi à la deuxième catégorie.

### 4.4.1 Les inversions conjointes pour un même paramètre physique

Elles sont couramment utilisées en sismologie et en électromagnétisme, où différentes méthodes de prospection permettent de caractériser un même paramètre physique qui sont la vitesse des ondes (P ou S) et la résistivité du milieu, respectivement. En sismologie, on pourra noter les inversions conjointes des ondes de surface et des ondes de volume de Obrebski et al. (2011) et l'inversion conjointe de tomographie sismique par réflexion et réfraction (Korenaga et al., 2000). En électromagnétisme, notons les travaux de Osella et al. (2003) sur l'inversion conjointe de données de Wenner et de dipôle-dipôle. Nous nous intéresserons ici uniquement aux inversions se basant au moins soit sur la fonction récepteur soit la magnétotellurique. Pour la gravimétrie, il est difficile de trouver d'autres méthodes caractérisant la densité du milieu (hors technique de forage) et donc d'inversions conjointes associées. On peut cependant noter les travaux de Julià (2007) et de Blom (2015) qui tentent de retrouver des contraintes en densité à partir de données sismologiques. Le problème de ces deux approches réside dans le fait que la densité est un paramètre de second ordre dans les variations de signal sismologiques, à l'inverse des données gravimétriques où elle est un paramètre de premier ordre.

La méthode des fonctions récepteur est presque systématiquement associée avec les ondes de surface (Julia et al., 2000; Yoo et al., 2007; Basuyau, 2010; Bodin et al., 2012; Shen et al., 2013). Elles sont toutes les deux sensibles à la vitesse des ondes S mais sont aussi très complémentaires. En effet, il existe en fonctions récepteur, comme nous l'avons vu précédemment dans le chapitre 2 avec l'inversion de Zhu and Kanamori (2000), une ambiguïté entre la vitesse des ondes et l'épaisseur de la couche. L'inversion des ondes de

surface, quant à elle, nous fournit une moyenne de la vitesse absolue des ondes S pour différents intervalles de profondeur. Combiner ces deux méthodes permet alors de s'affranchir de l'ambiguïté des fonctions récepteur en comparant les vitesses obtenues avec celle des ondes de surface, ou bien en utilisant le modèle obtenu par les ondes de surface comme a priori pour les fonctions récepteur. On pourra retenir l'approche bayésienne de Shen et al. (2013) qui se base sur l'algorithme de Monte-Carlo et les travaux de Bodin et al. (2012).

Le théorème de Bayes (Bayes and Price, 1763) permet de calculer la distribution  $\sigma(m)$  d'un modèle  $m$ , d'après les informations sur l'espace des modèles (données par la densité de probabilité  $\rho(m)$ ) et les données représentées par une fonction de vraisemblance  $L(m)$ . Elle est définie par :

$$\sigma(m) \propto \rho(m)L(m) \quad (4.2)$$

La fonction de vraisemblance est reliée à l'écart aux données, et se calcule, pour chaque méthode, par :

$$L(m) = \exp\left(-\frac{1}{2}S(m)\right) \quad (4.3)$$

avec  $S(m) = (g(m) - D^{obs})^T C_e^{-1} (g(m) - D^{obs})$

où  $D^{obs}$  correspond aux données mesurées,  $g(m)$  le modèle et  $C_e$  la matrice de covariance. Elle détermine si un modèle est accepté ou non pendant l'inversion. A chaque ré-échantillonnage de l'espace des paramètres, le nouveau modèle  $m_i$  est accepté si sa vraisemblance est soit supérieure à celle du modèle précédent  $m_j$  (et donc son écart aux données est plus faible) ; soit inférieure mais le ratio  $L(m_i)/L(m_j)$  est supérieur à un nombre aléatoirement tiré au sort entre 0 et 1.

La fonction coût totale à minimiser est ainsi définie par :

$$S_{joint}(m) = S_{SW} + \frac{1}{k} S_{RF} = \int_{i=1}^N \frac{(g_i(m) - D_i^{obs})^2}{\sigma_i^2} + \frac{1}{k} \int_{j=1}^M \frac{R_j(m) - A_0(t_j))^2}{s_j^2} \quad (4.4)$$

avec  $i$  les éléments correspondant aux ondes de surface,  $j$  aux fonctions récepteur.  $k$  permet de pondérer une méthode par rapport à l'autre. La figure 4.4.a représente l'écart aux données et la fonction de vraisemblance en fonction de l'évolution de l'échantillonnage de l'espace des paramètres. Notons les comportements totalement opposés des deux variables. On peut remarquer aussi que l'écart aux données des deux méthodes semble converger vers une même valeur au bout d'environ 500 itérations (Fig. 4.4b). Lorsque le modèle maximise la fonction de vraisemblance, les écarts aux données des deux mé-



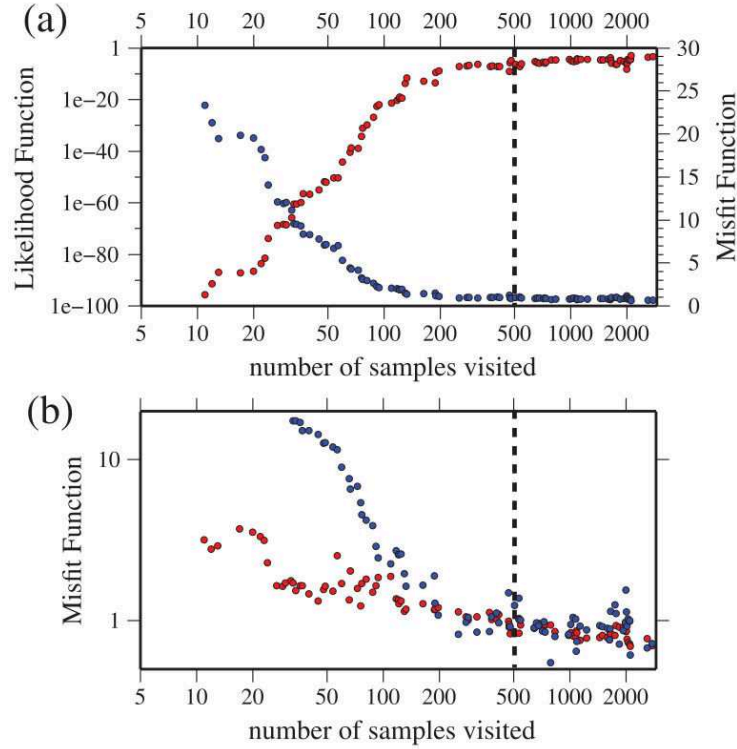


FIGURE 4.4 – a) Évolution de l'écart aux données (en bleu) et de la fonction de vraisemblance (en rouge) pour l'inversion conjointe. b) Évolution de l'écart aux données pour les fonctions récepteurs (en rouge) et les ondes de surface (en bleu) (d'après Shen et al. (2013)).

*a) Evolution of the misfit (in blue) and the likelihood function (in red) for the joint inversion. b) Evolution of the misfit for the receiver functions (in red) and the surface waves (in blue) (from Shen et al. (2013)).*

thodes deviennent inférieurs à 1. La figure 4.5 représente la distribution des différents paramètres à la fin de l'inversion (en rouge : inversion conjointe ; en transparent : inversion seule des ondes de surfaces). Les distributions changent fortement en passant d'une distribution étalée pour l'inversion seule, à une distribution de type gaussienne pour l'inversion conjointe et particulièrement pour la vitesse des ondes S à différentes profondeurs et pour l'épaisseur de la croûte (Shen et al., 2013).

L'inversion conjointe des fonctions récepteur et des ondes de surface donnent des résultats très satisfaisants. Les modèles obtenus semblent converger vers une solution mieux contrainte qui explique tant les temps d'arrivée et les amplitudes des différentes phases des fonctions récepteur que les courbes de dispersion. Cependant, il est important de rester prudent dans l'interprétation de ces résultats car les deux méthodes ne sont pas sensibles aux mêmes longueurs d'onde, les ondes de surface ayant tendance à moyen-

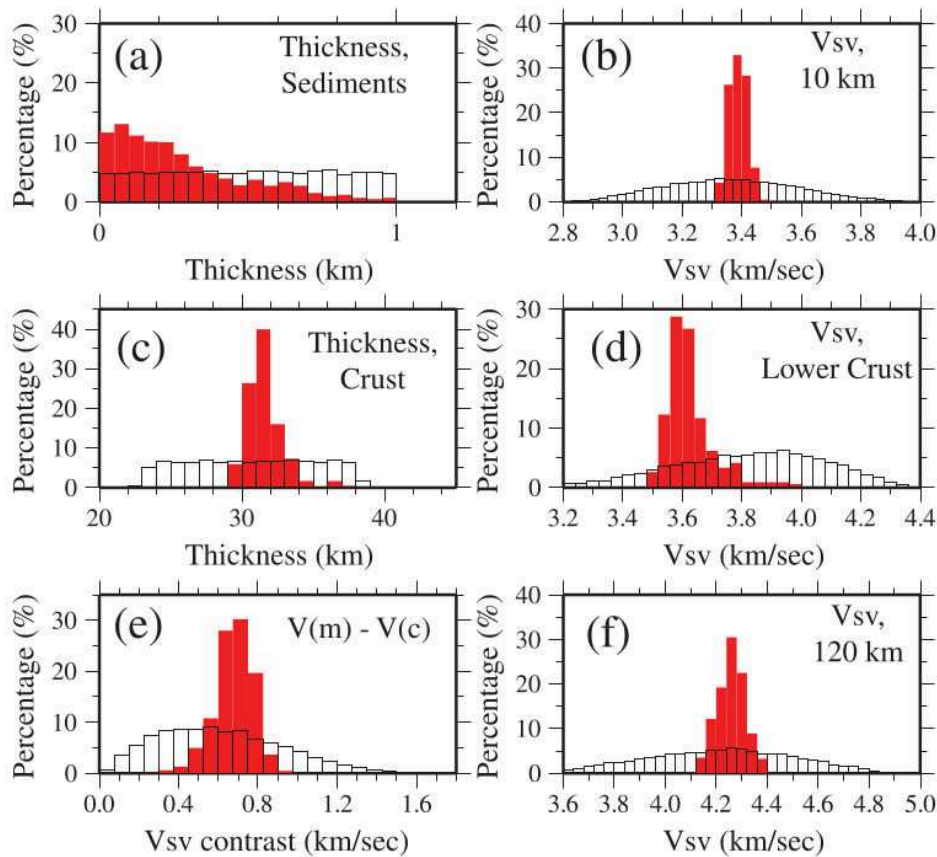


FIGURE 4.5 – Distribution des différents paramètres de l'inversion pour l'approche conjointe (en rouge) ou pour les ondes de surface seule (en transparent) (d'après Shen et al. (2013)).

*Distribution of the different parameters for the joint inversion (in red) and for the surface waves only (in transparent) (from Shen et al. (2013))*

ner sur plusieurs dizaines voir centaines de kilomètres, alors que les fonctions récepteur peuvent enregistrer des variations latérales de vitesse plus petites. L'application de telles méthodes serait donc plutôt restreinte à des régions à faible variabilité latérale.

Les fonctions récepteur peuvent aussi être associées à des données de tomographie, qui permettent d'obtenir des variations de vitesse dans des couches d'épaisseur constante. Les fonctions récepteur apportent plus de contraintes sur la position des interfaces en profondeur, ce que la tomographie a du mal à résoudre, alors que cette dernière apportera un modèle de vitesse plus contraint pour les fonctions récepteur. L'approche développée par Vergne (2002), par exemple, se base sur la modélisation en 2-D des temps d'arrivées des phases P-S converties au Moho (pour la partie fonctions récepteur) ainsi que des perturbations relatives des vitesses des ondes P dans une couche d'épaisseur constante. Cette couche est considérée comme représentative de l'ensemble de la croûte (pour la partie tomographie). Seules la géométrie du Moho et les vitesses moyennes dans la croûte (le long

d'une verticale entre le Moho et la surface) sont modélisées. Les amplitudes et les temps d'arrivées des multiples ne sont pas pris en compte ce qui pourrait permettre de calculer la vitesse des ondes S ainsi que le rapport  $V_p/V_s$  (voir chapitre 2 sur l'algorithme de Zhu and Kanamori (2000) pour plus de détails). La modélisation se fait grâce à deux fonctions splines, une pour décrire la géométrie du Moho et une autre pour la vitesse crustale des ondes P. Les valeurs possibles de profondeur et de vitesse sont bornées pour réduire le temps de calcul et empêcher l'obtention de résultats trop aberrants. De plus, la vitesse des ondes P dans le manteau doit être fixée car aucune des deux approches ne permet de la contraindre. Néanmoins, elle aura une influence non-négligeable sur les valeurs de vitesse des ondes dans la croûte si elle n'est pas correctement estimée.

Le calcul de la fonction coût globale correspond à la somme des RMS des deux méthodes. Ici, les valeurs de RMS étant beaucoup plus faibles pour la tomographie que pour la fonction récepteur, une pondération leur est appliquée pour obtenir des valeurs d'un même ordre de grandeur. La minimisation se fait ensuite de manière itérative en utilisant l'algorithme "simplex" de Nelder and Mead (1965) (la minimisation se base sur l'évolution de la fonction coût à partir du calcul des solutions de base admissibles).

La validation de la méthode est faite par l'inversion de données synthétiques. La figure 4.6 montre la capacité de l'algorithme à retrouver des structures complexes. Le modèle retrouvé (Fig. 4.6.a) contient bien les variations latérales et verticales de vitesse ainsi que la géométrie non symétrique du Moho. Les inversions seules de tomographie (Fig. 4.6.c) et des fonctions récepteur (Fig. 4.6.d), quant à elles, ne retrouvent pas ou très mal le modèle de départ, alors que leur inversion conjointe retrouve globalement bien la géométrie en marche d'escalier ainsi que les contrastes de vitesse (Fig. 4.6.b).

La méthode présente néanmoins quelques limites. En effet, on ne s'intéresse ici qu'à des variations en 2-D et on néglige l'information 3-D contenue dans les RFs et qui peuvent affecter tant les temps de trajet que les phases converties. De plus, on fixe la vitesse des ondes dans le manteau de façon arbitraire, alors qu'elle peut entraîner de fortes variations sur la valeur de propagation des ondes P dans la croûte. Enfin, en inversant peu de paramètres, on ne s'intéresse qu'aux variations du Moho et aux vitesses moyennes d'échelle crustale mais pas aux structures intra-crustales.

Les inversions conjointes pour un même paramètre physique ont aussi beaucoup été utilisées avec les méthodes électromagnétiques car elles sont, pour la plupart, sensibles à la résistivité électrique du milieu (Oldenburg and Li, 1994; Oldenburg, 1978; Ha-

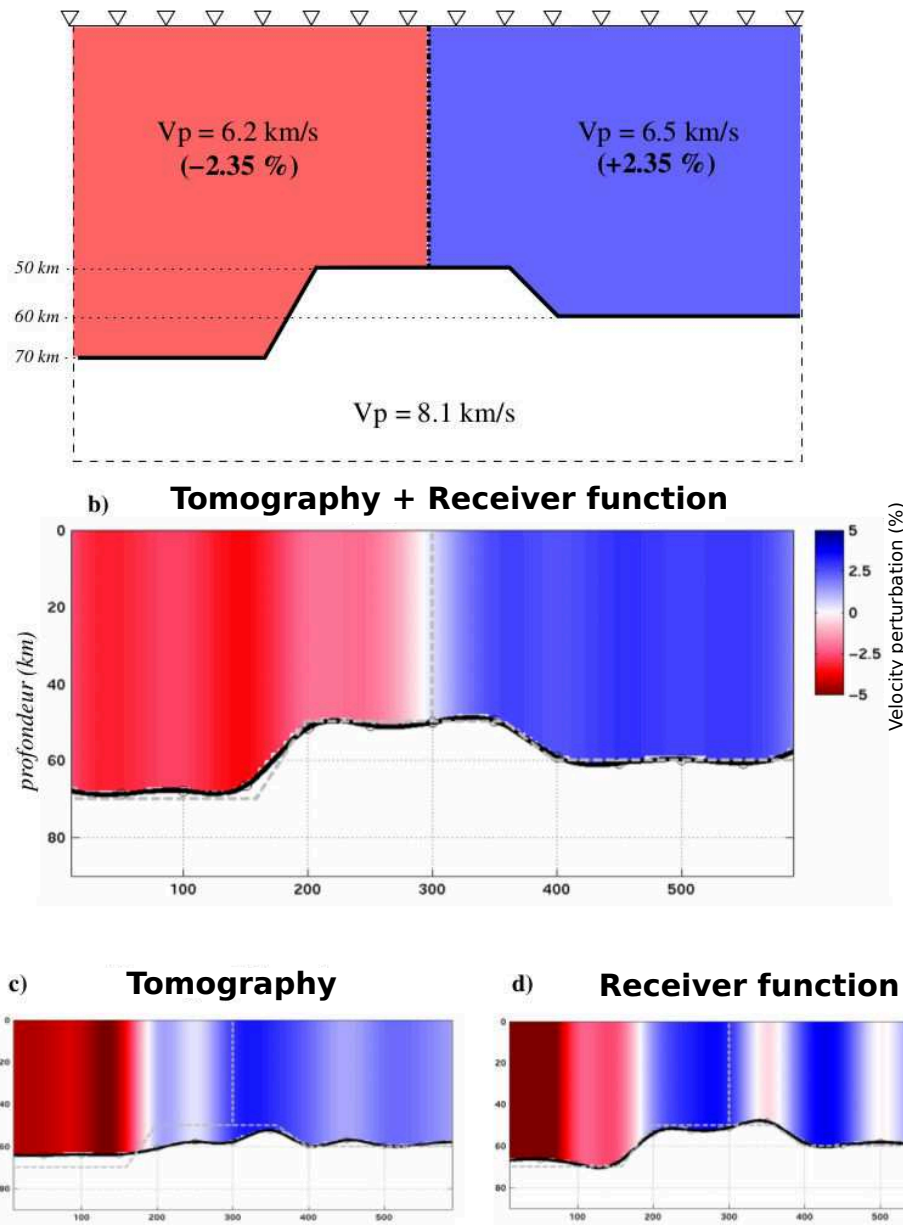


FIGURE 4.6 – Résultats de l’inversion conjointe (b) ou de tomographie (c) et fonction récepteur (d) seule d’un modèle synthétique (a). D’après Vergne (2002).

*Results of the joint inversion (b) and tomography (c) and receiver function (d) inversion of a synthetic model (a). From Vergne (2002)*

ber and Oldenburg, 1997). Différentes méthodes ont été développées, dans lesquelles les approches utilisées pour linéariser (Sasaki, 1989; Meju, 1996; Santos et al., 2007) et résoudre les équations de Maxwell (décomposition en valeur singulière, méthode de Gram-Schmidt, etc., Björck, 1967; Raiche et al., 1985; Sasaki, 1989) ainsi que la méthode d’inversion (moindres carrés, Sasaki, 1989; Candansayar and Tezkan, 2008) varient.

Les méthodes à courant continu de type dipole - dipole, Schlumberger, etc.. sont globalement aussi sensibles aux structures conductrices que résistives. Cependant, lorsque

la taille des structures devient trop faible, la réponse va dépendre du produit de l'épaisseur et de la conductivité électrique, ou de la résistivité électrique, pour les couches conductrices ou résistives, respectivement (Abdelfettah, 2009). A l'inverse les méthodes électromagnétiques sont plus sensibles aux couches conductrices qu'aux couches résistives (Raiche et al., 1985; Osella et al., 2003). On voit donc très bien que dans la détection de couches minces (conductrices ou résistives), l'association de ces deux méthodes paraît pertinente.

#### **4.4.2 Les inversions conjointes pour des paramètres physiques différents**

Les études que nous venons de voir étaient toutes basées sur l'inversion d'un seul paramètre physique, que ce soit la résistivité du milieu ou la vitesse des ondes. Dans le cadre de cette thèse, les trois méthodes que nous utilisons sont toutes les trois sensibles à différents paramètres. Les inversions conjointes pour des paramètres physiques différents peuvent aussi être divisées en deux catégories : celles dont les paramètres peuvent être reliés par une relation physique et celles dont les paramètres sont totalement indépendants. Pour illustrer nos propos, nous essayerons de prendre au maximum des exemples d'inversion concernant les trois méthodes utilisées pour notre étude : la magnétotellurique, la gravimétrie et les fonctions récepteur.

##### **Paramètres liés par une relation physique**

Pour effectuer ce type d'inversion conjointe, il est nécessaire d'avoir une (ou plusieurs) relation(s) physique(s) reliant les différents paramètres à inverser. Ces relations peuvent être de deux types :

- théoriques : on peut noter par exemple les relations mathématiques de Poisson (Chandler et al., 1981; Von Frese et al., 1981) reliant les anomalies magnétiques aux anomalies gravimétriques.
- empiriques : elles sont généralement basées sur l'analyse de roches en laboratoire, et sont parfois très locales (Coutant et al., 2012) lorsqu'il est possible d'utiliser des données de forage. Elles permettent de relier par exemple la porosité avec la saturation en eau, la résistivité et la masse volumique. La relation la plus connue est certainement la loi d'Archie (Boyer and Mari, 1994), qui permet de relier la conduc-

tivité électrique avec la porosité et la saturation. De plus on peut retrouver différentes relations pour un même couple de paramètres suivant le milieu étudié. Par exemple, la vitesse et la densité peuvent être reliées, entre autres, par une équation de la forme  $\rho = \beta V_p^a$  (Roecker et al., 2004), ou bien de la forme  $\rho = \alpha + \beta V$  (Tondi et al., 2000) avec  $V$  la vitesse,  $\rho$  la densité et  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $a$  des constantes à déterminer. De plus la relation peut être constante pour l'ensemble du modèle ou varier d'une couche à l'autre (Zeyen and Achauer, 1997; Tiberi et al., 2003)

On pourra retenir les études de Lines et al. (1988); Misiak et al. (1997); Tondi et al. (2000); Afnimar et al. (2002); Santos et al. (2006) mais à titre d'exemple, je m'appuierai ici sur les travaux récents de Jegen et al. (2009) concernant l'inversion conjointe de données de magnétotellurique et de gravimétrie avec des contraintes a priori apportées par des résultats de sismique réflexion. Cette méthode a été appliquée à l'imagerie en 2-D (en fait, interpolation en 2-D de modèles 1-D) de basaltes dans la marge du nord-ouest de l'Europe. Les trois méthodes appliquées séparément ont montré leurs limites quant à la détection de ce type de structure. En effet, même si les méthodes classiques de sismique permettent d'imager des sédiments supra-basaltes, leur résolution dans l'imagerie des basaltes est beaucoup plus limitée (Maresh and White, 2005). La magnétotellurique est plutôt insensible aux couches très résistives (de type basalte) et sa réponse est principalement gouvernée par les structures faiblement conductrices de part et d'autre de la structure basaltique. Enfin, la gravimétrie est, quant à elle, particulièrement sensible à la couche très dense de basalte mais beaucoup moins aux couches sédimentaires à plus faible densité qui l'entourent. On voit donc très bien qu'une approche conjointe permettrait de tirer parti des avantages de chaque méthode et améliorerait l'imagerie des zones initialement peu résolues.

Jegen et al. (2009) propose de relier les paramètres en utilisant des relations physiques empiriques déduites de données de forage ODP. Les figures 4.7.a et 4.7.b permettent de voir l'évolution de la densité et de la résistivité respectivement, en fonction de la vitesse, et permettent d'en déduire des relations physiques.

La densité et la vitesse sont connectées par une relation linéaire (Fig. 4.7.b), de type :

$$d = 1.700 + 2.0 * 10^{-4} . v \quad (4.5)$$

avec  $d$  la densité en  $g/cm^3$ ,  $v$  la vitesse en  $m/s$ .

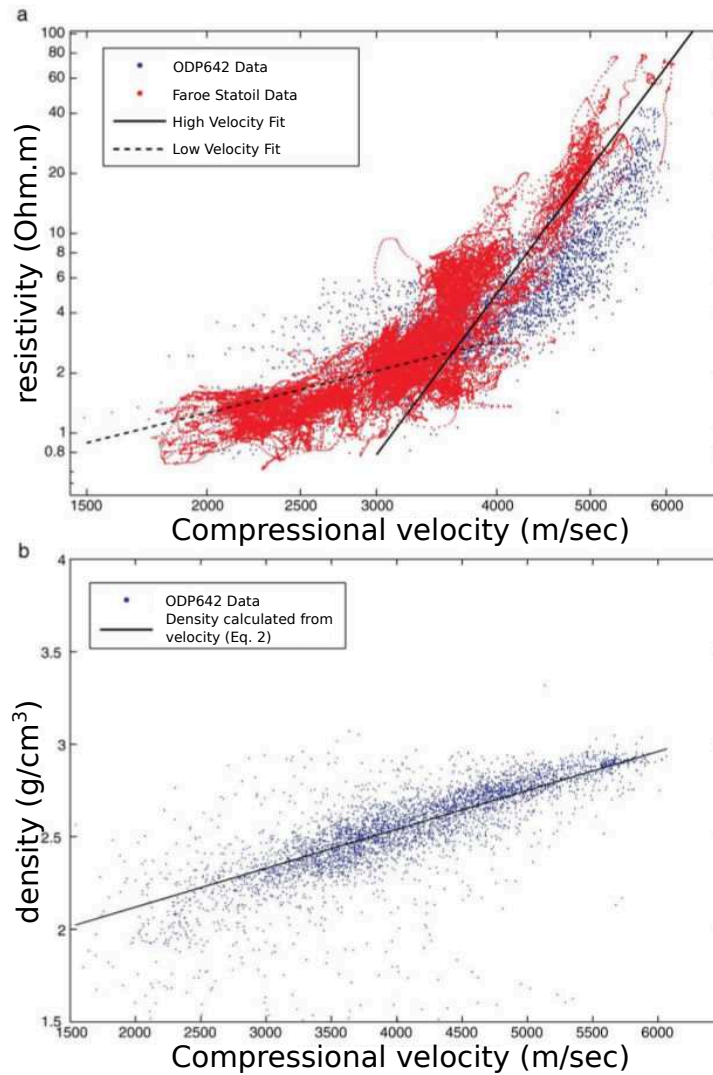


FIGURE 4.7 – Relations entre la résistivité et la vitesse (a) et entre la densité et la vitesse (b) obtenues d'après des données de forage ODP (d'après Jegen et al. (2009)).

*Relation between the resistivity and the velocity (a) and between the density and the velocity (b) obtain from drilling ODP data (from Jegen et al. (2009)).*

La relation entre la résistivité et la vitesse est un peu plus complexe. Comme le montre la figure 4.7.a, il semble y avoir deux tendances. En effet, si on considère que dans cette région la conduction électrique est principalement causée par la présence de fluides dans la roche, elle va donc aussi être fonction de sa porosité (Jegen et al., 2009). Le changement de pente dans la relation, vers  $v = 3.5 km/s$ , peut alors correspondre à un seuil à partir duquel la compaction est telle que les pores commencent à devenir totalement déconnectés les uns des autres, ce qui entraîne une forte augmentation de la résistivité ainsi que la vitesse (et donc la densité) de la roche. On aura donc deux relations :

- si  $v < 3600 m/s$  alors  $\log_{10}(\rho) = 1.20 \log_{10}(v) - 3.86$

- si  $v > 3600 \text{ m/s}$  alors  $\log_{10}(\rho) = 6.46 \log_{10}(v) - 22.57$

Le processus d'inversion conjointe consiste à calculer le modèle direct gravimétrique en 2-D (Telford et al., 1976) associé à une succession de modèles 1-D sous chaque station pour la partie magnétotellurique. Les paramètres de l'inversion sont alors la résistivité, la densité ainsi que l'épaisseur de chaque couche. Le modèle initial est déduit des résultats de sismique réflexion surplombant un demi espace de résistivité fixée à  $2 \Omega/m$  (Fig. 4.8.a). La figure 4.8 permet de voir l'évolution de l'imagerie de la couche de sub-basalte en fonction des méthodes utilisées. La figure 4.8.b montre les résultats de l'inversion de MT seule. La partie inférieure ainsi que le sommet de la couche de basalte sont plutôt bien retrouvés mais il n'y a aucune résolution sur la couche de basalte en elle-même. En rajoutant les contraintes de la sismique réflexion (Fig. 4.8.c), la couche de basalte est mieux modélisée mais son épaisseur n'est toujours pas totalement retrouvée. Enfin, en inversant conjointement la MT avec la gravimétrie, tout en gardant les contraintes apportées par la sismique réflexion, l'épaisseur ainsi que la profondeur de la structure sont bien mieux précisées (Fig. 4.8.d).

Les inversions conjointes pour différents paramètres reliés par une relation physique permettent d'obtenir des résultats très satisfaisants. Cependant, dans le cas précédent, l'inversion 2-D des données de magnétotellurique se base sur une succession de modèles 1-D. Cette approche est valable pour des milieux avec une géométrie plutôt simple. Dans le cas de milieux présentant de plus fortes variations latérales, une "vraie" inversion en 2-D sera nécessaire. Enfin, Jegen et al. (2009) se base sur des données de forages ODP pour en déduire des relations empiriques. Cependant, il n'est pas toujours possible d'avoir accès à ce genre de données et il peut donc vite devenir très compliqué de pouvoir relier physiquement différents paramètres entre eux.

### **Inversions avec contraintes géométriques ou structurales**

Les inversions conjointes entre des paramètres différents et indépendants sont plus compliquées car malgré l'absence d'une relation physique les reliant, il est quand même nécessaire de trouver un autre lien. Dans le cas où la relation physique ou mathématique n'est pas connue, varie latéralement, ou bien entraîne une trop grande non-linéarité du problème, d'autres approches ont été développées Haber and Oldenburg (e.g. 1997); Bosch and McGaughey (e.g. 2001); Musil et al. (e.g. 2003). A titre d'illustration, nous nous intéresserons ici à l'approche structurale 3-D développée par Fregoso and Gallardo



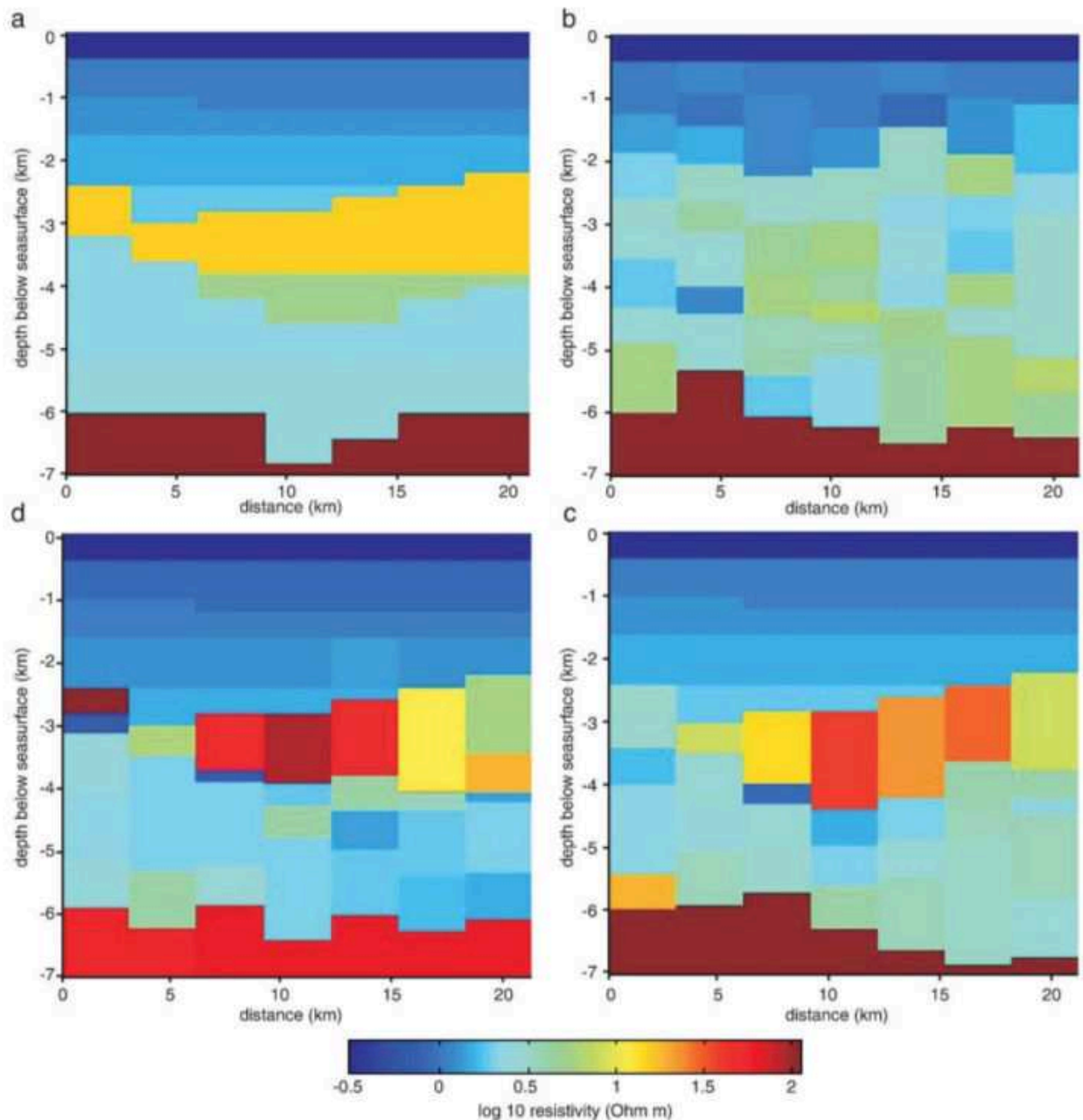


FIGURE 4.8 – a) Modèle initial déduit des résultats de sismique réflexion et converti en modèle de résistivité b) Résultats de l'inversion avec uniquement la MT en 2-D c) Résultats de l'inversion MT 2-D avec ajout de contraintes a priori obtenues par la sismique réflexion d) Inversion conjointe MT et gravimétrie plus contraintes par de la sismique réflexion (d'après Jegen et al. (2009)).

*a) Initial model deduced from the seismic reflexion and converted in a resistivity model b) Results of the MT inversion only in 2-d c) Results of the 2-d MT inversion with a priori constraints from seismic reflexion d) Joint inversion of MT and gravity data + seismic reflexion constraints (from Jegen et al. (2009))*

(2009), basée sur les travaux de Gallardo and Meju (2003, 2004); Gallardo et al. (2005); Gallardo (2007) pour des inversions en 2-D.

La méthode permet de quantifier les similarités géométriques de deux modèles en 3-D. Pour ce faire, chaque changement de géométrie est défini selon deux quantités : la direction et l'amplitude du changement. La fonction du gradient croisé  $\vec{t}$  est définie par :

$$\vec{t}(x, y, z) = \nabla m_1(x, y, z) \times \nabla m_2(x, y, z) \quad (4.6)$$

où  $\nabla m_1$  et  $\nabla m_2$  représentent les gradients des modèles 1 et 2, respectivement. Les modèles ont donc une structure identique lorsque :

$$\vec{t}(x, y, z) = 0 \quad (4.7)$$

autrement dit lorsque les vecteurs sont colinéaires ou si un des deux vecteurs est nul. Les composantes de la fonction  $t$ , pour des modèles 3-D, sont alors données par :

$$t_x = \frac{\partial m_1}{\partial y} \frac{\partial m_2}{\partial z} - \frac{\partial m_1}{\partial z} \frac{\partial m_2}{\partial y} \quad (4.8)$$

$$t_y = \frac{\partial m_1}{\partial z} \frac{\partial m_2}{\partial x} - \frac{\partial m_1}{\partial x} \frac{\partial m_2}{\partial z} \quad (4.9)$$

$$t_z = \frac{\partial m_1}{\partial x} \frac{\partial m_2}{\partial y} - \frac{\partial m_1}{\partial y} \frac{\partial m_2}{\partial x} \quad (4.10)$$

Chacune de ces trois composantes quantifie les similarités structurales dans un plan perpendiculaire à sa direction (par exemple la composante  $t_x$  mesure les variations spatiales dans les directions  $y$  et  $z$ ).

Soit deux modèles  $m_1$  et  $m_2$ , discrétisés en prismes rectangulaires (Fig. 4.9). En se basant sur le schéma de Gallardo and Meju (2004), on peut discrétiser le vecteur  $\vec{t}$  et ainsi définir :

$$t_x = \frac{4}{\Delta y \Delta z} [m_{1c}(m_{2b} - m_{2u}) + m_{1b}(m_{2u} - m_{2c}) + m_{1u}(m_{2c} - m_{2b})] \quad (4.11)$$

$$t_y = \frac{4}{\Delta x \Delta z} [m_{1u}(m_{2r} - m_{2c}) + m_{1c}(m_{2u} - m_{2r}) + m_{1r}(m_{2c} - m_{2u})] \quad (4.12)$$

$$t_z = \frac{4}{\Delta x \Delta y} [m_{1r}(m_{2b} - m_{2c}) + m_{1c}(m_{2r} - m_{2b}) + m_{1b}(m_{2c} - m_{2r})] \quad (4.13)$$

Fregoso and Gallardo (2009) ont appliqué leur méthode du gradient croisé pour une inversion conjointe 3-D de données gravimétriques et magnétiques. Le problème est résolu en utilisant la décomposition en valeur singulière (SVD) associée à l'approche des moindres carrés non linéaires (Tarantola, 1987). Un lissage de type Laplacien est en plus rajouté dans le calcul de la fonction coût et est appliqué de manière homogène sur l'ensemble des modèles.

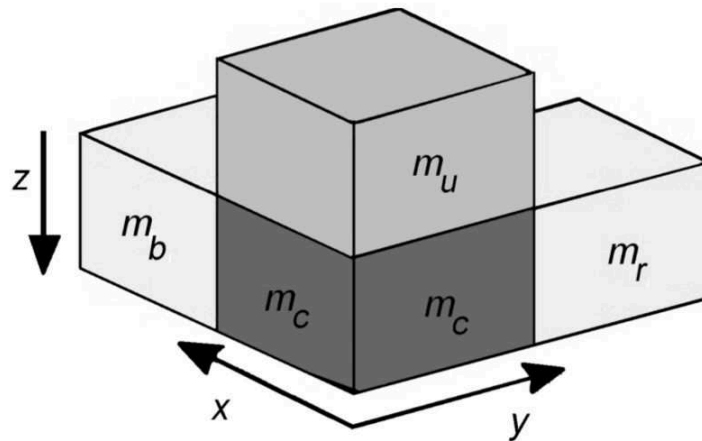


FIGURE 4.9 – Exemple de discrétisation d'un modèle 3-D composé de prismes rectangulaires dans les directions  $x$ ,  $y$  et  $z$ . Les indices des différents prismes sont utilisés dans la discrétisation de la fonction du gradient croisé (éq. 4.11, 4.12 et 4.13) (d'après Fregoso and Gallardo (2009)).

*Example of the discretization of a 3-d model composed by rectangular prisms in the  $x$ ,  $y$  and  $z$  directions. The index of the different prisms are used in the discretization of the cross gradient function (eq. 4.11, 4.12 and 4.13 (from Fregoso and Gallardo (2009)).*

Les résultats de leur inversion sont montrés dans la figure 4.10. Les figures 4.10a-d sont les résultats le long de 2 sections du modèle 3-D AA' et BB', pour des inversions séparées, tandis que les figures 4.10e-h sont les résultats pour les mêmes sections après une inversion conjointe. On remarque que les modèles de densité et d'aimantation, obtenus par inversion conjointe, présentent plus de similarités entre eux pour un écart aux données globalement identique. C'est le modèle de densité qui semble être le plus affecté par le forçage géométrique.

La méthode du gradient croisé a été utilisée depuis à de nombreuses reprises pour des inversions en 2 ou 3 dimensions (Linde et al., 2006; Tryggvason and Linde, 2006; Moorkamp et al., 2011).

Enfin, finissons notre succinct état de l'art des différents types d'inversions conjointes par celles couplant des données de magnétotellurique avec des fonctions récepteur. Nous nous intéressons ici à l'approche développée par Moorkamp et al. (2007) qui permet d'obtenir des modèles de vitesse et de résistivité en 1-D, et appliquée ici à l'étude du Craton Slave (nord du Canada). L'algorithme de minimisation utilisé est un algorithme de type génétique, appelé NGSA-II (Deb et al., 2002). Cet algorithme permet d'obtenir non pas un seul modèle final mais un ensemble de modèles, sélectionnés selon le critère de Pareto

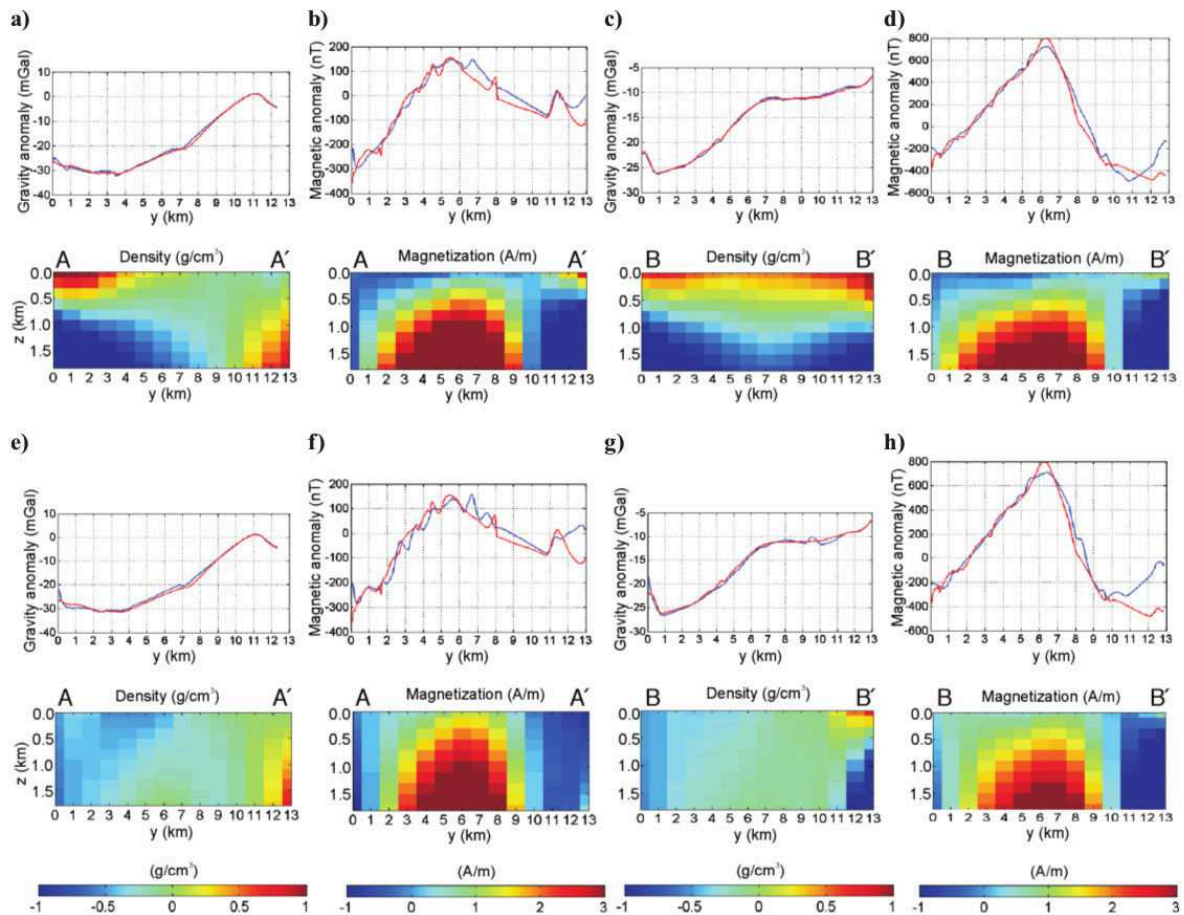


FIGURE 4.10 – Résultats pour des inversions séparées (a-d) et conjointes (e-h), le long de deux profils AA' et BB'. Au dessus de chaque modèle, les données (en rouge) et la réponse du modèle associée (en bleu) sont représentées (d'après Fregoso and Gallardo (2009)).

*Results for the separate inversion (a-d) and joint (e-h) along two profiles AA' and BB'. On the top of each model the data (in red) and the response model (in blue) are represented (from Fregoso and Gallardo (2009)).*

(Deb et al., 2002). Le nombre de modèles finaux illustre le "trade-off" dans la minimisation des différentes méthodes (Dal Moro and Pipan, 2007) qui va dépendre de la qualité des données, de la structure du sous-sol et de la compatibilité des méthodes.

Les données de MT et de fonctions récepteur sont inversées conjointement dans un modèle en 1-D jusqu'à des profondeurs d'environ 250 km. Les modèles de conductivité et de vitesse partagent la même configuration de couches (nombre et épaisseur). Ce nombre étant fixe durant l'inversion (11), les paramètres à inverser sont donc, pour chaque couche, la résistivité, la vitesse et l'épaisseur. Pour réduire l'ambiguïté dans la modélisation des fonctions récepteur (cf Chapitre 2), la vitesse des ondes S ainsi que le rapport  $V_p/V_s$  ( $\sqrt{3}$ ) dans la croûte sont fixés.

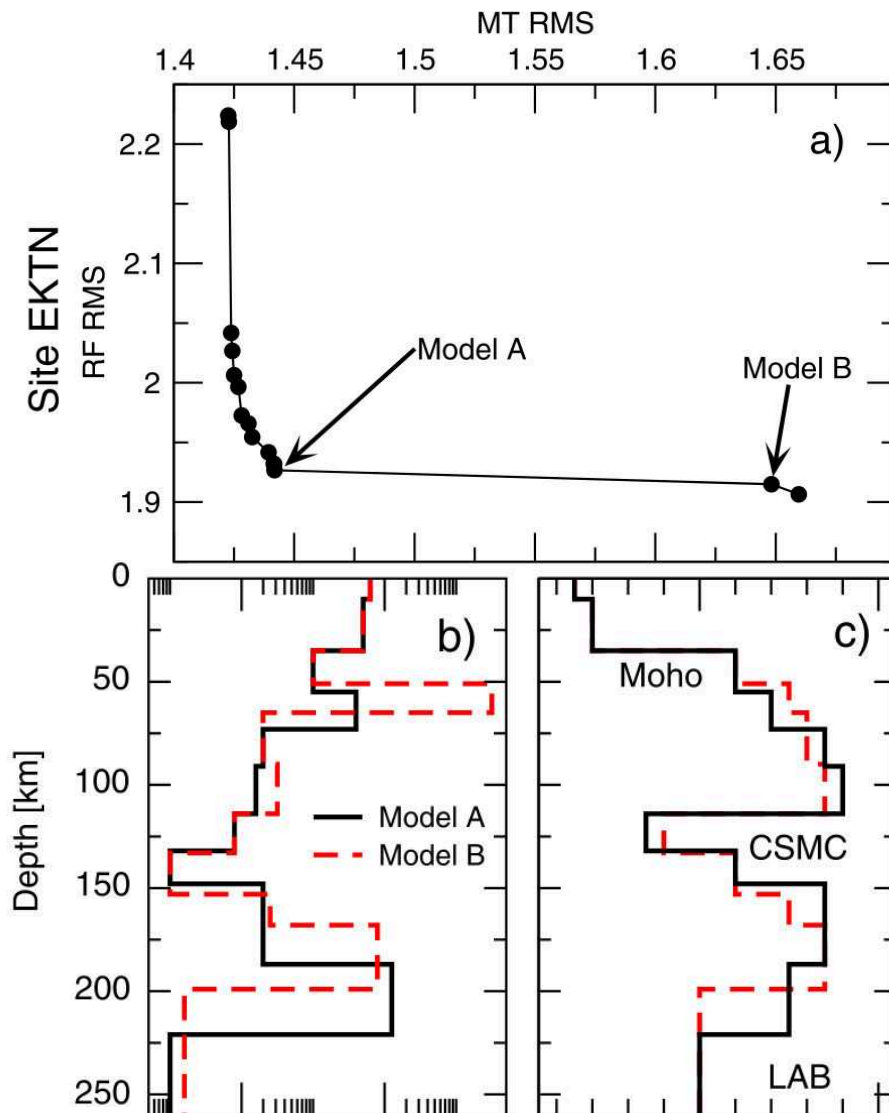


FIGURE 4.11 – Résultats d'inversion conjointe pour le site EKTN. a) Représentation du "trade-off" dans les modèles finaux en fonction du RMS pour la MT et les RF. b) Modèles finaux de résistivité pour deux modèles représentatifs (a). c) Idem que (b) mais pour les modèles de vitesse.

*Results of a joint inversion for the EKTN site. a) Representation of the trade-off in the final models according to the MT and RF misfit. b) Final resistivity models for deux representative models (a). c) The same as (b) but for the velocity models.*

La figure 4.11 présente, pour une station, les résultats de l'inversion conjointe ainsi que l'évolution de l'écart aux données pour plusieurs modèles. On peut voir le fort compromis qu'il existe entre les modèles A et B. Le modèle A peut être considéré comme optimum car il se situe au point de courbature maximale sur la "L-curve". Le modèle B, présente un écart aux données similaire pour les fonctions récepteur mais une plus forte valeur pour la magnétotellurique (Fig. 4.11a). Les modèles associés sont globalement assez ressemblants sauf pour la structure profonde vers 200 km (Fig. 4.11b & c). Cette inter-

face est considérée comme étant la limite entre l'asthénosphère et la lithosphère. La figure 4.12 représente la réponse du modèle A (en rouge) et les données de la station EKTN (en noir). Les données semblent être bien modélisées tant en fonctions récepteur qu'en magnétotellurique.

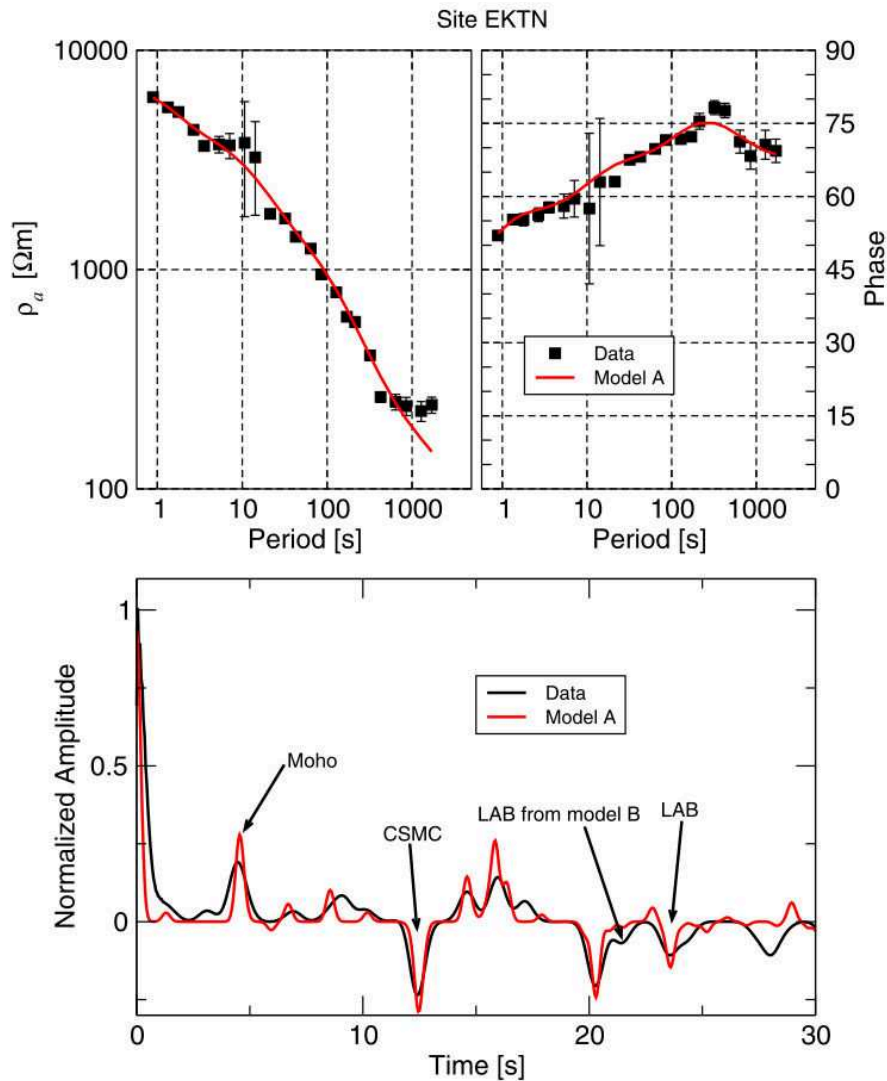


FIGURE 4.12 – Réponses des modèles (en rouge) de résistivité (au dessus, résistivité apparente et phase) et vitesse (en dessous) du modèle A (Fig. 4.11, et données (en noir) pour la station EKTN). *Resistivity (in red, apparent resistivity and phase) and velocity response models of the A model (Fig. 4.11) and the data (in black) for the EKTN station.*

Les résultats obtenus sont prometteurs mais démontrent le fait que même avec cette approche conjointe, il est difficile d'obtenir un modèle final unique. L'ajout de données supplémentaires pourrait permettre de réduire l'espace des modèles. Moorkamp et al. (2010) propose de rajouter une contrainte sur les fonctions récepteurs en les combinant avec des ondes de surface. Comme nous l'avons vu précédemment, ceci permet de ré-

duire l'ambiguïté sur les vitesses et donc de rajouter des contraintes à l'inversion conjointe avec la magnétotellurique.

## 4.5 Limites & Conclusions

Dans ce chapitre j'ai essayé de présenter un éventail des principales inversions conjointes réalisées ces dernières années. J'ai mis l'accent sur les inversions se basant sur au moins une des méthodes utilisées dans ma thèse, qui sont la magnétotellurique, les fonctions récepteur et la gravimétrie. J'ai différencié les méthodes selon le nombre de paramètres à inverser et des données utilisées : soit un un même paramètre à inverser pour plusieurs types de données indépendants, soit plusieurs paramètres provenant de différents types de données. Pour les inversions avec un même paramètre physique, nous avons vu que les fonctions récepteur sont à présent classiquement couplées avec les ondes de surface mais aussi avec des données de tomographie. Les différentes méthodes électromagnétiques sont aussi souvent combinées car elles sont globalement complémentaires et permettent de caractériser la résistivité d'un milieu. Pour les inversions s'intéressant à plusieurs paramètres physiques, il existe deux approches ; soit par l'intervention directe d'une relation physique entre les paramètres (expérimentale ou théorique), soit les paramètres restent indépendants lors de l'inversion et on ne lie alors uniquement leurs variations. Les inversions utilisant des relations physiques sont souvent non-linéaires et se basent habituellement sur des lois empiriques. Pour les inversions avec des paramètres indépendants, une des principales approche est une approche structurale, pour laquelle on cherche à faire correspondre les principales structures/interfaces entre les modèles.

L'utilisation des inversions conjointes plutôt que des approches simples semble être en plein essor depuis une dizaine d'années. En effet, comme nous avons pu le voir, l'un des principaux avantages des inversions conjointes est que l'on obtient un modèle beaucoup plus contraint capable d'expliquer plusieurs paramètres pour un même milieu. Les ambiguïtés ou les problèmes de sensibilité de chaque méthode sont réduits et les interprétations géologiques qui en découlent sont facilitées. Il est tentant de vouloir intégrer dans les inversions conjointes le plus de données indépendantes. Or comme nous l'avons vu, la prise en compte des relations entre paramètres va diriger en grande partie la méthodologie d'inversion. De plus, la résolution d'un problème direct n'est pas triviale et nécessite une exploration si ce n'est détaillée au moins statistiquement significative de l'espace

des modèles. Selon la complexité du problème direct (dimensionnalité) et la puissance de calcul disponible, le temps de résolution pour une inversion d'un seul type de données peut être déjà relativement conséquent.

On voit donc bien que les limites actuelles des inversions conjointes sont de deux types; d'une part méthodologiques avec le choix de la (ou des) relation(s) de couplage entre les différents paramètres et d'autre part matérielles avec la limitation de la puissance de calcul disponible. De plus toutes les méthodes (e.g. la fonction récepteur) ne sont pas ou (n'ont pas encore été) développées pour modéliser des milieux bi- ou tri-dimensionnels.





## 4.6 Références

- Abdelfettah, Y. (2009). *Inversion conjointe des données magnétotelluriques et gravimétriques : Application à l'imagerie géophysique crustale et mantellique*. PhD thesis, Université de Bretagne occidentale-Brest. 194
- Afnimar, Koketsu, K., Nakagawa, K., et al. (2002). Joint inversion of refraction and gravity data for the three-dimensional topography of a sediment–basement interface. *Geophysical Journal International*, 151(1) :243–254. 178, 195
- Ammon, C. J., Randall, G. E., and Zandt, G. (1990). On the nonuniqueness of receiver function inversions. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 95(B10) :15303–15318. 174, 180
- Basuyau, C. (2010). *Inversion conjointe Fonctions récepteur-Gravimétrie-Tomographie télé-sismique : Développement et Applications*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI. 175, 176, 181, 182, 188
- Bayes, M. and Price, M. (1763). An essay towards solving a problem in the doctrine of chances. by the late rev. mr. bayes, frs communicated by mr. price, in a letter to john canton, amfrs. *Philosophical Transactions (1683-1775)*, pages 370–418. 176, 189
- Björck, Å. (1967). Solving linear least squares problems by gram-schmidt orthogonalization. *BIT Numerical Mathematics*, 7(1) :1–21. 177, 193
- Blom, N. (2015). Synthetic inversions for density in the earth's interior from seismic waveform and geodetic data. In *2015 AGU Fall Meeting*. Agu. 176, 188
- Bodin, T., Sambridge, M., Tkalčić, H., Arroucau, P., Gallagher, K., and Rawlinson, N. (2012). Transdimensional inversion of receiver functions and surface wave dispersion. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 117(B2). 176, 188, 189
- Bosch, M. and McGaughey, J. (2001). Joint inversion of gravity and magnetic data under lithologic constraints. *The Leading Edge*, 20(8) :877–881. 197
- Boyer, S. and Mari, J.-L. (1994). *Sismique et diagrapies*. Éditions Technip. 178, 194
- Candansayar, M. E. and Tezkan, B. (2008). Two-dimensional joint inversion of radiomagnetotelluric and direct current resistivity data. *Geophysical Prospecting*, 56(5) :737–749. 177, 193

- Chandler, V., Koski, J., Hinze, W., and Braile, L. (1981). Analysis of multisource gravity and magnetic anomaly data sets by moving-window application of poisson's theorem. *Geophysics*, 46(1) :30–39. 194
- Cirella, A., Piatanesi, A., Cocco, M., Tinti, E., Scognamiglio, L., Michelini, A., Lomax, A., and Boschi, E. (2009). Rupture history of the 2009 l'aquila (italy) earthquake from non-linear joint inversion of strong motion and gps data. *Geophysical Research Letters*, 36(19). 181
- Coutant, O., Bernard, M., Beauducel, F., Nicollin, F., Bouin, M., and Roussel, S. (2012). Joint inversion of p-wave velocity and density, application to la soufrière of guadeloupe hydrothermal system. *Geophysical Journal International*, 191(2) :723–742. 194
- Dal Moro, G. and Pipan, M. (2007). Joint inversion of surface wave dispersion curves and reflection travel times via multi-objective evolutionary algorithms. *Journal of Applied Geophysics*, 61(1) :56–81. 201
- De Barros, L. (2007). *Sensibilité et inversion de formes d'ondes complètes en milieu poreux stratifié*. PhD thesis, Université Joseph-Fourier-Grenoble I. 175, 186
- Deb, K., Pratap, A., Agarwal, S., and Meyarivan, T. (2002). A fast and elitist multiobjective genetic algorithm : Nsga-ii. *IEEE transactions on evolutionary computation*, 6(2) :182–197. 200, 201
- Dosso, S. and Oldenburg, D. (1991). Magnetotelluric appraisal using simulated annealing. *Geophysical Journal International*, 106(2) :379–385. 184
- Favetto, A., Pomposiello, C., Booker, J., and Rossello, E. A. (2007). Magnetotelluric inversion constrained by seismic data in the tucumán basin (andean foothills, 27° s, nw argentina). *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 112(B9). 181
- Frederiksen, A., Folsom, H., and Zandt, G. (2003). Neighbourhood inversion of teleseismic ps conversions for anisotropy and layer dip. *Geophysical Journal International*, 155(1) :200–212. 175, 186
- Fregoso, E. and Gallardo, L. A. (2009). Cross-gradients joint 3d inversion with applications to gravity and magnetic data. *Geophysics*, 74(4) :L31–L42. 178, 197, 199, 200, 201, 308, 309

- Gallardo, L. A. (2007). Multiple cross-gradient joint inversion for geospectral imaging. *Geophysical Research Letters*, 34(19). 178, 198
- Gallardo, L. A. and Meju, M. A. (2003). Characterization of heterogeneous near-surface materials by joint 2d inversion of dc resistivity and seismic data. *Geophysical Research Letters*, 30(13). 178, 198
- Gallardo, L. A. and Meju, M. A. (2004). Joint two-dimensional dc resistivity and seismic travel time inversion with cross-gradients constraints. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 109(B3). 178, 198, 199
- Gallardo, L. A., Meju, M. A., and Pérez-Flores, M. A. (2005). A quadratic programming approach for joint image reconstruction : mathematical and geophysical examples. *Inverse problems*, 21(2) :435. 178, 198
- Geman, S. and Geman, D. (1984). Stochastic relaxation, gibbs distributions, and the bayesian restoration of images. *IEEE Transactions on pattern analysis and machine intelligence*, (6) :721–741. 185
- Haber, E. and Oldenburg, D. (1997). Joint inversion : A structural approach. *Inverse problems*, 13(1) :63. 177, 192, 197
- Jackson, D. D. (1979). The use of a priori data to resolve non-uniqueness in linear inversion. *Geophysical Journal International*, 57(1) :137–157. 174, 180
- Jeannin, M. (2005). *Etude des processus d'instabilités des versants rocheux par prospection géophysique-Apport du radar géologique*. PhD thesis, Université Joseph-Fourier-Grenoble I. 186
- Jegen, M. D., Hobbs, R. W., Tarits, P., and Chave, A. (2009). Joint inversion of marine magnetotelluric and gravity data incorporating seismic constraints : Preliminary results of sub-basalt imaging off the faroe shelf. *Earth and Planetary Science Letters*, 282(1) :47–55. 178, 195, 196, 197, 198, 308
- Julià, J. (2007). Constraining velocity and density contrasts across the crust—mantle boundary with receiver function amplitudes. *Geophysical Journal International*, 171(1) :286–301. 176, 188

- Julia, J., Ammon, C., Herrmann, R., and Correig, A. M. (2000). Joint inversion of receiver function and surface wave dispersion observations. *Geophysical Journal International*, 143(1) :99–112. 176, 188
- Korenaga, J., Holbrook, W., Kent, G., Kelemen, P., Detrick, R., Larsen, H.-C., Hopper, J., and Dahl-Jensen, T. (2000). Crustal structure of the southeast greenland margin from joint refraction and reflection seismic tomography. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 105(B9) :21591–21614. 176, 188
- Linde, N., Binley, A., Tryggvason, A., Pedersen, L. B., and Revil, A. (2006). Improved hydrogeophysical characterization using joint inversion of cross-hole electrical resistance and ground-penetrating radar traveltime data. *Water Resources Research*, 42(12). 178, 200
- Lines, L. R., Schultz, A. K., and Treitel, S. (1988). Cooperative inversion of geophysical data. *Geophysics*, 53(1) :8–20. 178, 180, 195
- Maresh, J. and White, R. S. (2005). Seeing through a glass, darkly : strategies for imaging through basalt. *First Break*, 23(5) :27–33. 195
- Meju, M. A. (1996). Joint inversion of tem and distorted mt soundings : Some effective practical considerations. *Geophysics*, 61(1) :56–65. 177, 193
- Metropolis, N., Rosenbluth, A., Rosenbluth, M., Teller, A., and Teller, E. (1953). Simulated annealing. *Journal of Chemical Physics*, 21 :1087–1092. 183
- Metropolis, N. and Ulam, S. (1949). The monte carlo method. *Journal of the American statistical association*, 44(247) :335–341. 182
- Misieki, R., Liebig, A., Gyulai, A., Ormos, T., Dobróka, M., and Dresen, L. (1997). A joint inversion algorithm to process geoelectric and surface wave seismic data. part ii : applications. *Geophysical Prospecting*, 45(1) :65–85. 178, 195
- Moorkamp, M., Heincke, B., Jegen, M., Roberts, A. W., and Hobbs, R. W. (2011). A framework for 3-d joint inversion of mt, gravity and seismic refraction data. *Geophysical Journal International*, 184(1) :477–493. 178, 200

- Moorkamp, M., Jones, A., and Eaton, D. (2007). Joint inversion of teleseismic receiver functions and magnetotelluric data using a genetic algorithm : Are seismic velocities and electrical conductivities compatible? *Geophysical Research Letters*, 34(16). 200
- Moorkamp, M., Jones, A., and Fishwick, S. (2010). Joint inversion of receiver functions, surface wave dispersion, and magnetotelluric data. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 115(B4). 203
- Musil, M., Maurer, H., and Green, A. (2003). Discrete tomography and joint inversion for loosely connected or unconnected physical properties : Application to crosshole seismic and georadar data sets. *Geophysical Journal International*, 153(2) :389–402. 197
- Nagihara, S. and Hall, S. A. (2001). Three-dimensional gravity inversion using simulated annealing : Constraints on the diapiric roots of allochthonous salt structures. *Geophysics*, 66(5) :1438–1449. 184
- Nelder, J. A. and Mead, R. (1965). A simplex method for function minimization. *The computer journal*, 7(4) :308–313. 192
- Nielsen, L. and Jacobsen, B. H. (2000). Integrated gravity and wide-angle seismic inversion for two-dimensional crustal modelling. *Geophysical Journal International*, 140(1) :222–232. 181
- Obrebski, M., Allen, R. M., Pollitz, F., and Hung, S.-H. (2011). Lithosphere–asthenosphere interaction beneath the western united states from the joint inversion of body-wave traveltimes and surface-wave phase velocities. *Geophysical Journal International*, 185(2) :1003–1021. 176, 188
- Oldenburg, D. (1978). Joint inversion of magnetotelluric and direct-current observations. In *TRANSACTIONS-AMERICAN GEOPHYSICAL UNION*, volume 59, pages 1036–1036. AMER GEOPHYSICAL UNION 2000 FLORIDA AVE NW, WASHINGTON, DC 20009. 177, 192
- Oldenburg, D. W. and Li, Y. (1994). Subspace linear inverse method. *Inverse Problems*, 10(4) :915. 177, 192
- Osella, A., Lascano, E., et al. (2003). Joint inversion of wenner and dipole–dipole data to study a gasoline-contaminated soil. *Journal of Applied Geophysics*, 54(1) :97–109. 176, 188, 194

- Raiche, A., Jupp, D., Rutter, H., and Vozoff, K. (1985). The joint use of coincident loop transient electromagnetic and schlumberger sounding to resolve layered structures. *Geophysics*, 50(10) :1618–1627. 177, 193, 194
- Roecker, S., Thurber, C., and McPhee, D. (2004). Joint inversion of gravity and arrival time data from parkfield : New constraints on structure and hypocenter locations near the safod drill site. *Geophysical Research Letters*, 31(12). 178, 195
- Sambridge, M. (1999). Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm—ii. appraising the ensemble. *Geophysical Journal International*, 138(3) :727–746. 175, 184, 185, 307
- Santos, F. A. M., Afonso, A. R. A., and Dupis, A. (2007). 2d joint inversion of dc and scalar audio-magnetotelluric data in the evaluation of low enthalpy geothermal fields. *Journal of Geophysics and Engineering*, 4(1) :53. 177, 193
- Santos, F. M., Sultan, S., Represas, P., and El Sorady, A. (2006). Joint inversion of gravity and geoelectrical data for groundwater and structural investigation : application to the northwestern part of sinai, egypt. *Geophysical Journal International*, 165(3) :705–718. 178, 195
- Sasaki, Y. (1989). Two-dimensional joint inversion of magnetotelluric and dipole-dipole resistivity data. *Geophysics*, 54(2) :254–262. 177, 181, 193
- Scales, J. A. (1987). Tomographic inversion via the conjugate gradient method. *Geophysics*, 52(2) :179–185. 186
- Shen, W., Ritzwoller, M. H., and Schulte-Pelkum, V. (2013). A 3-d model of the crust and uppermost mantle beneath the central and western us by joint inversion of receiver functions and surface wave dispersion. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 118(1) :262–276. 176, 177, 188, 189, 190, 191, 307, 308
- Shibutani, T., Sambridge, M., and Kennett, B. (1996). Genetic algorithm inversion for receiver functions with application to crust and uppermost mantle structure. *Geophysical Research Letters*, 23(14) :1829–1832. 175, 186
- Tarantola, A. (1987). Inverse problem theory : Methods for data fitting and parameter estimation. 178, 199

- Tarits, P., Jouanne, V., Menvielle, M., and Roussignol, M. (1994). Bayesian statistics of non-linear inverse problems : example of the magnetotelluric 1-d inverse problem. *Geophysical Journal International*, 119(2) :353–368. 175, 181
- Telford, W., Geldart, L., and Sheriff, R. (1976). *Da keys applied geophysics*. 197
- Tiberi, C., Diament, M., Déverchère, J., Petit-Mariani, C., Mikhailov, V., Tikhotsky, S., and Achauer, U. (2003). Deep structure of the baikal rift zone revealed by joint inversion of gravity and seismology. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 108(B3). 178, 195
- Tondi, R., De Franco, R., and Barzaghi, R. (2000). Sequential integrated inversion of refraction and wide-angle reflection traveltimes and gravity data for two-dimensional velocity structures. *Geophysical Journal International*, 141(3) :679–698. 178, 195
- Tryggvason, A. and Linde, N. (2006). Local earthquake (le) tomography with joint inversion for p-and s-wave velocities using structural constraints. *Geophysical Research Letters*, 33(7). 178, 200
- Vergne, J. (2002). *Imagerie des structures et dynamique de la lithosphère de la marge nord-est du Tibet*. PhD thesis, Strasbourg 1. 191, 193, 308
- Vernant, P., Masson, F., Bayer, R., and Paul, A. (2002). Sequential inversion of local earthquake traveltimes and gravity anomaly—the example of the western alps. *Geophysical Journal International*, 150(1) :79–90. 180, 181
- Vinnik, L. P., Reigber, C., Aleshin, I. M., Kosarev, G. L., Kaban, M. K., Oreshin, S. I., and Roecker, S. W. (2004). Receiver function tomography of the central tien shan. *Earth and Planetary Science Letters*, 225(1) :131–146. 184
- Von Frese, R. R., Hinze, W. J., and Braile, L. W. (1981). Spherical earth gravity and magnetic anomaly analysis by equivalent point source inversion. *Earth and Planetary Science Letters*, 53(1) :69–83. 194
- Voronoi, G. (1908). Nouvelles applications des paramètres continus à la théorie des formes quadratiques. premier mémoire. sur quelques propriétés des formes quadratiques positives parfaites. *Journal für die reine und angewandte Mathematik*, 133 :97–178. 175, 184



Yoo, H., Herrmann, R., Cho, K., and Lee, K. (2007). Imaging the three-dimensional crust of the Korean peninsula by joint inversion of surface-wave dispersion and teleseismic receiver functions. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 97(3) :1002–1011. 176, 188

Zeyen, H. and Achauer, U. (1997). Joint inversion of teleseismic delay times and gravity anomaly data for regional structures. In *Upper mantle heterogeneities from active and passive seismology*, pages 155–168. Springer. 178, 195

Zhu, L. and Kanamori, H. (2000). Moho depth variation in southern California from teleseismic receiver functions. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 105(B2) :2969–2980. 174, 181, 188, 192

# Chapitre 5

## Approche numérique

### Sommaire

---

<b>5.1 Résumé / Summary</b> . . . . .	<b>216</b>
<b>5.2 Modèles et paramètres</b> . . . . .	<b>225</b>
5.2.1 En fonction récepteur . . . . .	225
5.2.2 En gravimétrie . . . . .	229
5.2.3 En magnétotéllurique . . . . .	233
<b>5.3 Choix de l'algorithme de minimisation et des relations entre les paramètres</b> . . . . .	<b>233</b>
5.3.1 Algorithme de recherche . . . . .	233
5.3.2 Relation entre les paramètres . . . . .	234
5.3.3 Fonction de pondération pour la gravimétrie . . . . .	236
<b>5.4 Structure globale de l'algorithme</b> . . . . .	<b>237</b>
<b>5.5 Difficultés et problèmes rencontrés</b> . . . . .	<b>241</b>
<b>5.6 Références</b> . . . . .	<b>243</b>

---

## 5.1 Résumé / Summary

In the first four chapters we have presented the different methods used, from the physical problem to their modelisations and inversions. We have then presented all the results obtain in each method separately and made a brief state of the art of the geophysical joint inversion. The aim of this chapter is to present the global structure of our algorithm (direct problems, research algorithm, relations between the parameters, etc..) and to show its application on few synthetic cases.

### Models and parameters

We will present here our approach for the inversion of the receiver functions, the data used for the gravity inversion and our method to the consideration of the topographic effect in the gravity computation. Then, we will briefly review the method used for the 3-D inversion of the magnetotelluric data.

#### For the Receiver Functions inversion

As we seen previously there is few methods to invert receiver functions that use one or several converted phases and enable to recover the structure of the basement with more or less details (H-k stacking, Shibutani method, Frederiksen algorithm, etc..). The H-k stacking method determines the Moho depth and the mean crustal  $V_p/V_s$  ratio under a station by inverting a stack of the all RFs (or a portion) at one station (the results are shown in the chapter 3). Nevertheless this method models only the global structure of the crust and is only focus on the P-S conversion from the Moho interface. But as we have seen previously the NTD is composed by several lithospheric structures with different thickness and depth. Their signature being strongly marked on the signal, their modelisation will bring some constraints to the joint inversion as well as some informations for the structure of the NTD.

We have chosed to use the algorithm of Shibutani et al. (1996) which enables to model a receiver function based on a 1-D velocity model. The main advantage of this method is that we obtain a model composed of several layers which best reproduces the structural complexity of the basement. The inversion parameters are, for each layer, its thickness, its  $V_p/V_s$  ratio, the S-wave velocity for its top and its bottom. The number of layers is fixed during the process. According to the frequency content of our RFs, we choosed to

use 6 layers. This number enables us to model, if needed, a sedimentary basin, an upper crust, a middle crust and a lower crust and two layers inside the mantle. The number of layers inside the crust was chosen according to the structures highlighted previously (a low-velocity lower crust and several electric structures). The two layers in the mantle have to enable us to model the low-velocity structure in the upper mantle also shown previously. According to the number of layer and the parameters choosed for the inversion we are able with our RFs to model structures until 60-70 km in depth.

Nevertheless the receiver function inversion suffers of a significant problem of non-uniqueness of the solution. To constrain the inversion we previously saw that the RFs are usually associated with surface waves (e.g. Shen et al., 2013). But in our case because of a technical problem on the whole of our seismological stations (GPS problem and so the time on the data) we cannot use these informations. That is why we choosed to use the results obtained with the H-k stacking as constraints for the inversion. In order to do that the sum of the thickness for the four crustal layer and their average  $V_p/V_s$  ratio (on the 1-d velocity model) have to be equal to the one obtained with the H-k stacking (with the uncertainties computed).

Nonetheless with this 1-d velocity model two main problems seem to appear. Firstly the receiver functions do not arrive perfectly vertically under the station. Indeed in the beginning of the process we selected events with an incidence angle greater than  $40^\circ$ . For shallow depths the rays associated to these events are generally located under the station (Fig. 5.1). This figure displays the position of the rays associated to the RFs of the station PR31 computed at several depths (piercing points). But when the depth increases these rays move away from the station and cross mediums which can be very different. Figure 5.2 represents the position of these previous piercing points (for the same depths) in 3-d. The black circle corresponds, for each depth, to the distance between the station and the position of the farthest piercing point. The cover created by the all circles looks like a cone widening in depth. The 1-D velocity model obtains with the inversion of the all RFs at one station is also not only representative of a simple 1-d profile located under the station but more to an average of the all structures located in this cone.

Moreover the second problem with the 1-d velocity model is the contrast in resolution with the 3-d model obtained with the MT and gravity inversion. Indeed coupling several models with different dimensionality asks several questions ; At which part of the 3-d model exactly corresponds the 1-d profile ? And reciprocally which cells of the 3-d model will

bring some informations to the 1-d profile? That is why we choose to interpolate for one station, the 1-d velocity model obtain during the inversion in this cone to obtain a pseudo 3-d model which better reflects the physical reality of receiver functions. By taking into account several stations we will obtain a pseudo 3-d model for the complete inversion area. With this model the coupling with the other 3-d models is simpler. As we saw previously with the migration method (cf. chapter 2) in the case of nearby stations their cones intersect from a certain depth (around two times the distance between the stations). According to the geographical repartition of the stations on the NTD and more particularly on the inversion area (Fig. 5.3) we can consider that from 30 km depth most of the cones intersect and there will be informations on the all inversion area. However before this depth the cones are not overlapping. Therefore the seismological informations will only be contained inside them. The area between the cones above this depth will not present any informations. That is why during the inversion process all the comparisons/couplings with the other 3-d models will be realized only inside these cones (Fig. 5.4).

### **For the gravity inversion**

The residual Bouguer anomaly are used as data for the gravity inversion. In order to do this the average value of the CBA is subtracted to the CBA value. This is enable us to invert density contrast (compared to the reference density used for the CBA computation). The distribution of this residual is shown in Fig. 5.5. The values are ranging between -16 and 32 mGal. The Ngorongoro area displays the lowest values when the eastern side (Mozambique belt) presents the higher values. We can also notice the heterogeneous spatial distribution of the data. Generally the two areas on the SE and NW present a rather satisfactory sampling. On the contrary the area between these two zones and the northern part display a few or no data. The modelisation of the gravity effect is realised with the GBOX subroutine (Blakely, 1995) applied to a 3-d grid.

The consideration of the topography in the computation of the gravity effect is a fundamental aspect of the gravity inversion. The simplest method is to discretize the topography in N cells of small size which best reproduct the different reliefs. Nevertheless if in our case we want to study lithospheric structures which need a grid with a consequent number of cells. Adding a lot of cells for the topography will be strongly increasing the computation time. Moreover increasing the number of cell in the surface may increase the inversion instability and the non-uniqueness of the solution. That is why we choo-

sed to use an alternative method. Our approach is based on the relationship between the distance of an object and its density. Indeed from the eq. 2.93 the gravitational attraction between a point and a mass is the product of the density of this mass by the Green function computed between the mass and the point. This Green function (eq. 2.92) is function of the distance between the point and the mass as well as its dimensions. We can quickly see that two objects with different sizes can have the same gravity effect on a point if their density is wisely choosed. Our method firstly involves the discretization of the topography in  $N$  cells. Their horizontal dimensions are function of the complexity of the topography and the vertical dimensions is equal to the mean altitude of the reliefs present inside the cell (Fig. 5.6). We transform all the  $N$  cells of different thickness in  $N$  new cells with similar horizontal dimension as before but with constant thickness. This thickness  $H$  is defined according to a reference altitude  $Z_{ref}$  which can be equal to the altitude  $z = 0$  or to the minimal altitude inside the inversion area. For each new cells we compute a new density  $\rho'$  which products the same gravity effect as the previous cell. This method presents the advantage of decreasing the number of cells needed to the modelling of the topogaphy and also the computation time while keeping a good horizontal resolution. The main drawback is the decrease of the vertical resolution. Indeed if an anomaly is located only in a part of a relief we will not locate it. Nevertheless according to the uniqueless behaviour of the geophysical inversion and particularly of the gravity inversion, we can ask ourselves the question of the resolution of this kind of structure with the classic discretization of the topography. Our strategy seems to be the best compromise between a reasonable computation time and an adapted resolution for our problem.

### **The magnetotelluric inversion**

The algorithm used is `minim3d` developed by Hautot et al. (2000, 2006, 2007). It uses the direct problem of Mackie et al. (1993) coupled with the minimization algorithm MINDEF and is able to invert data in three dimensions. The model is discretized in  $M$  cells of fixed dimensions and the resistivity is considered as constant inside each cell. The method is based on the inversion of the four components of the tensor for all frequencies at each station. The computation time mainly depend on the number of stations, the frequency range and the size of the grid.

## Choice of the minimization algorithm and the relation between the parameters

Besides the different direct computations for each method a joint inversion is also based on the strategy of research of the best solution and the relations choosed to link the different models during the process.

### Minimization algorithm

In our joint inversion approach the 3-d magnetotelluric inversion algorithm despite it is the most complex was the most completed and efficient (Hautot et al., 2000, 2006, 2007). We choose to use the structure of this algorithm as a base for our code and so to associate the direct problem in receiver function (Shibutani et al., 1996) and gravity (Blakely, 1995) with the minimization algorithm of MINDEF. As mentioned previously this algorithm developed by Beiner (1970) is based on the conjugate gradients to find the best solution (cf. Chapter 4 for more details). Four inputs are necessary+ : a vector  $X$  which contains the all parameters we want to invert, the number of iterations  $NE$ , and the  $PAS_{min}$  and  $PAS_{max}$  parameters which characterize the precision of the space model sampling.

### Relations between the parameters

As seen before in the chapter 4, during a joint inversion the different parameters can be related through two main ways : with a physical (Birch law, etc..) or with a geometrical relation. Considering the heterogeneity of the NTD (composition, geometry, fluids, magma, etc..) it seemed problematic to introduce a clear physical relation constant or not on the all model. That is why we choosed to use some structural approaches. We have identified three approaches which seem to be interesting.

### The cross gradient

Our approach is different from the one developed by Fregoso and Gallardo (2009). This latter is based on the computation for each cell of the cross gradient function  $\vec{t}(x, y, z)$ . The models have the same structure when  $\vec{t}(x, y, z) = 0$ . This condition appears when the vectors  $\vec{\nabla}u$  and  $\vec{\nabla}v$  are colinear or when one of the two vectors is null. We can see that for the case of colinear vectors we just want to reduce the angle  $\phi$  between the two vectors.

This angle, used in the computation of the scalar product is defined as :

$$\vec{\nabla}u \cdot \vec{\nabla}v = \|\vec{\nabla}u\| \cdot \|\vec{\nabla}v\| \cos\phi \quad (5.1)$$

For each cell  $i$  the angle  $\phi_i$  between the two gradients is computed with :

$$\delta_i = \cos\phi_i = \frac{\vec{\nabla}u \cdot \vec{\nabla}v}{\|\vec{\nabla}u\| \cdot \|\vec{\nabla}v\|} \quad (5.2)$$

During the inversion process we want to minimize the cross gradient function GC, defined at each iteration by the L<sub>2</sub> norm :

$$GC = \sum_{i=1}^N |1 - \delta_i^2| \quad (5.3)$$

When the vectors are colinear, with a same or opposite direction,  $\delta_i^2 = (\cos\phi_i)^2 = 1$ . For orthogonal vectors GC becomes equal to 1 whereas for colinear vectors, GC is equal to 0.

### Gradients correlation

Contrary to the cross gradient method which quantifies the geometrical similarity for each cell, the similarity is here found at the scale of the models. In order to do this, in each direction (x, y and z) we compute the correlation between the gradients of the two models. As for the cross gradient, we do not want to impose a direction in the change and so a correlation polarity. That is why the total term of correlation  $Corr_{\nabla_{TOTAL}}$  is defined by the sum of the squared correlations in each direction :

$$Corr_{\nabla_{TOTAL}} = 1 - \frac{(Corr_{\nabla_x}^2 + Corr_{\nabla_y}^2 + Corr_{\nabla_z}^2)}{3} \quad (5.4)$$

with

$$Corr_{\nabla_i} = \frac{Cov(\nabla_{\rho_i}, \nabla_{d_i})}{var(\nabla_{\rho_i})var(\nabla_{d_i})} \quad (5.5)$$

In the case of a joint inversion between magnetotelluric and gravity data, the correlation between the gradients, in one direction, is computed by the ratio of the covariance between the density model and resistivity model gradients by the product of the variances of each gradient. This correlation represents a mean coupling at the scale of the models.

### Parameters correlation

As for the gradients correlation, we are looking for a correlation at the scale of the models but directly between the values of the parameters of the two models. This correlation



is defined as previously that is the ratio of the covariance of the parameters of the two models by the product of the variance of each parameter

$$Corr_{param} = 1 - \left( \frac{Cov(\rho, d)}{var(\rho)var(d)} \right)^2 \quad (5.6)$$

These three couplings will be tested in the next chapter with different combinations of parameters. We will see their main advantages and drawbacks and their respective contributions to the joint inversion.

## Gravity weighting function

The gravity presents inherent problem of resolution in depth. Indeed if we choose to model a simple case with a density anomaly located in depth, during its inversion, the majority of the modeled structures will tend to locate at lower depth than the real depth of the anomaly. This is a direct manifestation of the decrease of the Green function with depth (Li and Oldenburg, 1998). This decrease is inherent to the method and limits the modeling of significant structures in depth. That is why Li and Oldenburg (1996, 1998) propose a weighting function which enables to counteract this natural effect. This function is computed at each cell. This value mainly take into account the volume  $\Delta V_j$  of the cell as well as the distance  $R_{ij}$  with the all measurements.  $R_0$  is a constant defined as the quarter of the dimensions of the smallest cell of the model. The function, defined between the cell  $j$  and the measurement  $i$  is computed with :

$$w(\vec{r}_j) = \frac{1}{\sqrt{\Delta V_j}} \sqrt[4]{\sum_{n=1}^N \int \frac{dv}{(R_{ij} + R_0)^2}} \quad (5.7)$$

It takes into account the distance cell / measurement and is defined in each direction. It enables to take account of topographic variations in the inversion zone and the geographical repartition of the data. In our case according to their heterogenous repartition is can be usefull.

## Global structure of the algorithm

Figure 5.7 displays through a simplified way the global structure of our algorithm. In gravity, the residual Bouguer anomaly is used to model density contrast. In MT, the four components of the impedance tensor are used to model resistivity variations in three dimensions. Finally the receiver function part we chose to invert a stack of all the RFs at a

station to obtain 1-D velocity model. Moreover the initial 1-D velocity model, required to the inversion, are constrained with the results of the H-k stacking method (Moho depth and  $V_p/V_s$  ratio).

Our process begins with the inversion of the MT data alone to obtain a first resistivity in three dimensions. This model is the basis of our joint inversion and also brings some a priori information for the 1-D initial velocity model. For the gravity part, the initial model is an homogeneous uniform model. The central part of our inversion, where the different forward problems and models interact, is detailed in the Fig. 5.8. The parameter vector  $X_{TOT}$ , used as input in MINDEF, contains the different parameters ( $X_R$ ,  $X_G$ ,  $X_V$ ). At each iteration this vector is modified and the part corresponding to each method is extracted ( $X_{Ri}$ ,  $X_{Gi}$ ,  $X_{Vi}$ ). These new models have a double utility; to compute the response model to define a new misfit ( $Misf_R$ ,  $Misf_G$ ,  $Misf_{RF}$ ) and to compute de joint term (*Joint<sub>f</sub>unction*). For the receiver function part, it is necessary to extrapolate the all 1-D velocity models obtain at each station in the corresponding cone (cf. chapter 5.1.1) to obtain a pseudo 3-D velocity model. It is this model which is coupled with the other 3-D models. At each iteration, a new cost function is computed. In this computation (detailed in the Fig. 5.8, each term is ponderated. It enables to give more or less importance to a method or a coupling.

In order to better understand the effects of each couplings, their behaviour during the inversion and their interactions with the other terms of the cost function, more detailed analysis have been realized with in one hand the joint inversion of MT and gravity data and in other hand between the MT and RF.

## Difficulties and problems

During the development of the algorithm I had to face several problems of diverse origin. They can be classified in two categories. Firstly a problem linked to the receiver function inversion. Indeed, the forward problem used to model the RFs in 1-D was coupled with another minimization algorithm (Shibutani et al., 1996; Sambridge, 1999). We had to isolate the forward problem and associating it with our minimization algorithm. Moreover these two algorithms (for MT and RF) besides their method to search the minimal solution, do not work in the same way. Indeed in the Sambridge method all the

parameter are staked and the sampling of the models is realized inside this limited space. Conversely in MINDEF, the parameter values are not staked and evaluate according to the evolution of the cost function during the inversion. Therefore we had to find a way to stack this values. Moreover the problem of the minimization with conjugate gradient algorithm is the strong dependency to the initial model. The receiver function inversion being a under determined and uniqueless problem we have to find a way to add some a priori information to the initial velocity model (used of the H-k stacking results). Finally the receiver function inversion being a 1-D problem we had to develop all the algorithm necessary to the extrapolation in 3-D of the 1-D velocity model.

The second main problem is linked to the computation time of the algorithm and more precisely for the magnetotelluric part. The computation time of the forward problem of *minim3D* mainly depend to the number of stations as well as the number of periods used. In our case, one iteration can take several seconds. The number of iterations necessary depends to the number of parameters and so to the grid size. The length of our profile being higher than one hundred kilometers and our target being the lithosphere our MT inversion, alone, have a computation time which can reach several weeks. The inversion of the receiver function, alone and for one station, is conversely very fast but needs a huge number of iterations compareds to the number of inverted parameters. For the gravity, is forward computation is very fast to. The computation time mainly depends to the number of iterations and therefore to the grid size. This latter present smaller cells than the MT part and it is necessary to add the grid for the computation of the topographic effect. However during a joint inversion, the number of iteration has to be at least equal to the sum of the iterations needed for all the separate inversions. And for each iteration the forward MT problem is called...

That is why this computation time had an impact to the joint inversion strategy used in the continuation of this manuscript. Nevertheless several ideas to improve this problem are proposed in the final conclusion of this manuscript.

Nous avons jusqu'à maintenant présenté en détail les différentes méthodes que nous utilisons, du phénomène physique en passant par leur modélisation et inversion. Nous avons ensuite présenté l'ensemble des résultats obtenus dans chaque méthode séparée et enfin fait un bref état des lieux de ce qu'il se fait actuellement en inversion conjointe géophysique. Le but de ce chapitre est de présenter la structure globale de notre algorithme d'inversion conjointe (problèmes directs, algorithme de recherche, relations entre les paramètres, etc..) puis de montrer son application sur quelques tests synthétiques.

## 5.2 Modèles et paramètres

Le but est ici de présenter notre approche pour l'inversion des fonctions récepteur, les données utilisées en gravimétrie ainsi que notre méthode pour la prise en compte de la topographie dans le calcul de l'effet gravimétrique. Enfin nous rappellerons brièvement la méthode utilisée pour l'inversion 3-D des données de magnétotellurique.

### 5.2.1 En fonction récepteur

#### Signature du Moho ou tout le signal ?

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, il existe différentes méthodes d'inversion des fonctions récepteur (Zhu and Kanamori, 2000; Shibutani et al., 1996; Frederiksen et al., 2003, , etc ...). Ces approches s'intéressent à une ou plusieurs phases du signal et permettent de retrouver la structure du sous-sol de façon plus ou moins détaillée. La méthode de Zhu and Kanamori (2000) permet de retrouver la profondeur du Moho sous une station ainsi que le rapport  $V_p/V_s$  moyen de la croûte en inversant la sommation d'une partie ou de l'ensemble des RFs à cette station. Les résultats obtenus sont présentés dans la partie 3.1 Cependant cette méthode ne permet de modéliser que la géométrie globale de la croûte et ne s'intéresse qu'à une seule phase du signal. Comme nous avons pu le voir précédemment, la DNT présente de nombreuses structures à l'échelle de la lithosphère, d'épaisseur et de profondeur différentes. Leur signature étant pour la plupart bien marquée sur les fonctions récepteur, leur modélisation permettrait d'ajouter des contraintes à l'inversion conjointe ainsi que de l'information sur la structure de la DNT.

Nous avons décidé d'utiliser l'algorithme de Shibutani et al. (1996) qui permet, lors-

qu'il est couplé à un algorithme de recherche, de retrouver, à partir de la somme de fonctions récepteur à une station, le modèle de vitesse 1-D correspondant. L'avantage de cette méthode est que l'on obtient un modèle composé de plusieurs couches permettant de mieux reproduire la complexité structurale du sous-sol. Les paramètres de l'inversion sont ici l'épaisseur, le rapport  $V_p/V_s$  ainsi que la vitesse des ondes S pour le sommet et la base de chaque couche. Le nombre de couches est fixe durant l'inversion, et au vu du contenu en phase de nos RFs, nous avons décidé de le fixer à 6. Ce nombre doit nous permettre de modéliser, si besoin, un bassin sédimentaire en surface, une croûte supérieure, moyenne et inférieure ainsi que deux couches dans le manteau. Le nombre de couches dans la croûte a été choisi en fonction des structures déjà mises en évidence précédemment (croûte inférieure à faible vitesse ainsi que de nombreuses structures électriques crustales en MT, Plasman et al., submitted). Les deux couches dans le manteau ont été introduites pour tenter de modéliser la structure à faible vitesse dans le manteau supérieur mise en évidence précédemment (Partie 2.1.1). Selon le nombre de couches ainsi que les paramètres choisis pour l'inversion, nous sommes capables avec nos RFs de modéliser des structures jusqu'à des profondeurs d'environ 60-70 km.

Cependant, l'inversion des RFs souffre d'un problème de non-unicité de la solution. Pour contraindre l'inversion, nous avons vu précédemment que les RFs étaient régulièrement associées aux ondes de surface (e.g. Shen et al., 2013). Cependant, dans notre cas, à cause d'un problème technique sur la quasi totalité des stations sismologiques (problème de GPS et donc de temps sur les données) nous n'avons pas pu utiliser ces données. C'est pourquoi nous avons décidé d'utiliser les résultats obtenus par la méthode de Zhu and Kanamori (2000) comme contraintes pour l'inversion : 4 couches sont ainsi affectées à la modélisation de la partie crustale et deux à la partie mantellique. La somme des épaisseurs ainsi que la moyenne des  $V_p/V_s$  de ces quatre premières couches doivent être égales aux résultats obtenus par H-k stacking (plus ou moins les incertitudes associées).

### **Limitation de la 1D ?**

L'algorithme de Shibutani (Shibutani et al., 1996) permet de modéliser uniquement l'effet de structure à une dimension. Lors d'une inversion, ce modèle 1-D doit expliquer le *stack* d'une partie ou de l'ensemble des fonctions récepteur arrivant à une station. Or deux problèmes semblent apparaître d'emblée. Le premier les RFs n'arrivent pas parfaite-

ment perpendiculairement sous la station. En effet, au début du processus de création des RFs, on sélectionne des événements présentant un angle d'incidence supérieur ou égal à  $40^\circ$ . Pour des faibles profondeurs, les rais associées à ces événements sont globalement situés sous la station comme le montre la Fig. 5.1. Cette figure représente les positions des rais associés aux RFs de la station PR31 calculées à différentes profondeurs. Mais, comme on peut le voir, lorsque la profondeur augmente, les rais s'éloignent de la position de la station et traversent alors des milieux pouvant être complètement différents.

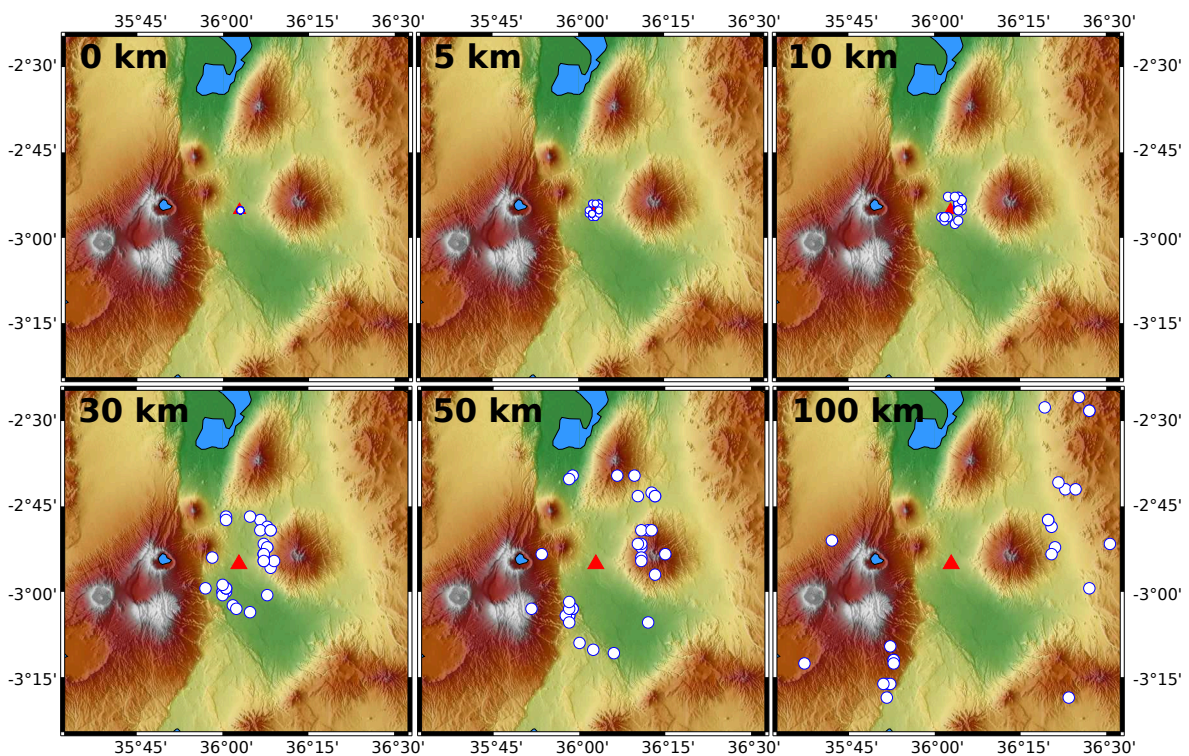


FIGURE 5.1 – Carte représentant la position des rais atteignant la station PR31 à certaines profondeurs (modèle de vitesse de référence IASP91).

*Representative map of the ray positions coming to the PR31 station for several depths (reference velocity model IASP91).*

La figure 5.2 reprend la position de ces points d'impact entre ces mêmes rais et différentes profondeurs en 3-D. Le cercle noir représente, pour chaque profondeur choisie, la distance entre le centre de la station et la position du point d'impact le plus éloigné. L'enveloppe créée par l'ensemble de ces cercles prend la forme d'un cône s'élargissant en profondeur. On voit donc bien que le modèle 1-D obtenu lors d'une inversion de l'ensemble des RFs à une station n'est pas représentatif uniquement d'un simple profil 1-D situé sous la station, mais plutôt de la moyenne de l'ensemble des structures situées dans

ce cône.

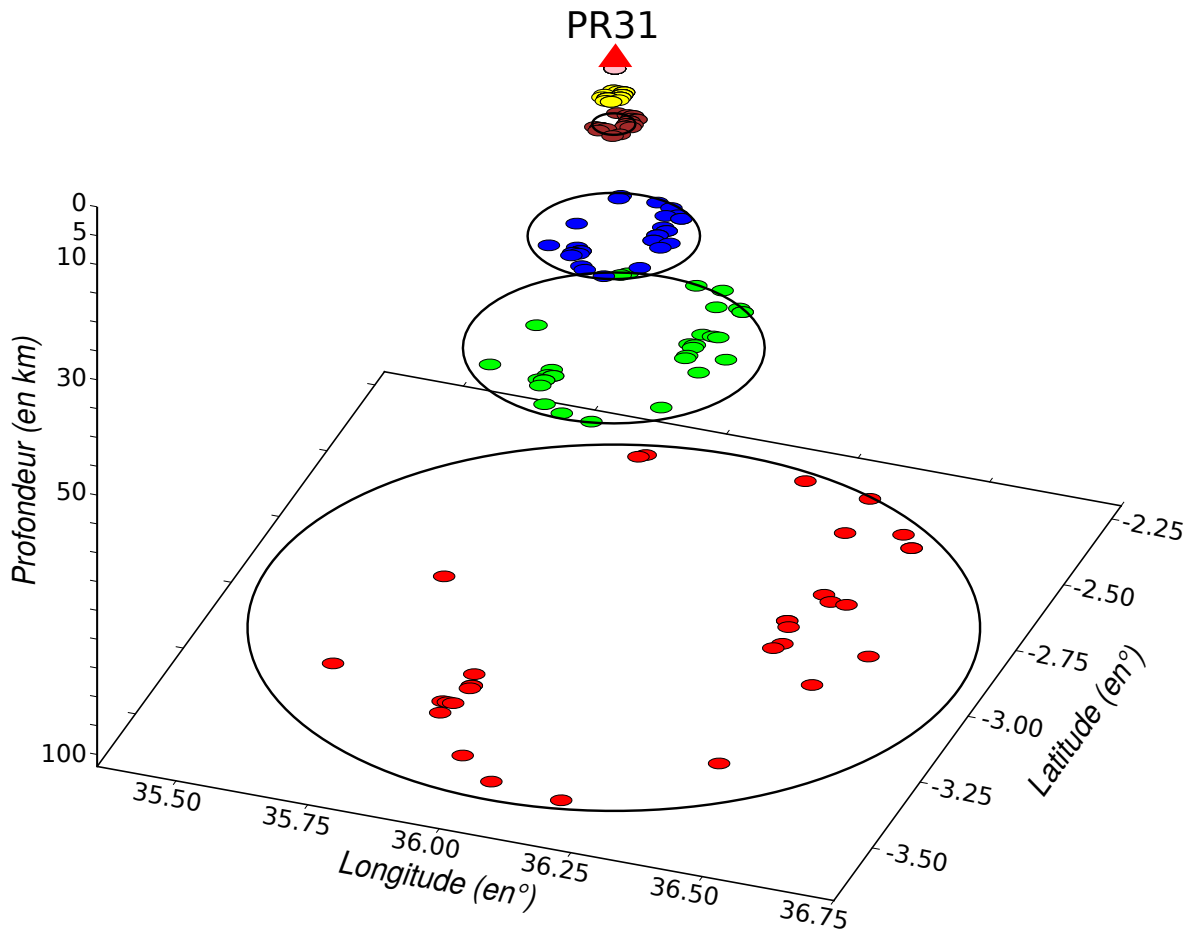


FIGURE 5.2 – Représentation 3-D de la position des rais de la Fig. 5.1. Les cercles représentent la distance entre la station et la position du rai le plus éloigné de la station, pour les mêmes profondeurs que précédemment.

*3-d representation of the ray position of the Fig. 5.1. The circles represent the distance between the station and the position of the most distant ray from the station, for the same depths as previously.*

De plus, le deuxième problème de l'inversion en une dimension des RFs est le contraste de résolution avec les modèles 3-D que l'on obtient en magnétotellurique et en gravimétrie. En effet, coupler des modèles de dimensionnalités différentes pose plusieurs questions. A quelle partie du modèle 3-D correspondra précisément le profil 1-D? Et inversement, quelles mailles du modèle 3-D apporteront de l'information au profil 1-D? C'est pourquoi nous avons choisi d'interpoler, pour une station, le modèle de vitesse 1-D obtenu lors de l'inversion dans ce cône pour obtenir un pseudo modèle 3-D qui reflète plus la réalité physique des fonctions récepteur. En prenant en compte plusieurs stations, on obtient alors un pseudo modèle de vitesse 3-D pour l'ensemble de la zone d'inversion. Ce modèle est ainsi plus simple à coupler avec d'autres modèles 3-D.

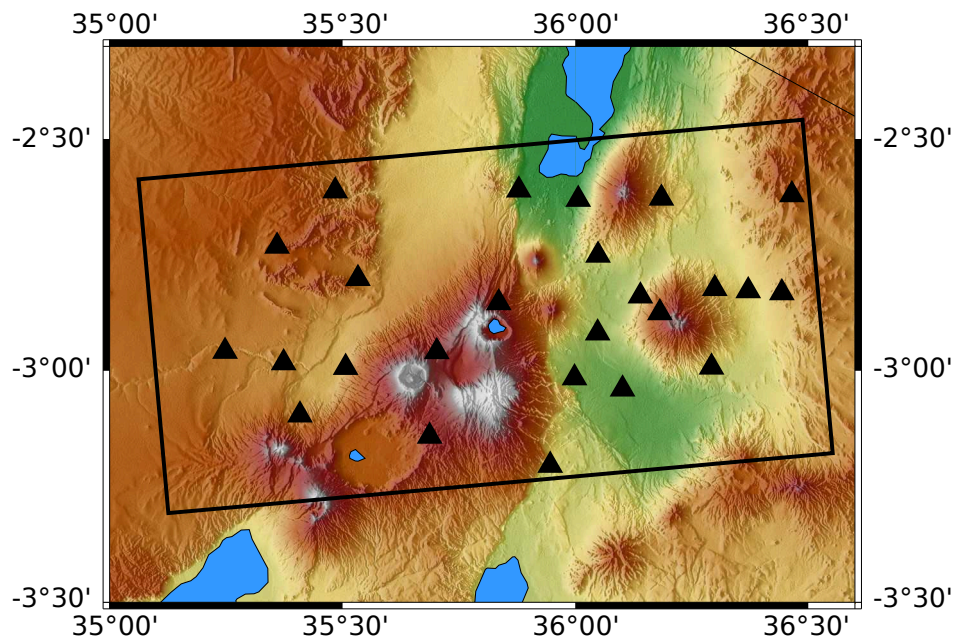


FIGURE 5.3 – Position des stations sismologiques présentes dans la zone d’inversion de Natron.  
*Location of the seismological stations present in the area of inversion of the Natron zone.*

Comme nous l’avons vu avec la migration (cf. chapitre 2), dans le cas de stations proches, les cônes associés à différentes stations vont se recouper à partir d’une certaine profondeur. Cette profondeur correspond globalement à deux fois la distance inter-stations. Compte tenu de la répartition géographique des stations sur la DNT et plus particulièrement dans notre zone d’inversion (Fig. 5.3), on peut considérer qu’à partir d’environ 30 km de profondeur, la plupart des cônes vont se recouper et il y aura donc de l’information sur l’ensemble de la zone d’inversion. Cependant, avant cette profondeur, les cônes ne se recoupent pas et il n’y aura donc de l’information qu’à l’intérieur de ceux-ci. Les zones entre les stations au-dessus de cette profondeur ne présenteront alors aucune information sismologique sur la structure. C’est pourquoi dans notre processus, tous les comparaisons et couplages avec d’autres modèles 3-D ne s’effectueront qu’à l’intérieur de ces cônes (Fig. 5.4).

## 5.2.2 En gravimétrie

### Résidu de l’anomalie de Bouguer

Comme nous l’avons expliqué précédemment, les résidus de l’anomalie de Bouguer sont utilisés comme données pour l’inversion gravimétrique : une fois l’anomalie de Bouguer complète (CBA) obtenue (cf. Chapitre 2 pour plus de détails sur la procédure), on



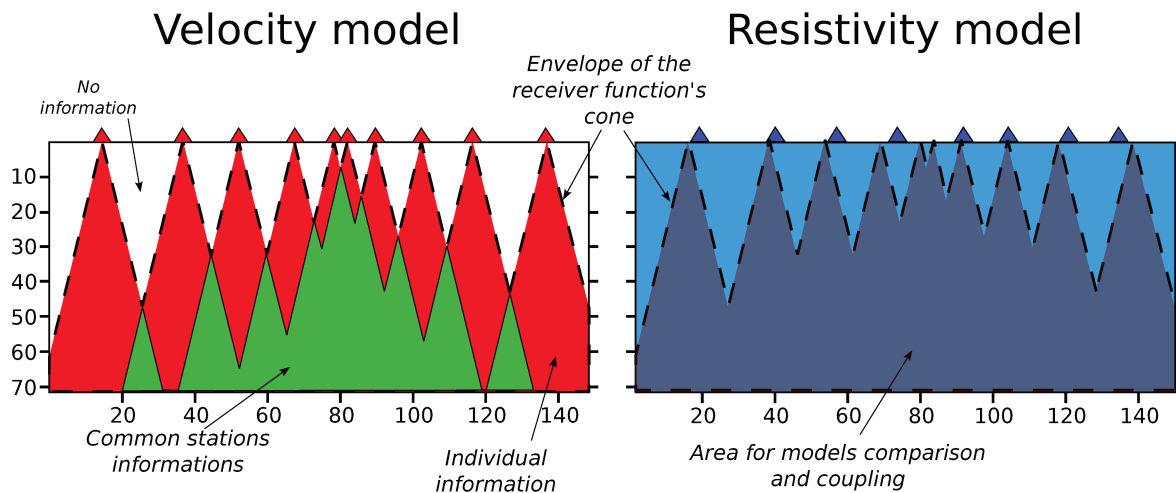


FIGURE 5.4 – Schéma représentant la position des différents cônes (en rouge) et les zones où les cônes se recoupent (en vert) dans un modèle de vitesse. A droite, exemple de la position des zones où le couplage entre les modèles s’effectuent dans un modèle de résistivité quelconque.

*Schematic drawing showing the location of the different cones (in red) and the areas where the cones intersect (in green) in a velocity model. On the right, example of the location of the areas where the coupling between the models is done in an ordinary resistivity model*

soustrait à chaque valeur la moyenne de la CBA. Ceci nous permet d’inverser non plus des valeurs absolues de densité mais des contrastes. Ces contrastes sont définis par rapport à la densité de référence utilisée pour le calcul de la CBA.

La figure 5.5 représente la distribution du résidu dans la zone d’inversion. Les valeurs sont comprises entre -16 et 32 mGal. La zone du Ngorongoro présente les valeurs les plus faibles tandis que la zone Est, correspondant à la ceinture Mozambique présente les valeurs les plus élevées. On peut noter la distribution hétérogène des données. Globalement les deux zones SE et SW présentent un échantillonnage plutôt satisfaisant. A l’inverse la portion de terrain comprise entre ces deux zones ainsi que toute la partie Nord présente peu (ou pas) de données.

La modélisation de l’effet gravimétrique est effectuée en utilisant la subroutine Gbox (Blakely, 1995) appliquée à un maillage en trois dimensions.

### Effet gravimétrique de la topographie

La prise en compte de la topographie dans le calcul de l’effet gravimétrique est un aspect fondamental des inversions gravimétriques. La méthode la plus simple serait de discrétiser la topographie en N mailles de faibles dimensions reproduisant le plus précisément possible les différents reliefs. Cependant, si comme dans notre cas on souhaite déjà

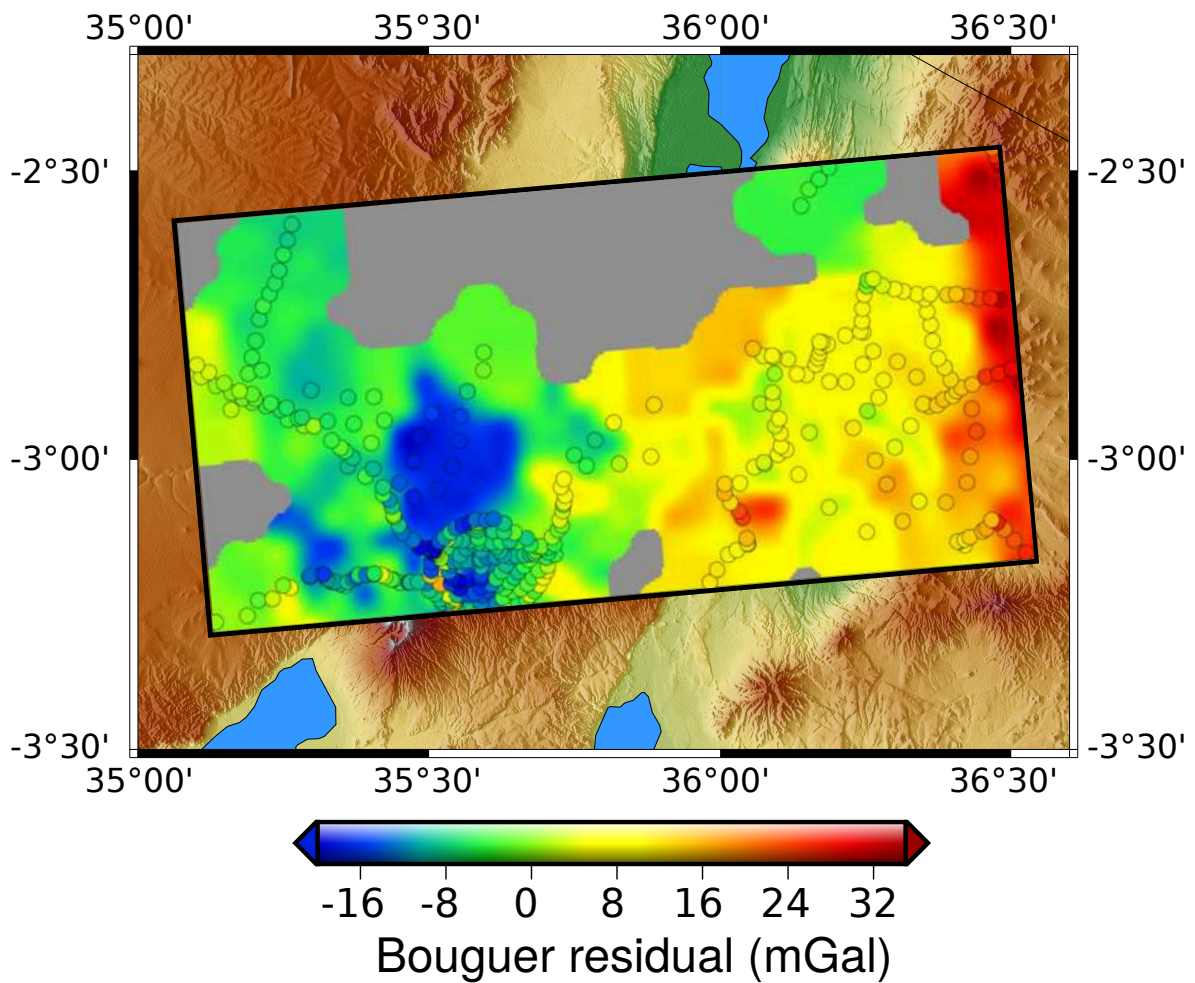


FIGURE 5.5 – Distribution du résidu de l’anomalie de Bouguer dans la zone d’inversion (rectangle noir).

*Distribution of the Bouguer anomaly residual in the inversion area (black rectangle).*

étudier des structures d’ordre lithosphérique, nécessitant donc une grille avec un nombre de mailles conséquent, rajouter d’innombrables mailles en surface rendrait le temps de calcul beaucoup trop long. De plus, augmenter significativement le nombre de mailles en surface entraîne une augmentation de l’instabilité de l’inversion et de la non-unicité de la solution.

C’est pourquoi nous avons décidé d’utiliser une méthode alternative à celle, plus classique, de la discrétisation de la topographie. Notre approche se base sur la relation qu’il existe en gravimétrie entre la distance d’un objet et sa densité. En effet, d’après l’équation 2.93, l’attraction gravitationnelle entre un point et une masse quelconque est le produit de la densité  $\rho$  de cette masse par la fonction de Green  $\psi$  calculée entre la masse et le point. Cette fonction de Green, définie dans l’équation 2.94, est fonction de la distance entre le point et la masse, et ses dimensions. On voit donc très vite que deux objets de di-

mensions différentes peuvent avoir le même effet gravimétrique sur un point si la densité de chaque masse est définie de façon adéquate.

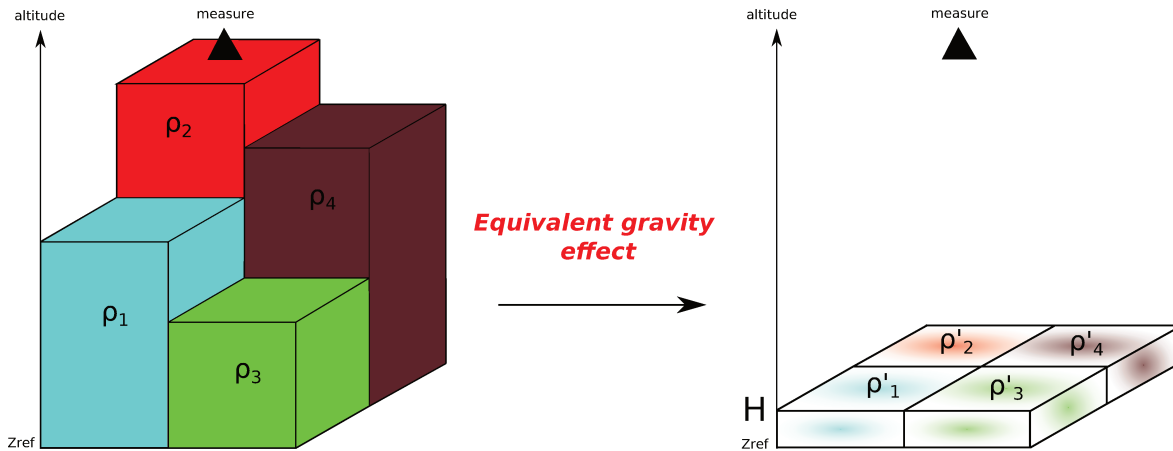


FIGURE 5.6 – Schéma explicatif de la transformation de la topographie 3-D en un ensemble de mailles d'épaisseur constante.

*Explicative drawing of the transformation of the 3-d topography into a set of constant thickness cells.*

Notre méthode consiste tout d'abord à discrétiser la topographie en  $N$  mailles. Leurs dimensions horizontales sont fonction de la complexité de la topographie, et les dimensions verticales correspondent à l'altitude moyenne des reliefs présents dans la maille (Fig. 5.6). On transforme l'ensemble de ces  $N$  mailles d'épaisseurs différentes en  $N$  nouvelles mailles de dimensions horizontales similaires mais d'épaisseur constante. Cette épaisseur  $H$  est définie selon une altitude de référence  $Z_{ref}$  qui peut par exemple correspondre à l'altitude  $z = 0$  ou à l'altitude minimale de la topographie dans la zone d'inversion. Pour chacune de ces nouvelles mailles, on calcule une nouvelle densité  $\rho'$  produisant le même effet gravimétrique que l'ancienne maille.

Cette méthode présente l'avantage de réduire le nombre de mailles nécessaires à la modélisation de la topographie, et donc du temps de calcul, tout en gardant une bonne résolution horizontale. L'inconvénient est que l'on diminue la résolution verticale. En effet, si une anomalie est présente uniquement dans une partie d'un relief, nous ne pourrions pas la modéliser. Cependant compte tenu du caractère non unique de l'inversion en générale et particulièrement de l'inversion gravimétrique, on peut aussi poser la question de la résolution de ce genre de structure avec la discrétisation 'classique' de la topographie.

Notre stratégie nous semble la plus à même de respecter un temps de calcul raison-

nable tout en gardant une résolution adaptée à notre problème.

### 5.2.3 En magnétotellurique

L'algorithme utilisé est `minim3d`, développé par Hautot et al. (2000, 2006, 2007). Il repose sur le problème direct de Mackie et al. (1993) (voir Chapitre 2 pour plus de précisions), couplé à l'algorithme de minimisation `MINDEF` et permet d'inverser des données magnétotelluriques en 3-D. Le modèle est discrétisé en  $M$  mailles de dimension fixe et la résistivité est considérée comme constante à l'intérieur de chaque maille. La méthode repose sur l'inversion des quatre composantes du tenseur pour toutes les fréquences et à toutes les stations.

Le temps de calcul va dépendre principalement du nombre de stations à inverser, de la gamme de périodes, ainsi que des dimensions de la grille (nombre de mailles, taille, etc.).

## 5.3 Choix de l'algorithme de minimisation et des relations entre les paramètres

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 4, outre les différents calculs directs associés à chaque méthode, une inversion conjointe repose aussi sur la stratégie de recherche de la meilleure solution, ainsi que sur les relations choisies pour connecter les différents modèles entre eux durant le processus.

### 5.3.1 Algorithme de recherche

Dans notre approche d'inversion conjointe, l'algorithme d'inversion 3-D en magnétotellurique, bien qu'étant le plus complexe, était au départ le plus abouti et le plus performant (Hautot et al., 2000, 2006, 2007). Nous avons alors décidé d'utiliser la structure de cet algorithme comme base pour notre code et d'associer les problèmes directs en fonctions récepteur (Shibutani et al., 1996) et en gravimétrie (Blakely, 1995) avec l'algorithme de minimisation `MINDEF`.

L'algorithme `MINDEF`, développé par Beiner (1970), est un algorithme de minimisation non-linéaire qui permet de trouver l'ensemble des valeurs d'un vecteur  $x$  ( $\{x_1, x_2, \dots, x_n\}$ ) qui minimise localement une fonction réelle  $F$ , telle que  $F(x_1, x_2, \dots, x_n) = \min$  (e.g. l'écart

entre les données mesurées et les données calculées). L'un des principaux avantages de cet algorithme est qu'il n'est pas nécessaire de calculer la matrice Jacobienne de la fonction  $F$ . Seules des différences entre deux positions du vecteur paramètre sont utilisées pour la recherche de la direction de descente.

La minimisation est réalisée en trois étapes :

1. Variation des paramètres du modèle initial et calcul d'une première direction de descente.
2. Progression de l'inversion dans le sens de la première direction de descente.
3. En cas d'échec de la progression, les paramètres sont modifiés dans une direction perpendiculaire à la progression précédente pour essayer d'éviter de ce minimum local.

Quatre données sont nécessaires en entrée : le vecteur  $X$  contenant l'ensemble des paramètres que l'on cherche à inverser, le nombre d'itérations  $NF$  et les paramètres  $PAS_{min}$  et  $PAS_{max}$  caractérisant la précision de la variation des paramètres.

### 5.3.2 Relation entre les paramètres

Comme abordé dans le Chapitre 4, lors d'une inversion conjointe, les différents paramètres peuvent être reliés de deux façons : grâce à une relation physique (loi de Birch, etc..) ou une relation géométrique. Étant donné l'hétérogénéité de la DNT (géométrie, composition, présence de fluides, magma, etc..), il nous semblait délicat d'introduire une relation physique claire, constante ou non, sur l'ensemble de notre modèle. C'est pourquoi nous avons décidé d'opter pour des approches structurales. Nous en avons identifié trois qui semblaient intéressantes.

#### La méthode des gradients croisés

Notre approche pour le calcul des gradients croisés diffère de celle développée par Fregoso and Gallardo (2009). Cette dernière repose en effet sur le calcul, à chaque maille, de la fonction du gradient croisé  $\vec{t}(x, y, z)$  (éq. 4.6). Les modèles ont une structure identique lorsque  $\vec{t}(x, y, z) = 0$ . Cette condition apparaît lorsque soit les vecteurs gradients  $\vec{\nabla}u$  et  $\vec{\nabla}v$  sont colinéaires, soit un des deux vecteurs est nul. On voit donc bien que dans le cas de vecteurs colinéaires, on cherche juste, en d'autres termes, à réduire l'angle  $\phi$  entre ces deux vecteurs.

Cet angle, utilisé dans le calcul du produit scalaire, est défini par :

$$\vec{\nabla u} \cdot \vec{\nabla v} = \|\vec{\nabla u}\| \cdot \|\vec{\nabla v}\| \cos\phi \quad (5.8)$$

Pour chaque maille  $i$ , l'angle  $\phi_i$  entre les deux gradients est alors calculé par :

$$\delta_i = \cos\phi_i = \frac{\vec{\nabla u} \cdot \vec{\nabla v}}{\|\vec{\nabla u}\| \cdot \|\vec{\nabla v}\|} \quad (5.9)$$

Durant l'inversion on cherche à minimiser la fonction gradients croisés GC, définie à chaque itération par la norme  $L_2$  :

$$GC = \sum_{i=1}^N |1 - \delta_i^2| \quad (5.10)$$

Lorsque les vecteurs sont colinéaires, de même sens ou de sens opposés, on a  $\delta_i^2 = (\cos\phi_i)^2 = 1$ . Pour des vecteurs orthogonaux, GC devient donc égale à 1 tandis que pour des vecteurs colinéaires, GC est égale à 0.

### Corrélation entre les gradients

A l'inverse de la méthode des gradients croisés qui quantifie, pour chaque maille, les similarités géométriques des deux modèles, on cherche ici une similarité géométrique mais à l'échelle des modèles. Pour ce faire, dans chaque direction (x, y et z) on calcule la corrélation entre les gradients des deux modèles. Comme pour les gradients croisés, on ne cherche pas à imposer une direction de changement et donc ici une polarité dans la corrélation. C'est pourquoi le terme total de corrélation  $Corr_{\nabla_{TOTAL}}$  est défini par la somme des corrélations au carré dans chaque direction (éq. 5.11).

$$Corr_{\nabla_{TOTAL}} = 1 - \frac{(Corr_{\nabla_x}^2 + Corr_{\nabla_y}^2 + Corr_{\nabla_z}^2)}{3} \quad (5.11)$$

avec

$$Corr_{\nabla_i} = \frac{Cov(\nabla_{\rho_i}, \nabla_{d_i})}{var(\nabla_{\rho_i})var(\nabla_{d_i})} \quad (5.12)$$

Dans le cas d'une inversion conjointe magnétotellurique/gravimétrie, la corrélation entre les gradients, dans une direction, est calculée par le rapport de la covariance entre les gradients des modèles de densité et de résistivité par le produit des variances de chaque gradient (éq. 5.12). Cette corrélation représente alors un couplage moyen, à l'échelle des modèles.

### Corrélation entre les paramètres

Tout comme la corrélation entre les gradients, on cherche ici une corrélation à l'échelle des modèles mais, cette fois-ci, directement entre les valeurs des paramètres des deux modèles. Cette corrélation est définie comme précédemment, c'est à dire par le rapport de la covariance des paramètres des deux modèles par le produit des variances de chaque paramètre (éq. 5.13).

$$Corr_{param} = 1 - \left( \frac{Cov(\rho, d)}{var(\rho)var(d)} \right)^2 \quad (5.13)$$

Ces trois relations vont être testées dans le chapitre suivant sur différentes combinaisons de paramètres. Nous verrons les avantages et inconvénients de chacune et ce qu'elles apportent dans les inversions conjointes géophysiques.

### 5.3.3 Fonction de pondération pour la gravimétrie

La gravimétrie présente des problèmes inhérents de résolution en profondeur. En effet, si on décide de modéliser un cas simple avec une anomalie de densité située en profondeur, lors de son inversion, la majorité des structures modélisées vont avoir tendance à se localiser à plus faible profondeur que la profondeur réelle de l'anomalie. Ceci est une manifestation directe de la diminution de la fonction de Green avec la profondeur (Li and Oldenburg, 1998). Cette diminution est inhérente à la méthode et limite la modélisation de structures significatives en profondeur. C'est pourquoi (Li and Oldenburg, 1996, 1998) propose une fonction de pondération permettant de contrer cet effet naturel.

Pour ce faire, une valeur de fonction est calculée pour chaque maille. Cette valeur tient principalement compte du volume  $\Delta V_j$  de la maille ainsi que de sa distance  $R_{ij}$  avec les différents points de mesures (éq. 5.14).  $R_0$  est une constante définie comme étant le quart des dimensions de la maille la plus petite du modèle.

La fonction, définie entre la maille  $j$  et la mesure  $i$ , est calculée par :

$$w(\vec{r}_j) = \frac{1}{\sqrt{\Delta V_j}} \sqrt[4]{\sum_{n=1}^N \int \frac{dv}{(R_{ij} + R_0)^2}} \quad (5.14)$$

Elle se définit comme une fonction de pondération tenant compte de la distance maille / donnée et est définie dans les trois directions  $x$ ,  $y$  et  $z$ . Elle permet ainsi de tenir compte

des variations topographiques de la zone d'inversion mais aussi de la répartition géographique des données, qui peut dans notre cas, s'avérer utile étant donné leur répartition très hétérogène.

## 5.4 Structure globale de l'algorithme

Durant ce chapitre, nous avons vu (ou rappelé) les différentes approches choisies pour la modélisation des fonctions récepteur ainsi que leur extrapolation en modèle 3-D, le type de données gravimétriques utilisées dans l'inversion, le calcul de l'effet gravimétrique avec la prise en compte de la topographie et enfin la modélisation utilisée en magnétotellurique. De plus, nous avons aussi abordé le choix de l'algorithme de recherche ainsi que les relations choisies pour relier les différents paramètres entre eux durant l'inversion.

La figure 5.7 présente de manière simplifiée la structure globale de notre algorithme. En gravimétrie le résiduel de l'anomalie de Bouguer est utilisé pour modéliser des contrastes de densité. En magnétotellurique, les quatre composantes du tenseur d'impédance sont utilisées pour modéliser des variations de résistivité en trois dimensions. Enfin, pour la partie fonctions récepteur, on décide d'inverser la sommation de l'ensemble des fonctions récepteur aux stations pour obtenir des modèles 1-D de vitesse. De plus, on utilise les résultats obtenus par H-k stacking (profondeur du Moho et rapport  $V_p/V_s$ ) pour contraindre les modèles de vitesse initiaux.

Notre processus débute par l'inversion seule des données de magnétotellurique (Parties 2.3.4 et 5.2.3) pour obtenir un premier modèle de résistivité en trois dimensions. Ce modèle sert de base à notre inversion conjointe mais aussi d'information a priori pour les modèles de vitesse 1-D de départ. Pour la partie gravimétrie, le modèle initial est un modèle homogène, uniforme et de contraste nul.

La partie centrale de notre inversion, où les différents problèmes directs et modèles interagissent est détaillée dans la figure 5.8.

Le vecteur de paramètre  $X_{TOT}$ , en entrée dans MINDEF, contient selon les méthodes combinées, les paramètres des différents modèles ( $X_R, X_G, X_V$ ). A chaque itération, ce vecteur est modifié et on en extrait la partie correspondant à chaque technique ( $X_{Ri}, X_{Gi}, X_{Vi}$ ). Ces nouveaux modèles ont une double utilité ; calculer leur réponse pour ainsi définir un nouvel écart aux données ( $Misf_R, Misf_G, Misf_{RF}$ ) mais aussi pouvoir calculer la



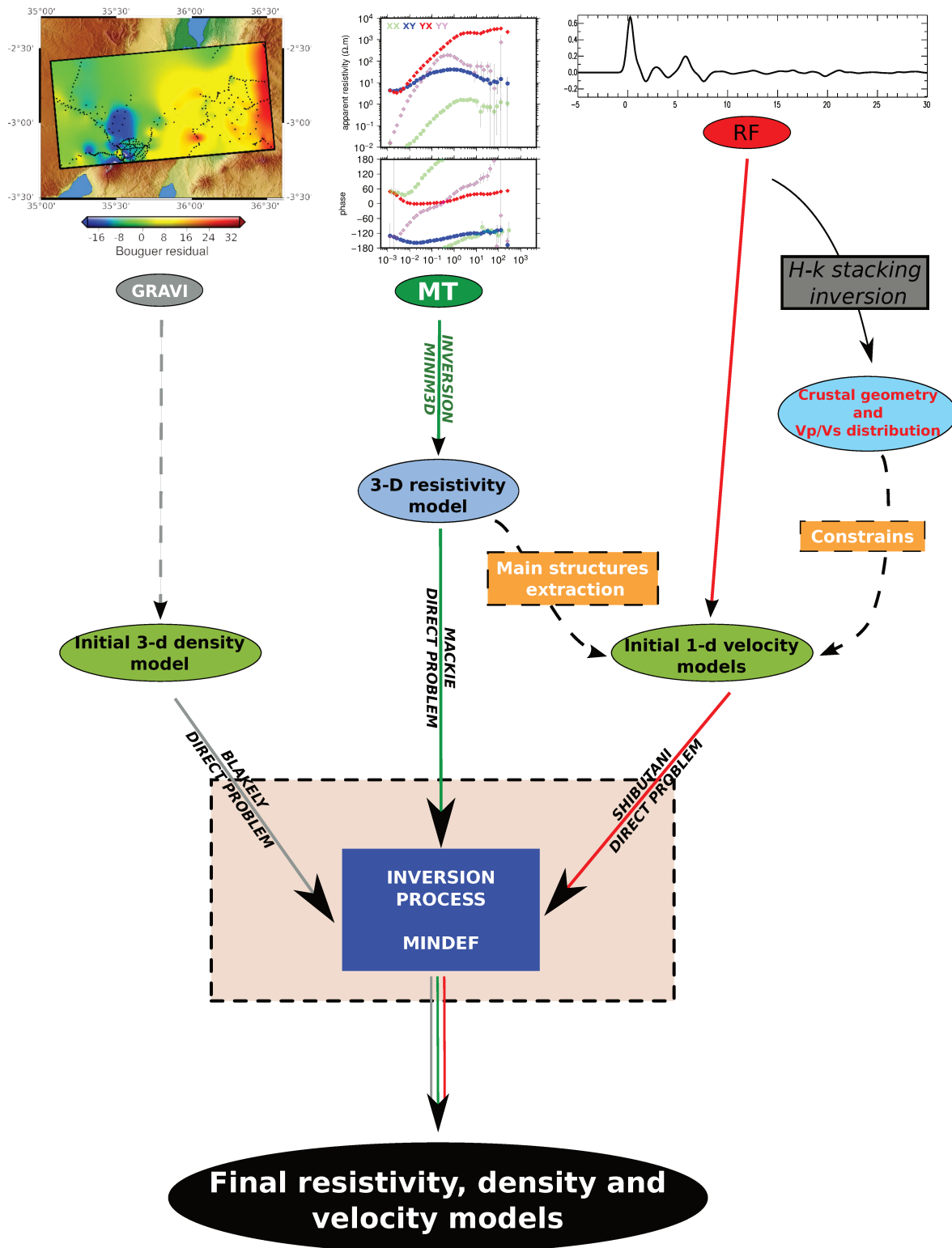


FIGURE 5.7 – Schéma explicatif simplifié de l’organisation du code. Le rectangle beige en pointillés correspond à la portion d’algorithme détaillée dans la figure 5.8.

*Simplified explicative drawing of the algorithm. The beige rectangle corresponds to the section of the algorithm detailed in the figure 5.8.*

valeur du terme joint (*Joint\_function*). Pour la partie fonctions récepteur, il est nécessaire d'extrapoler tous les modèles 1-D obtenus à chaque station dans les cônes correspondants (cf partie 5.1.1) pour ainsi obtenir un pseudo modèle 3-D. C'est ce modèle qui sera couplé avec les autres modèles 3-D.

A chaque itération, une nouvelle valeur de fonction coût est calculée. La fonction coût, selon les techniques combinées, correspond à la somme des différents écarts aux données ainsi qu'aux termes de régularisation et de couplage. Chaque terme est pondéré (écart aux données, fonction de couplage et régularisation). Ceci permet de pouvoir donner plus d'importance, ou non, à une méthode ou un type de couplage. De plus, on peut noter que dans cet exemple, il n'y a qu'un seul terme de couplage. Or il est tout à fait possible d'utiliser plusieurs couplages différents dans une même inversion. La pondération de chaque approche sera importante et permettra alors de profiter des avantages de chacune.

Si la valeur  $CF_i$  de la fonction coût, à l'itération  $i$ , est plus faible que la valeur minimale  $CF_{min}$  alors  $CF_i$  devient le nouveau minimum et les modèles associés deviennent les modèles optimaux. Si  $i \neq NF$  alors l'inversion continue. Sinon le processus s'arrête et les modèles optimaux deviennent alors les modèles finaux de résistivité, densité et vitesse (Fig 5.8).

Dans l'optique de mieux comprendre les effets des différentes fonctions de couplage, leur comportement durant l'inversion et leurs interactions avec les autres termes de la fonction coût, des analyses plus détaillées ont été réalisées pour les inversions conjointes entre les données de magnétotellurique et de gravité d'une part, et entre les données de MT et de fonctions récepteur d'autre part.

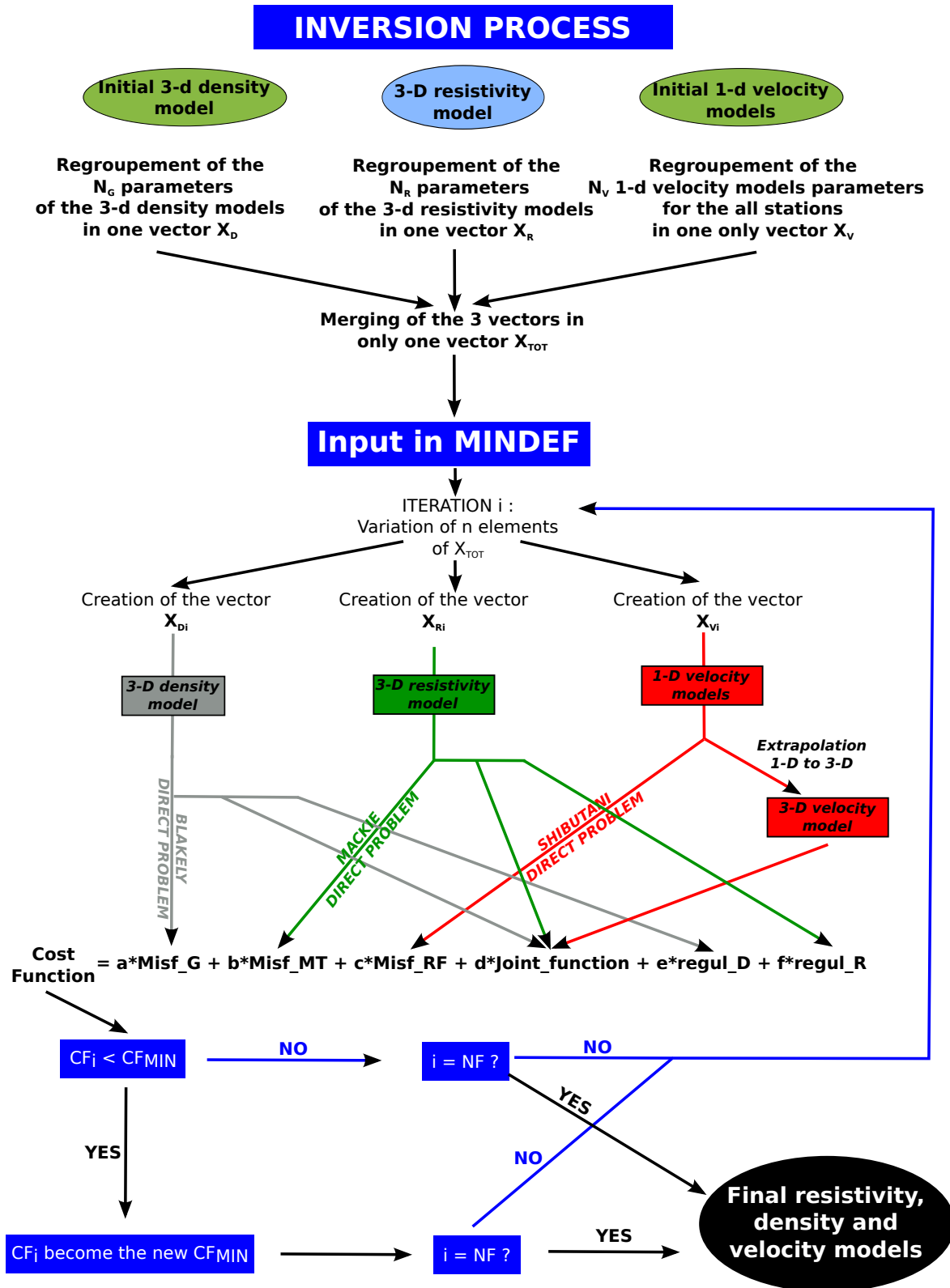


FIGURE 5.8 – Schéma explicatif détaillant l’agencement des différents modèles et leurs interactions dans le processus d’inversion. Il correspond à un zoom sur le rectangle beige de la figure 5.7.

*Explicative drawing which details the arrangement of the different models and their interactions in the inversion process. It corresponds to a zoom on the beige rectangle in the figure 5.7.*

## 5.5 Difficultés et problèmes rencontrés

Lors de l'écriture et de la mise au point de l'algorithme j'ai eu à me confronter à plusieurs problèmes d'origines diverses, que l'on peut classer en deux grandes catégories.

Tout d'abord un premier problème liée à l'inversion des fonctions récepteur. En effet, le problème que nous avons choisi pour modéliser les RFs en 1-D était, comme nous l'avons vu à plusieurs reprises, couplé avec un autre algorithme de recherche (Shibutani et al., 1996; Sambridge, 1999). Il a donc fallu isoler le problème direct et l'associer avec notre algorithme de minimisation. De plus, ces deux algorithmes, outre leur méthode pour rechercher la solution minimale, ne fonctionnent pas de la même façon. En effet, dans l'algorithme de Sambridge, l'ensemble des paramètres du modèle à inverser est borné et l'échantillonnage des modèles s'effectue donc dans cet espace limité. A l'inverse, dans MINDEF, les valeurs prises par les paramètres ne sont pas bornées et évoluent en fonction de l'évolution de la fonction coût au fil de l'inversion (cf partie 4.2.4 sur la méthodes des gradients conjugués). Il nous a donc fallu trouver un moyen de borner ces valeurs. Un autre problème avec la minimisation par gradient conjugué est la forte dépendance au modèle initial. Or l'inversion des fonctions récepteur étant déjà un problème fortement sous-déterminé et non unique, il nous a fallu trouver un moyen d'ajouter de l'information a priori aux modèles de vitesse initiaux (utilisation des résultats du H-k stacking). Enfin, l'inversion des fonctions récepteur ne s'effectuant qu'en une seule dimension, nous avons donc dû développer l'ensemble de la partie de l'algorithme nécessaire à l'extrapolation en 3-D des modèles 1-D de vitesse.

Le deuxième problème est lié au temps de calcul de l'algorithme et tout particulièrement pour la partie magnétotellurique. Le temps de calcul du problème direct de minim3D dépend principalement du nombre de stations et de la gamme de période désirée. Dans notre cas, une itération peut déjà prendre quelques secondes. Le nombre d'itérations nécessaire à l'inversion (dans le cas d'une inversion seule des données) va dépendre du nombre de paramètres à inverser et donc de la taille de la grille. La longueur de notre profil faisant plus d'une centaine de kilomètres et pouvant/voulant imager des structures d'échelle lithosphérique, nos inversions magnétotellurique seules ont un temps de calcul pouvant atteindre plusieurs semaines. L'inversion des fonctions récepteur, seule et pour une station, est à l'inverse très rapide mais nécessite un grand nombre d'itérations comparé au nombre de paramètres inversés. Pour la gravimétrie, l'appel au

problème direct Gbox est à l'inverse de la MT très rapide. La durée d'une inversion dépend alors principalement du nombre d'itération et donc des dimensions de la grille. Cette dernière est de la même taille que celle de la MT mais est maillée plus finement car il est nécessaire de rajouter un maillage plus fin pour le calcul de l'effet gravimétrique de la topographie. Or lors de l'inversion conjointe, le nombre d'itération doit être au moins égal à la somme des itérations nécessaires pour les inversions séparées. Et pour chacune de ces itérations le problème direct de la MT est appelé...

C'est pourquoi le temps de calcul de la MT a conditionné la stratégie d'inversion conjointe utilisée dans la suite de ce manuscrit. Cependant, des pistes pour tenter de résoudre ou du moins d'améliorer ce problème sont proposées dans la conclusion finale du manuscrit.

## 5.6 Références

- Beiner, J. (1970). Fortran routine mindef for function minimization'. *Institut de Physique, Univ. of Neuchatel, Switzerland (65)*, pages 1–13. 220, 233
- Blakely, R. J. (1995). Potential theory in gravity and magnetics. 218, 220, 230, 233
- Frederiksen, A., Folsom, H., and Zandt, G. (2003). Neighbourhood inversion of teleseismic ps conversions for anisotropy and layer dip. *Geophysical Journal International*, 155(1) :200–212. 225
- Fregoso, E. and Gallardo, L. A. (2009). Cross-gradients joint 3d inversion with applications to gravity and magnetic data. *Geophysics*, 74(4) :L31–L42. 220, 234
- Hautot, S., Single, R., Watson, J., Harrop, N., Jerram, D., Tarits, P., Whaler, K., and Dawes, D. (2007). 3-d magnetotelluric inversion and model validation with gravity data for the investigation of flood basalts and associated volcanic rifted margins. *Geophysical Journal International*, 170(3) :1418–1430. 219, 220, 233
- Hautot, S., Tarits, P., Whaler, K., Le Gall, B., Tiercelin, J.-J., and Le Turdu, C. (2000). Deep structure of the baringo rift basin (central kenya) from three-dimensional magnetotelluric imaging : Implications for rift evolution. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 105(B10) :23493–23518. 219, 220, 233
- Hautot, S., Whaler, K., Gebru, W., and Desissa, M. (2006). The structure of a mesozoic basin beneath the lake tana area, ethiopia, revealed by magnetotelluric imaging. *Journal of African Earth Sciences*, 44(3) :331–338. 219, 220, 233
- Li, Y. and Oldenburg, D. W. (1996). 3-d inversion of magnetic data. *Geophysics*, 61(2) :394–408. 222, 236
- Li, Y. and Oldenburg, D. W. (1998). 3-d inversion of gravity data. *Geophysics*, 63(1) :109–119. 222, 236
- Mackie, R. L., Madden, T. R., and Wannamaker, P. E. (1993). Three-dimensional magnetotelluric modeling using difference equations-theory and comparisons to integral equation solutions. *Geophysics*, 58(2) :215–226. 219, 233

- Plasman, M., Hautot, S., Tarits, P., Tiberi, C., Mtelela, G., and Gama, R. (in prep). Structure and evolution of the rifting in the North Tanzanian Divergence by 3-d Magnetotelluric inversion.
- Sambridge, M. (1999). Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm—ii. appraising the ensemble. *Geophysical Journal International*, 138(3) :727–746. 223, 241
- Shen, W., Ritzwoller, M. H., and Schulte-Pelkum, V. (2013). A 3-d model of the crust and uppermost mantle beneath the central and western us by joint inversion of receiver functions and surface wave dispersion. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 118(1) :262–276. 217, 226
- Shibutani, T., Sambridge, M., and Kennett, B. (1996). Genetic algorithm inversion for receiver functions with application to crust and uppermost mantle structure. *Geophysical Research Letters*, 23(14) :1829–1832. 216, 220, 223, 225, 226, 233, 241
- Zhu, L. and Kanamori, H. (2000). Moho depth variation in southern California from teleseismic receiver functions. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 105(B2) :2969–2980. 225, 226

# Chapitre 6

## Imagerie de la Divergence Nord

## Tanzanienne : apports de l'inversion

## conjointe

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Résumé / Summary</b> . . . . .	<b>246</b>
<b>6.2</b>	<b>Apports du couplage MT - gravimétrie</b> . . . . .	<b>256</b>
6.2.1	Présentation des données de la zone . . . . .	256
6.2.2	Effet de la pondération des données gravimétriques sur l'inversion	257
6.2.3	Inversion conjointe MT - gravimétrie . . . . .	259
6.2.4	Test des 3 couplages sur les profils $P_1$ et $P_3$ . . . . .	266
<b>6.3</b>	<b>Apports du couplage MT - fonctions récepteur</b> . . . . .	<b>270</b>
6.3.1	Combiner RF et MT à travers le modèle de départ des RFs . . . . .	271
6.3.2	Inversion couplée MT - RF . . . . .	273
6.3.3	Application au profil $P_2$ . . . . .	276
<b>6.4</b>	<b>Conclusions</b> . . . . .	<b>278</b>
<b>6.5</b>	<b>Références</b> . . . . .	<b>281</b>

---



## 6.1 Résumé / Summary

The joint inversion algorithm we have presented in the previous chapter is applied to the data described and various test are run to quantify the effect of the data repartition and the geological features diversity. The results of classic inversions of single parameters (velocity and resistivity) are compared to the joint inversion results to highlight the benefit of the approach while obtaining new constrains on the regional geodynamic.

In order to gradually test the algorithm, we start the inversion process with the 3D resistivity model obtained with a classic inversion of the MT data. Two reasons justify this choice : 1) the computation time 2) to perfectly understand the behaviour of the different coupling terms before doing a full joint inversion. We also wanted to ensure that the three geophysical techniques were complementary and that our approaches (3-D extrapolation for the RF and the weighting function for the gravity) were effective.

This chapter is divided into two parts, following the two steps of the validation and test of the joint scheme : the study of the coupling between MT and gravity and the study of the RF - MT joint inversion and our strategy for maximizing the complementarity of the data.

### **Data available for the MT - gravity coupling**

In total, 382 gravity measurements are available in the area involved for inversion, when considering the northern MT profile. Their distribution is rather heterogeneous with important gaps especially in the northern part of the profile (Fig. 6.1). Our model is digitized in N cells with fixed dimensions. The density contrast is constant inside each cell. We corrected topographic effects following our approach detailed in part 5.2.2 (Fig. 5.6). The position of the MT stations, the gravity data used and the location of the three profiles  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $P_3$  discussed later are represented in Fig. 6.1. Profile  $P_2$  includes all the MT stations and crosses the northern part of the Crater Highlands, the axial rift valley and the Ketumbeine volcano. Profile  $P_1$  is located at the southern limit of the MT model and passes through the Ngorongoro crater which presents the highest gravity data concentration in the area. Finally Profile  $P_3$  is located north of the MT profile and goes across the Ol Doinyo Lengai volcano. It presents a satisfactory data coverage for the eastern part but no data for the western part.

### **Effect of the grid weighting function on the gravity inversion**

The gravity inversion results, along the three profiles, are presented figure 6.2 with a comparison between a simple inversion (Fig 6.2 on the left) and an inversion with the weighting function WF (Fig. 6.2 on the right). The model obtained with the WF displays higher density contrast than without weighting. For a given profile, the models (with or without WF) display good similarities when the data coverage is good (west part and eastern boundary of  $P_1$ ,  $P_2$  down to 40 km in depth and the eastern part and western boundary of  $P_3$ , Fig. 6.1). When areas are deprived of data we observe large differences between inversions (from  $x=40$  to 80 km for  $P_3$  and the axial valley for  $P_1$ ) because the WF should bring constraints in areas with the less data coverage and for large depth. Despite the differences in the density model the fit is always very good (Fig. 6.3). Small differences are observed near the Ngorongoro crater where the data coverage is higher than the grid resolution. In this case, the smallest wavelength variations contained in the observed data can't be resolved with our inversion. From these results, we decided to use the WF in the next inversions in order to better distribute the information in the model. We will keep in mind the consequences of this choice by considering our results as upper limits for density contrast.

### **Joint inversion MT - gravity**

We study the influence of the three coupling modes (cross gradient, parameter and gradient correlation) in a joint MT - gravity inversion. We will focus on profile  $P_2$  where the data coverage is best (RF, MT and gravity) and we will present the advantages and drawbacks for each coupling.

#### **Cross gradient coupling (GC)**

Results for the joint inversion with GC is presented in Fig. 6.4. We ran many inversions in order to test several weighting value of coupling. The mean density model (c) and the standard deviation (STD) distribution of all the models tested (d) are represented in figure 6.4. The density model (b) presents the result obtained when the GC term represents about 25% of the total cost function. The mean model (c) and single model (b) show similarities at large scale but differ at small scale. This observation is confirmed with the STD distribution (Fig. 6.4.d) where the lowest values correspond to the most stable struc-

tures for each inversion. We may assume that these structures are well resolved with this coupling because they are present regardless of the weighting value for the coupling term. Generally the common structures between model (b) and (c) present low values of STD while the different structures present the highest values of STD. This is consistent with the physics of this coupling. The GC enforces a structural similarity at each cell. The mean model seems to smooth the density contrasts in depth even if a denser structure is present in the center of the profile around 60-70 km in depth. However these two main structures with negative density contrast seem to be located at the same position of the stronger resistivity structures of the MT model (a). When the coupling term is too high the inversion tries to correlate smaller structures, and that leads to rather rough solutions.

### **Parameter correlation coupling (CP)**

Results for the joint inversion with CP is presented in Fig. 6.5. In contrast with the GC coupling results, the mean model (c) and the selected model (b) are very similar. The STD distribution presents low values regardless of the coupling value which suggests well resolved structures. This weak variability may be explained by the fact that CP is computed at the scale of the model while GC is computed for each cell. When CP weight in the cost function increases, small scale features are increasingly correlated between density and resistivity, particularly for those present in the first kilometers of the crust, where the grid is the finest. On the whole, long wave-lengths in density are better retrieved in amplitude and location than with the GC. With the CP a better coherence between low density anomalies and resistive structures (especially the one under the Crater Highlands and the Mozambique Belt) appears. Its dimensions (horizontal and vertical) and its particular geometry in its western part, in the first 20 km of the crust, are well recovered in density. The strong right-angled conductive structure between two resistive areas corresponds to a denser medium. The second resistive structure located under the axial rift valley between 10 and 50 km in depth appears as a low density structure. The strongest differences are observed for the middle and small wavelength structures. The structure with the stronger STD is an anomaly with the smaller density contrast (between 0-15 km under the Crater Highlands). The eastern half of the profile appears as a low density area while the resistivity model is more contrasted : at its eastern end it shows a conductive structure. Finally in the resistivity model the area located under the Crater Highlands between the two strong resistive structures (cf Plasman et al, submitted) also clearly appears as a denser area.

### **Gradient correlation coupling (CG)**

Finally figure 6.6 presents the results for the inversion based on the CG coupling. This coupling as well as CP enforces the structural similarity at the model scale. Thus the resulting models (b and c) are very close (low STD, Fig 6.6.d). The two main resistive structures seeing Fig. 6.6.a are well characterised in the density model and appear again less dense than average. Overall, the resistivity and density structures in the first 40 - 50 km are more similar than in the results from previous coupling (CP). However, the deepest part seems smoother and appears as a homogeneous less dense medium opposite to the model from the CP results (Fig. 6.5).

The tests performed with the three types of coupling have highlighted the fact that the two correlation methods (CP and CG, Fig 6.5 and 6.6) provide models in the upper 50 km while deeper CP models exhibit more structures than CG models. The GC coupling seems to be more sensitive to the weighting value in the cost function than the correlation coupling. The shape of the main electrical anomalies are well recovered in density but the inversion creates several spurious short wavelength anomalies appears when the weighting is increased. According to the non-uniqueness problem of the gravity inversion and the cross gradient approach (similarity at each cell) this method seems to be the less reliable one.

### **Results of the three couplings for profiles $P_1$ and $P_3$**

Now we examine the result of the 3-D inversion along profile  $P_1$  located to the South of  $P_2$  near the Ngorongoro Crater. Figure 6.7 presents the sections of the MT (a) and density models obtained by joint inversion with a GC (b), CP (c) and CG (d) coupling. The results are similar to those from profile  $P_2$  and similar conclusions can be drawn for the effect of the coupling terms. For the CP coupling (Fig 6.7) the vertical conductive structure with higher density contrast between the two main resistive structures extends here down to 70 km in the density model with no counterpart in the resistivity model. This feature as well as the two superimposed negative and positive anomalies located in the first kilometers under the Crater Highlands could be an artefact and the result of the large gap in the data set. Finally the inversion with CG coupling presents similar results that the parameter correlation by with smoother contrasts. As an example, the "T" shape negative density

anomaly located west of the Crater Highlands (10-50 km in depth) is well retrieved.

Figure 6.8 presents the results for profile  $P_3$ . Again, the same conclusion as for profiles  $P_1$  and  $P_2$  can be drawn here. In particular with the CP the Lengai and Gelai volcanoes seem to be associated with dense structures between 5 and 15 km in depth. These structures do not appear with the CG coupling (Fig. 6.8.b). It is interesting to notice that the Natron fault (NMF) is systematically associated with a density contrast regardless of the coupling method and has a deep signature in the CG models.

The gravity inversions constrained with the MT highlight two main conclusions :

- From a methodological point of view : the GC coupling appears the less appropriate scheme for the MT - gravity inversion. While the correlation (parameter and gradient) approaches provides qualitatively satisfactory and complementary results. The amount of weighting for these two couplings does not strongly change the density model (weak STD in both case, Fig. 6.5 and 6.6).
- From a geological point of view : the main resistive structures observed in the resistivity model (between 10 and 50 km in depth) corresponds to a negative density contrasts. Both their horizontal and vertical extensions are well recovered especially for the western structure where the boundary clearly appears near 55 km in depth (Fig. 6.5). Moreover the conductive structure separating them (under the Crater Highlands) corresponds to a positive density contrast. At crustal scale (0-20 km) the resistive structure under the Mozambique belt to the West corresponds to negative density contrast. The Lengai and Gelai volcanoes (profile  $P_3$ , Fig. 6.8) present a low conductive signature in MT which corresponds to a denser area in the CP models.

### **Magnetotelluric - Receiver Function coupling**

In this section we study the MT - RF coupling. How to couple these two techniques and how can we consider them together in a joint inversion process? Because these two approaches have never been coupled in 3-D until now, I have identified two approaches to combine MT and RF together for our purpose. To test and compare them, we will take advantage of the colocation of the seismological and MT stations along the profile  $P_2$  (Fig. 1.5) and for clarity, I will present more precisely the results for the station PR52. I will finally present the preliminary results obtained for all the seismic stations on the profile.

The first step of the joint MT - RF inversion uses the approach of Shibutani et al. (1996) coupled with a minimization algorithm to obtain a 1-D velocity model under each seismic station. In order to take into account the three-dimensionality of the structures and to optimize the coupling with the 3-D MT model we extrapolate these 1-D velocity models inside 3-D cones by following the protocol described in the chapter 5 (Fig. 5.2 and 5.4). This pseudo velocity 3-D model will be coupled with the 3-D resistivity model.

However the algorithm of Shibutani et al. (1996) is strongly dependant on the initial velocity model. To illustrate this characteristic, we use PR52 station as an example. I inverted the stack of all the RFs at the station (Fig. 6.9). We used two initial models for the 1-D inversion. They only differ by the interval of the possible values taken by the thickness of the first layer. The solutions obtained are presented in the Fig. 6.9 (blue and green square). All these models produce synthetic RFs close to the observation (Fig. 6.9 on the bottom). These observations first show that different velocity models can produce very similar observations, and that the solution is very dependent from the starting model. One should take into account this non-uniqueness when using receiver functions data.

### **Combining RF and MT through the RFs initial velocity model**

In order to reduce this not-uniqueness problem we choose to constrain the initial velocity model with two approaches :

- The Moho depth and the average crustal  $V_p/V_s$  ratio obtained with the H-k stacking inversion are used as initial a priori.
- The position of the cones computed for each seismological station is applied in the 3-D resistivity model. Within each resistivity cone, a 1-D mean resistivity model is computed. From this model, the main interfaces are extracted and define the boundary for the thickness of the 6 layers of the initial velocity model

Introducing these constraints on the depth and the thickness of the layers reduces the ambiguity between the velocity and the thickness of a layer. The results for this protocol are presented in the figures 6.10.a and 6.11.a. The velocity models ( $V_s$  and  $V_p/V_s$ ) in red in the figure 6.10.a are constrained with these two approaches. The associated receiver function (in red in Fig. 6.11.a) fits well the data (in black). The final velocity model is composed of a low-velocity upper and lower crust. This model looks like the green model in the figure 6.9. The low-velocity lower crust is associated with a high  $V_p/V_s$  ratio greater

than 2.10. This value can appear unrealistic. Nevertheless it corresponds to the highest average value found by the H-k stacking (1.9 +/- 0.1). It could probably suggest a partial melt area, in accordance with the location of the site : under the Crater Highlands near the Ngorongoro area. Finally the Moho (38 km) is strongly marked but located is deeper than the results from the H-k stacking (31.7 +/- 4.7 km).

### **MT - RF coupling inversion**

The second technique used to couple MT and RF together is similar to the one developed for the MT - gravity joint inversion. This coupling function is computed between the 3-D interpolated velocity model and the 3-D resistivity model. The computation is only made inside the cones because the velocity model do not present information outside them. As a result, we can only use the CG technique which is local.

We have tested several values to weight the CG in the cost function (6.10.b et 6.11.b, in pink : 1, in green : 2 and in blue : 10). The S-wave velocity models are quite similar regardless of the weighting value and all lead to a low-velocity lower crust. We observed that the low velocity near surface is thinner and the Moho shallower than in the model obtained before (Fig. 6.10.a). Furthermore the velocity gradient in the lower crust is now negative. The Vp/Vs ratio varies more throughout the area but with less amplitude (1.80 - 2.0 compared to 2.10). This heterogeneity may be explain by its connection to both P and S waves. This is the reason why in our approach we couple the resistivity to the S-Wave velocity. Despite this dispersion common features emerge through all models : a low-velocity lower crust with high Vp/Vs ratio, a gradual decrease of Vp/Vs from the surface down to 20 km and a constant ratio below the Moho (the later probably because there is not enough energetic phases in the data). The synthetic RFs obtained with this inversion (Fig. 6.11) fits well the main phases of the recorded receiver function (dotted line). The double peaks of the Moho is well retrieved around 5 s as the two multiples. The strong negative signatures of the intracrustal interface at 3 s is also correctly modelled but with a higher amplitude than in the observations.

### **Application to the profile P<sub>2</sub>**

The results obtained for the joint inversion RF - MT with the cross gradient is presented in figure 6.12. The S-wave velocity models are displayed under all the seismological stations located along the profile with the resistivity model in background. Several

electrical structures correspond to signal on the receiver functions. The conductive layer located in the first 5 km under the Crater Highlands and the axial valley, that could be interpreted as a sedimentary layer, corresponds well to a very low-velocity structure. The main resistive crustal structures (encircled by dotted lines) under the Mozambique belt and the Crater Highlands always correspond to the high velocity layer. Finally the Moho, often invisible in MT, is seen as a velocity step of variable size becoming gradual at around 40 km. It coincides with the limit in depth between the main resistive structure and the deep conductive layers.

## Conclusions

Inversion of gravity and receiver functions coupling with the MT have shown interesting but contrasted results. If we could have not completely coupled the three parameters together we have identified and tested the main parameters used in this kind of inversion.

In the MT/gravity inversion the cross gradient coupling does not seem to be the optimal method to proceed. Indeed the later enforces a structural similarity at each cell which seems to generate small scale density anomalies not really constrained by the data. In contrast the correlation between gradients or parameters lead to qualitatively satisfactory and coherent results. These two coupling modes limit the inherent non-uniqueness of gravity inversion while taking advantage of the coupling with the MT. The main resistivity structures are recovered in the density model both in size and location. In particular the two main resistive structures separated by the thin vertical conductive structure are well recovered. On average the resistive structures appear to have negative density contrasts whereas the conductive structures appear as dense media.

For the MT - RF joint inversion we tested two coupling methods; one based on a constrained initial velocity model and the other on the cross gradient coupling. The use of these two methods together provided the best results and are probably the way to go. These results although preliminary are therefore promising. When applied along the MT profile, the combination of these techniques leads to models with a strong coherence between the velocity and resistivity. The Moho displays a signature on both models and the main crustal structures are coherent between both models. Generally the main resistive structures appear as high velocity bodies, whereas the most conductive appears as low velocity bodies. However all the MT structures do not appear on the velocity models. We could invoke several reasons :



- These structures do not create any signal on the receiver function. The resistivity variation is not associated with a velocity variation.
  - The stack of all the RFs leads to an average of all the velocities bodies recorded. Small structures will be strongly depreciated with in the stack. Their modelling will be more complicated in the inversion.
  - Uncertainties can also come from our approach. Indeed even if we have tried to obtain models of equivalent dimension with the 3-D interpolation, the pseudo 3-D velocity model always presents small or no lateral variations (according if the depth is greater or not than the depth where the cones intersect). Considering this, the computation of the cross gradient could be less adapted to our case and it would be interesting to find a method which takes more into account the vertical variations compared to the horizontal ones. This is why in this case, the coupling with the gradient or parameter correlation do not provide satisfactory results because looking for a global correlation is equivalent to look for lateral variations which are invisible with our extrapolation.
-

L'algorithme d'inversion conjointe développé dans le chapitre précédent est maintenant testé sur des données réelles, notamment sur les différentes combinaisons des trois paramètres impliqués : densité, résistivité et vitesse. J'ai décidé de directement tester cet algorithme sur des données réelles pour pouvoir quantifier l'effet de la répartition des données, et de la diversité des terrains géologiques. D'autre part, les inversions de paramètres seuls (vitesse, résistivité) ayant déjà été effectuées sur les données récoltées dans la Divergence Nord Tanzanienne au sud du Lac Natron (Fig. 1.5), cela nous permet de comparer directement les bénéfices de l'inversion conjointe, tout en obtenant de nouvelles contraintes sur la géodynamique régionale.

Afin de tester l'algorithme de façon progressive, nous partons ici d'un processus d'inversion pour lequel le modèle de résistivité n'est pas modifié. Nous partons donc du modèle 3-D de résistivité obtenue par une inversion classique des données de MT. Il y a deux raisons à cela. Comme expliqué précédemment, le temps de calcul a été un frein important à la réalisation d'une réelle inversion conjointe dans laquelle la résistivité serait modifiée comme les autres paramètres. De plus, il était aussi important de bien comprendre le comportement des différents termes de couplage avant de vouloir réaliser une inversion conjointe complète. Nous voulions aussi nous assurer que ces méthodes étaient vraiment complémentaires et que nos différentes approches développées (extrapolation en 3-D pour les RFs et fonction de pondération pour la gravimétrie) permettaient bien de relier les différentes techniques entre elles et d'apporter suffisamment d'informations à l'inversion.

Ce chapitre se découpe en deux grandes parties, en suivant les deux étapes de validation et de test du schéma conjoint : la première partie concerne l'étude du couplage entre MT et gravimétrie, et des informations supplémentaires la MT apporte sur le modèle de densité, suivant le couplage que l'on choisit entre les deux paramètres. La deuxième partie de ce chapitre porte sur l'apport des inversions en fonctions récepteur et les problèmes rencontrés.

## 6.2 Apports du couplage MT - gravimétrie

### 6.2.1 Présentation des données de la zone

Un total de 382 mesures gravimétriques sont disponibles dans la zone d'inversion du profil Nord de MT. Leur distribution est globalement assez hétérogène avec d'importantes lacunes notamment au nord du profil (Fig. 6.1). A partir du calcul de l'anomalie de Bouguer, nous avons obtenu un champ résiduel pour décrire les contrastes de densité par rapport à une densité de référence de  $2.67 \text{ g/cm}^3$ . Comme expliqué dans le chapitre précédent, notre modèle est discrétisé en N mailles de dimension fixe (au nombre de 4774). Le contraste de densité est considéré comme constant à l'intérieur d'une maille. Notre approche pour la prise en compte de la topographie est détaillée plus longuement dans la partie 5.2.2 (Fig 5.6).

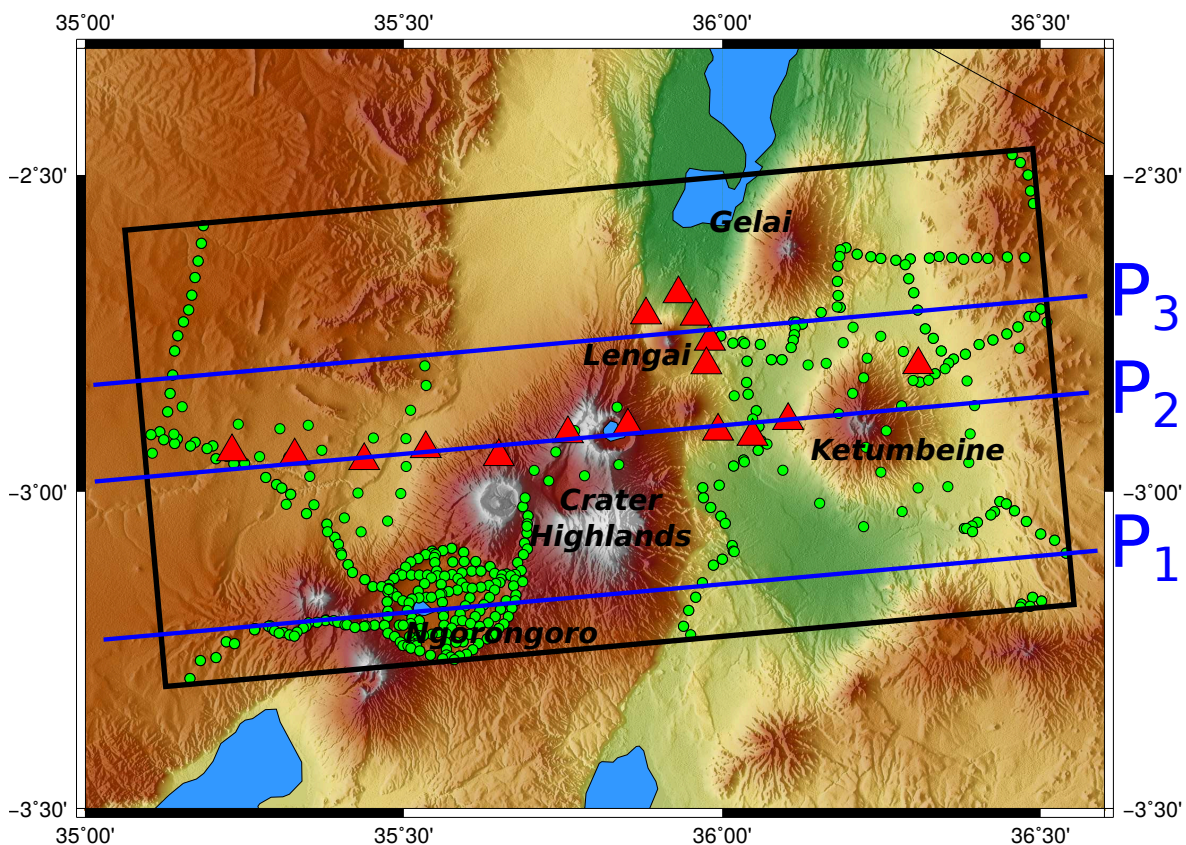


FIGURE 6.1 – Position des stations magnétotelluriques (en rouge) et des données gravimétriques (en vert). Les profils  $P_1$ ,  $P_2$  et  $P_3$  (en bleu) utilisés dans la suite de l'étude sont représentés, ainsi que la position des principales structures géologiques.

*Location of the magnetotelluric stations (in red) and gravity data (in green). Profiles  $P_1$ ,  $P_2$  and  $P_3$  (in blue) used in this chapter are represented as well as the main geological structures.*

La figure 6.1 présente la position des stations MT ainsi que des données gravimétriques utilisées dans cette étude. Les profils  $P_1$ ,  $P_2$  et  $P_3$  discutés dans la suite du chapitre y sont également reportés. Le profil  $P_2$  passe par la majorité des stations MT et traverse la partie nord du Crater Highlands, la vallée axiale du rift ainsi que le volcan Ketumbeine. Le profil  $P_1$  est situé plus au Sud, en bordure du modèle MT et traverse le Cratère du Ngorongoro qui présente la plus importante concentration en données gravimétriques de la zone. Enfin le profil  $P_3$ , situé au nord du profil MT, traverse le Ol Doinyo Lengai et passe au sud du volcan Gelai. Il présente une distribution de données satisfaisantes pour la partie Est mais quasiment aucune donnée pour la moitié Ouest.

### 6.2.2 Effet de la pondération des données gravimétriques sur l'inversion

Les résultats d'inversion des données gravimétriques seules le long des 3 profils sont présentés dans la figure 6.2, avec une comparaison entre une inversion simple (Fig. 6.2 gauche) et une inversion avec la fonction de pondération WF présentée au chapitre précédent (Fig. 6.2 droite). Les deux inversions se basent sur notre approche du calcul de l'effet topographique présentée au chapitre précédent. Au premier abord, on constate que les modèles obtenus avec la WF présentent tous des contrastes de densité plus importants que les modèles obtenus sans. Les modèles pour un même profil (avec ou sans WF) présentent des similarités importantes pour les portions contenant une bonne répartition des données (partie Ouest et extrémité Est de  $P_1$ ,  $P_2$  jusqu'à 40 km de profondeur environ et la partie Est de  $P_3$  ainsi que son extrémité Ouest, Fig. 6.1). A l'inverse, les zones dépourvues de données sont celles pour lesquelles de plus grandes différences existent entre les deux types d'inversion (de  $x=40$  à 80 km pour  $P_3$  et la vallée axiale du rift de  $P_1$ ). Ceci s'explique par le fait que la WF est censée apporter de la contrainte à l'inversion gravimétrique dans les zones sans données et à plus grandes profondeurs. En dépit du fait que ces deux modèles (avec et sans WF) présentent de fortes similarités mais aussi de fortes différences, leurs réponses gravimétriques sont en très bon accord avec les données mesurées (Fig. 6.3). Les seules légères différences observables sont situées au niveau du cratère du Ngorongoro là où la concentration de données dépasse largement la dimension de notre maillage. Dans ce cas, les petites variations spatiales des observations ne peuvent pas être résolues par notre inversion. Cette comparaison nous porte cepen-

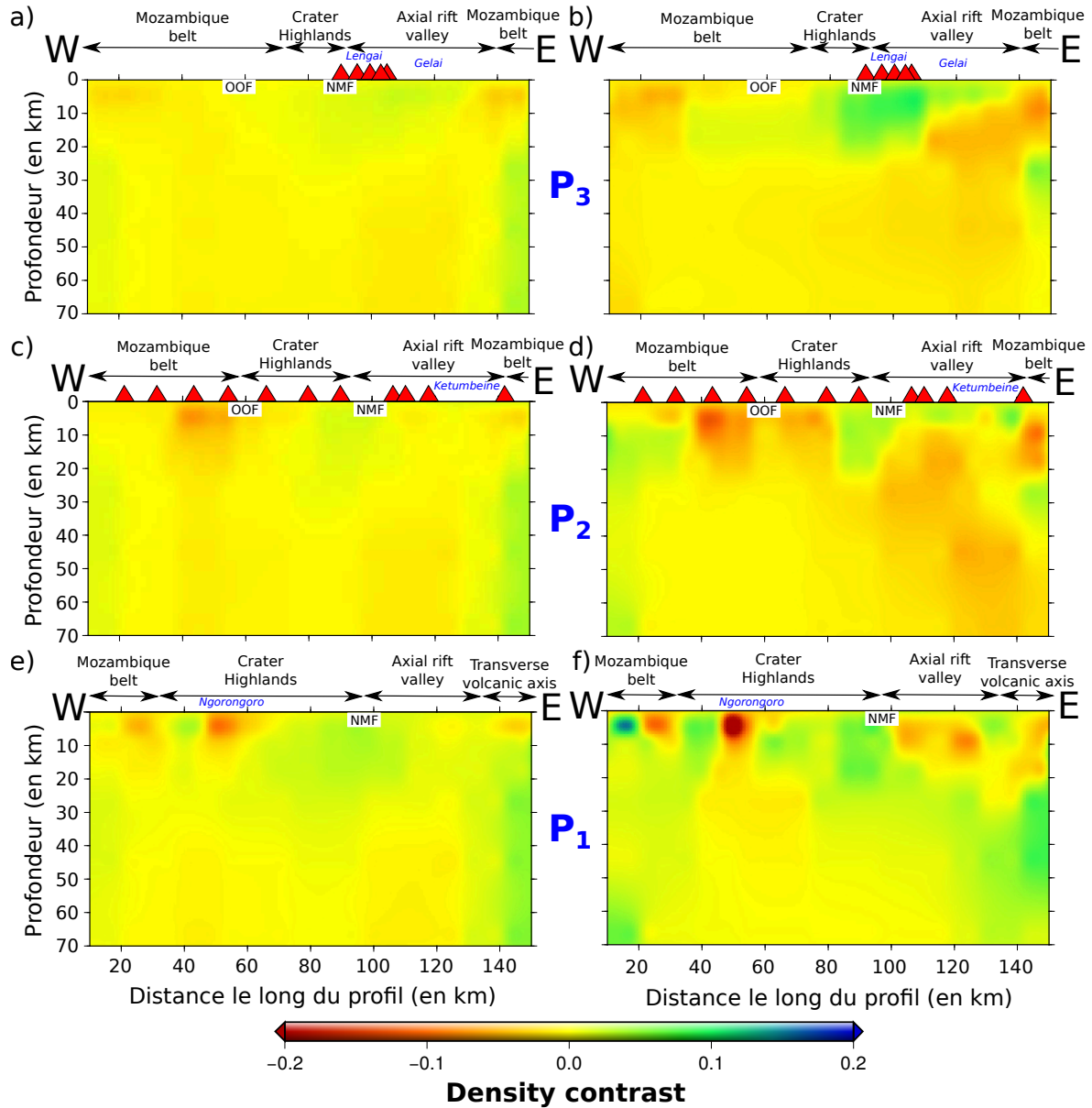


FIGURE 6.2 – Résultats d'inversion des données gravimétriques seules (a, c, d) et avec la fonction de pondération (b, d, f) de Li and Oldenburg (1996) pour les trois profils.

*Inversion results of gravity data only (a, c, e) and with the weighting function (b, d, f) of Li and Oldenburg (1996) for the three profiles.*

dant à utiliser la WF dans les inversions, ceci afin de mieux répartir l'information dans les modèles, surtout en profondeur, et de visualiser des contrastes de densité plus marqués. Nous garderons en tête bien sûr les conséquences d'un tel choix, et nous considérerons nos résultats comme des limites supérieures pour les contrastes de densité.

### 6.2.3 Inversion conjointe MT - gravimétrie

Comme expliqué dans le chapitre précédent, nous avons décidé de contraindre structurellement l'inversion avec trois relations différentes : les gradients croisés, la corrélation de paramètres et la corrélation de gradients. Nous étudierons tout d'abord l'influence respective de ces trois relations sur l'inversion conjointe MT - gravimétrie. Pour cela, nous inversons conjointement le profil  $P_2$ , puisque c'est le profil le mieux contraint pour les trois types de données (MT, gravimétrie et RF), et nous présenterons les avantages et inconvénients de chacun des couplages.

#### Apports des gradients croisés (GC)

L'effet de contraindre l'inversion conjointe avec les gradients croisés (GC) est présenté à travers les modèles de résistivité et de densité de la figure 6.4. La fonction coût calculée à chaque itération tient compte de l'écart aux données ainsi que de la valeur des termes de régularisation et de couplage (Fig. 5.8). Selon le coefficient choisi, le couplage sera plus ou moins fort entre les modèles. J'ai donc réalisé plusieurs inversions pour tester différentes valeurs de ce coefficient et observer leurs effets sur les résultats. Le modèle moyen de densité issu de l'ensemble de ces inversions (chacune ayant un terme de couplage GC différent) est représenté figure 6.4-c, ainsi que l'écart type de toutes ces solutions (Fig. 6.4.d). Le modèle de densité (b) de la figure 6.4 montre le résultat obtenu pour une inversion où le terme de couplage (GC) représente environ 25% de la fonction coût globale. Le modèle moyen (c) et le modèle (b) présentent des similitudes pour des structures à grande longueur d'onde mais divergent pour des structures de plus courte longueur d'onde. Cette observation est corroborée par la distribution des écarts types (Fig. 6.4.d), où les valeurs les plus faibles (en noir) correspondent aux structures variant le moins lors des différentes inversions. On peut supposer que ce sont des structures les mieux résolues avec ce type de couplage puisqu'elles sont retrouvées quelle que soit la valeur du terme de couplage. Globalement, les structures qui semblent communes entre le modèle (b) et le

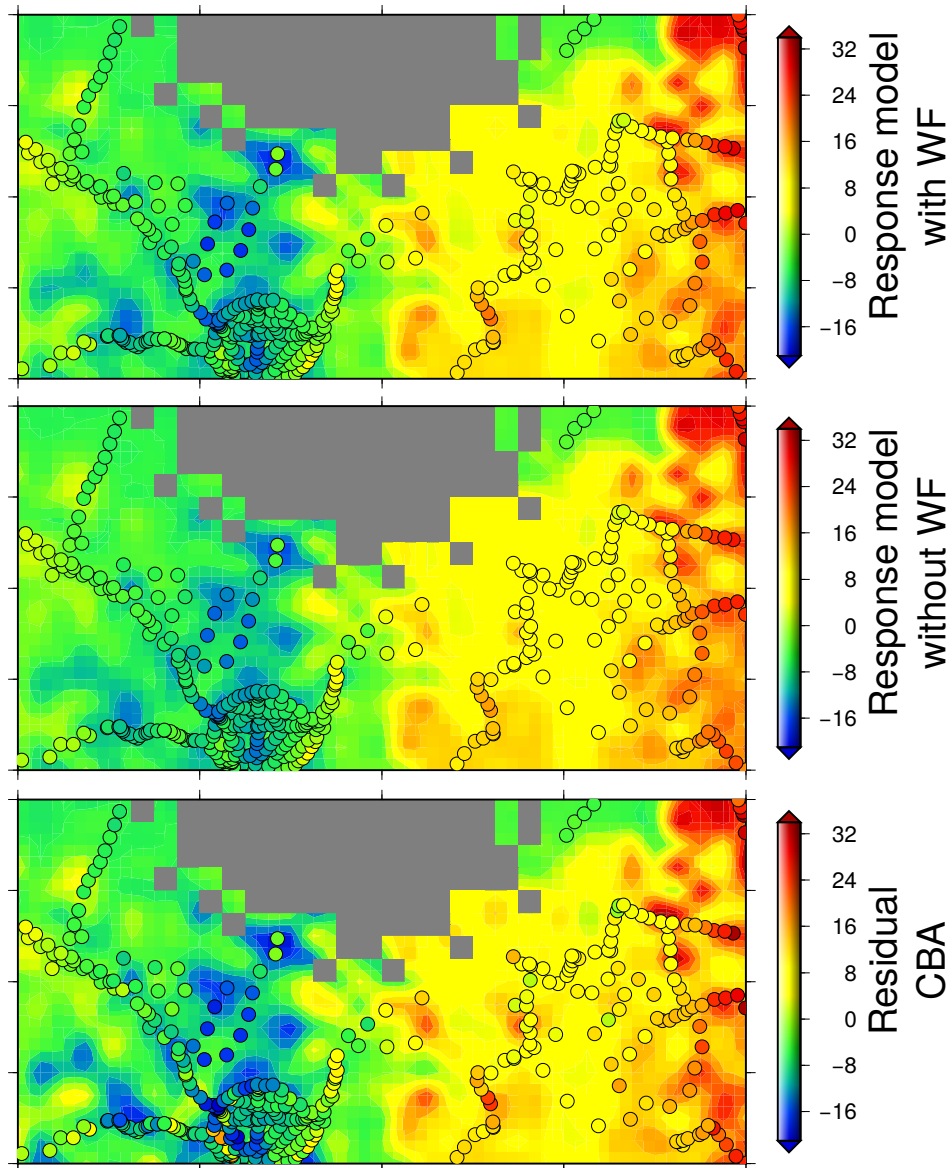


FIGURE 6.3 – Anomalie de Bouguer résiduelle observée (en bas), modélisée à partir d'une inversion sans WF (au milieu), et avec (en haut) .

*Observed Residual Bouguer anomaly (bottom part), calculated anomaly from the inversion without (on the middle) and with (on the top) the WF*



modèle moyen (c) présentent de faibles valeurs d'écart type tandis que les structures différentes présentent des valeurs plus élevées. Ceci paraît cohérent avec la physique même de ce couplage. En effet, avec les gradients croisés on cherche une similarité structurale à chaque maille entre les modèles. Le modèle moyen semble atténuer les contrastes de densité en profondeur même si une structure plus dense est encore observée au centre du profil vers 60-70 km de profondeur. Toutefois, deux structures principales de contraste de densité négatif ressortent et semblent localisées à la même position que les structures fortement résistantes du modèle MT (a). Pour un faible GC l'inversion va chercher à corrélérer les principales structures du modèle à grande échelle. Plus le terme de couplage est important, plus l'inversion cherche à corrélérer des structures de plus faible dimension, proposant ainsi des modèles relativement différents.

#### **Apport de la corrélation de paramètres (CP)**

La figure 6.5 présente les résultats d'inversions obtenues en utilisant le couplage de type corrélation de paramètres (CP, Chapitre 5.3.2) suivant le même formalisme que la figure 6.4. A l'inverse du couplage par gradients croisés on remarque tout de suite que le modèle moyen (c) et le modèle tiré d'une inversion (b) sont très similaires. De façon cohérente, la distribution des écarts types présente des valeurs faibles indiquant donc des structures toujours bien résolues quelle que soit la valeur du coefficient de couplage. Cette faible variabilité des modèles avec ce type de couplage peut s'expliquer par le fait que l'on cherche ici une similarité à l'échelle du modèle, contrairement au gradients croisés où la similarité structurale s'effectue pour chaque maille. Pour un faible coefficient de couplage l'inversion va plutôt chercher à corrélérer les structures majeures qui ressortent particulièrement sur le profil. Lorsqu'on augmente le coefficient, l'inversion va chercher à corrélérer des structures de plus faible dimension, particulièrement présentes dans les premiers kilomètres de la croûte là où le maillage est le plus fin (et donc peu visible sur le profil). De façon générale, les grandes longueurs d'ondes en densité sont retrouvées en amplitude et place par rapport au couplage par gradients croisés. Les différences sont plus importantes sur les anomalies de moyennes et petites longueurs d'onde. La structure présentant l'écart aux données le plus élevé correspond à une anomalie ayant le contraste de densité le plus négatif (entre 0-15 km de profondeur sous le Crater Highlands). Avec la corrélation de paramètres, on semble voir une meilleure cohérence entre les anomalies de faible densité et les deux structures très résistantes, notamment celle située à l'Ouest



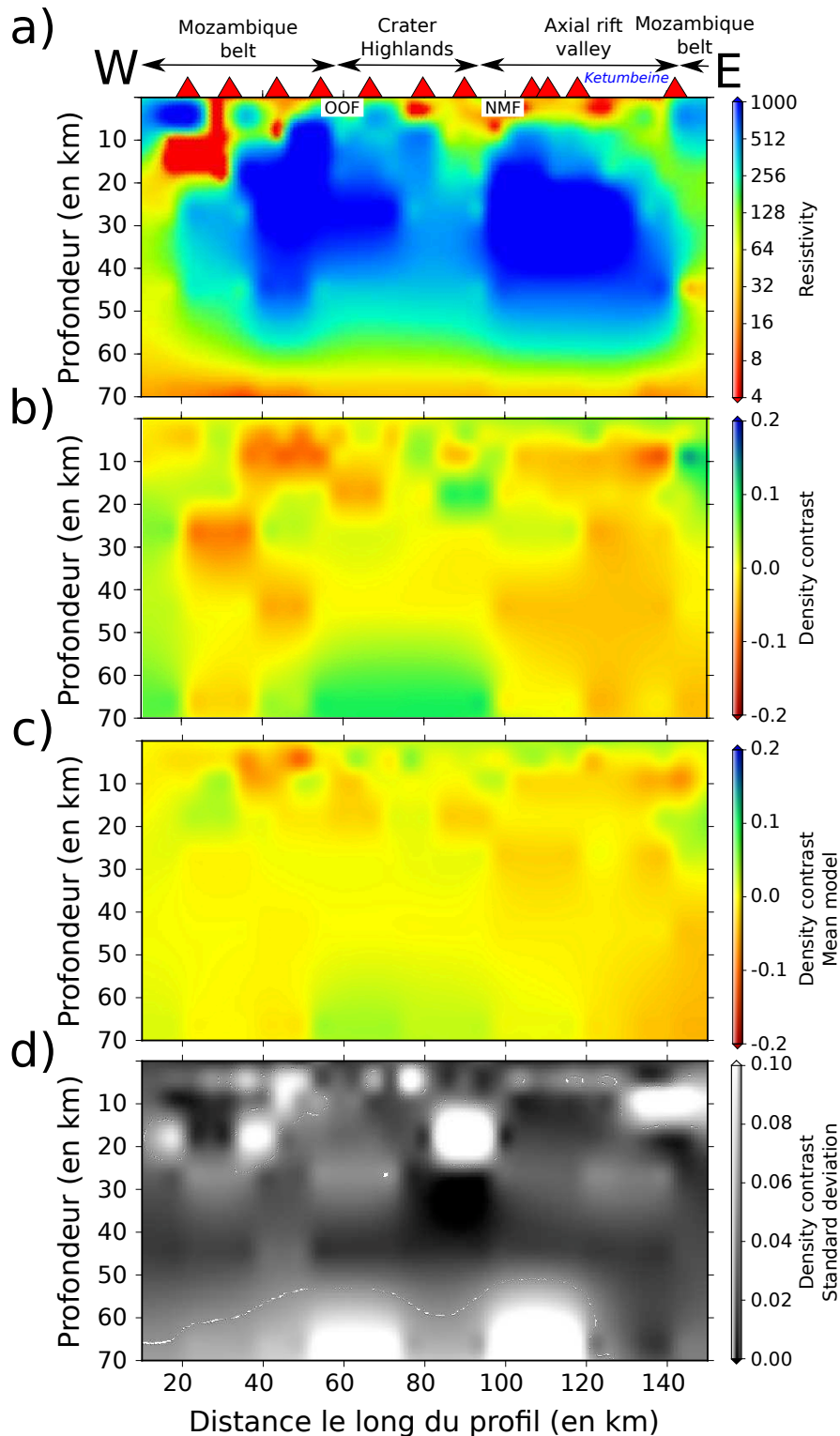


FIGURE 6.4 – Résultats d'inversion ou le couplage avec le modèle MT (a) s'effectue par la méthode des gradients croisés. Un exemple d'inversion (b), le modèle moyen de l'ensemble des inversions réalisées et les écarts types associés à chaque bloc pour cette moyenne sont représentés en (c) et (d), respectivement.

*Inversion results constrained by the MT model (a) with the cross gradient coupling. An exemple of inversion (b), the mean model (c) compute with all the inversions realized with this coupling and the standard deviation model associated (d) are represented.*

sous la couverture mozambique et le Crater Highlands. Ses dimensions, tant horizontales que verticales (jusqu'à environ 55 km de profondeur), ainsi que sa géométrie particulière dans sa partie extrême Ouest dans les 20 premiers kilomètres de la croûte sont très bien retrouvées en densité. La zone très conductrice en angle droit qui sépare deux milieux très résistants correspond à un milieu plus dense par rapport à l'encaissant. La deuxième structure résistante majeure localisée sous la vallée axiale du rift entre 10 et 50 km de profondeur semble se traduire par une structure moins dense en gravimétrie. Si son extension verticale semble être plutôt bien retrouvée, sa bordure Est est beaucoup plus floue. L'ensemble de la partie Est du profil apparaît avec la gravimétrie comme une zone globalement moins dense, alors qu'en MT on observe une structure conductrice à l'extrême Est du profil qui semble se connecter en surface avec une autre structure conductrice. Enfin, dans le modèle de résistivité, la zone conductrice localisées sous le Crater Highlands et séparant les deux structures résistives évoquées précédemment (cf Plasman et al., submitted pour plus de précisions) apparaît également clairement en gravimétrie en une zone plus dense.

#### **Apport de la corrélation de gradients (CG)**

La figure 6.6 présente sous le même formalisme les résultats d'inversions se basant sur le couplage par la corrélation de gradients (CG). Étant donné que l'on cherche toujours une similarité structurale à l'échelle du modèle, on retrouve des modèles d'inversion assez proches (écarts types très faibles Fig. 6.6). Les deux structures principales résistives (a) sont très bien retrouvées en gravimétrie et apparaissent toujours comme moins denses et séparées par une zone plus dense. Globalement les structures résistives et de densité des 40-50 premiers kilomètres de la lithosphère sont en meilleure accord que pour les couplages précédent. Cependant, la partie profonde semble ici moins contrainte est apparaît comme un milieu moins dense et assez homogène, contrairement à ce que l'on observait avec la corrélation de paramètres (Fig. 6.5).

Les tests effectués sur les trois différentes méthodes de couplage ont permis de montrer que les deux méthodes de corrélation (CP et CG, Fig. 6.5 et 6.6) semblent donner les résultats les plus satisfaisants. Ces deux méthodes de couplage semblent également apporter des contraintes complémentaires : la CG permet de mieux retrouver les structures dans les 50 premiers kilomètres de la croûte alors qu'à plus grande profondeur elle

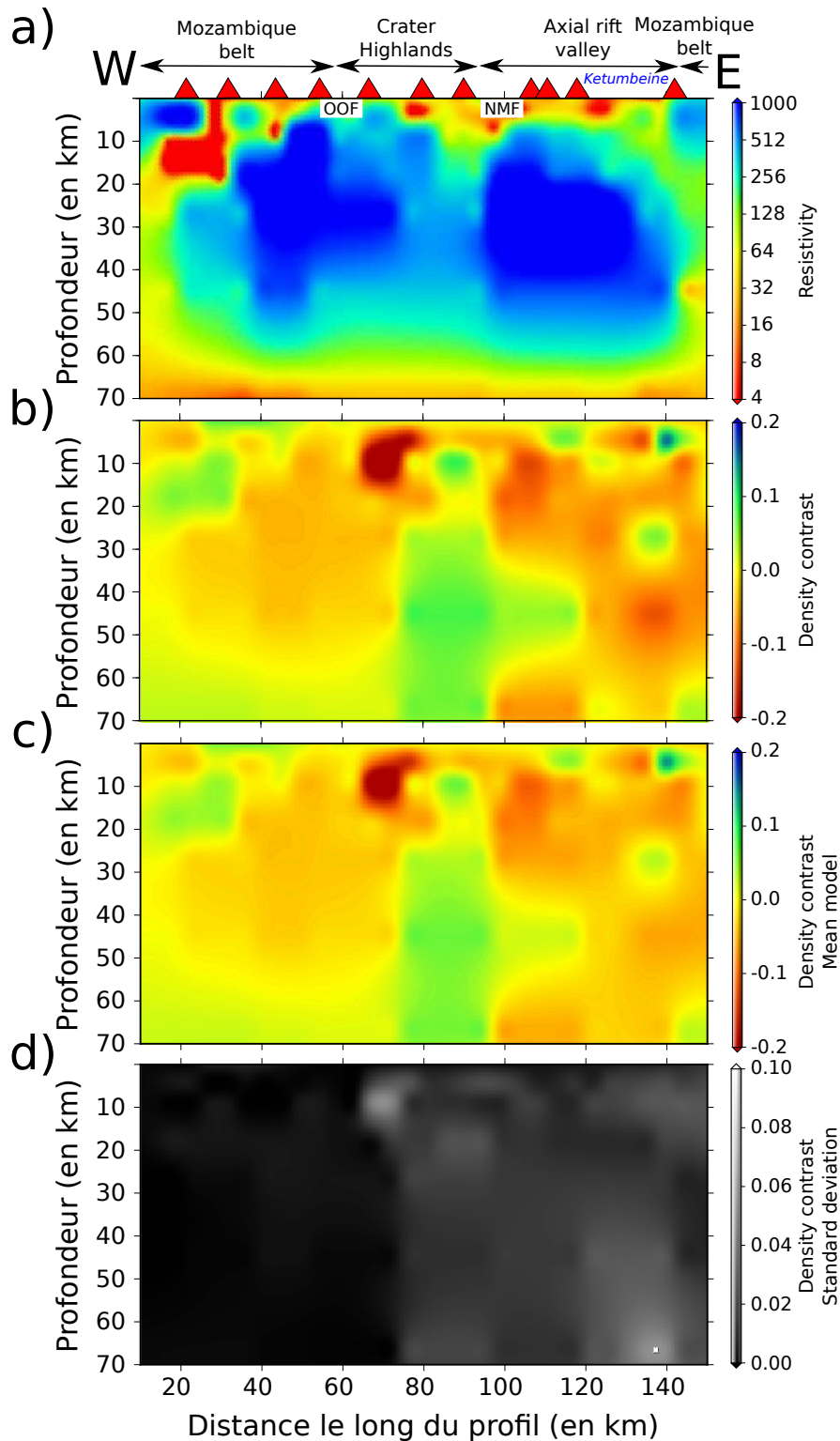


FIGURE 6.5 – Résultats d'inversions pour le profil  $P_2$  avec une corrélation des paramètres (CP). Le modèle MT est présenté en (a). Un exemple d'inversion (b), la moyenne de l'ensemble des inversions réalisées (c) ainsi que les écarts types associés à ce modèle moyen (d) sont représentés.

*Inversion results constrained by the MT model (a) with the parameter correlation coupling. An example of inversion (b), the mean model (c) compute with all the inversions realized with this coupling and the standard deviation model associated (d) are represented.*

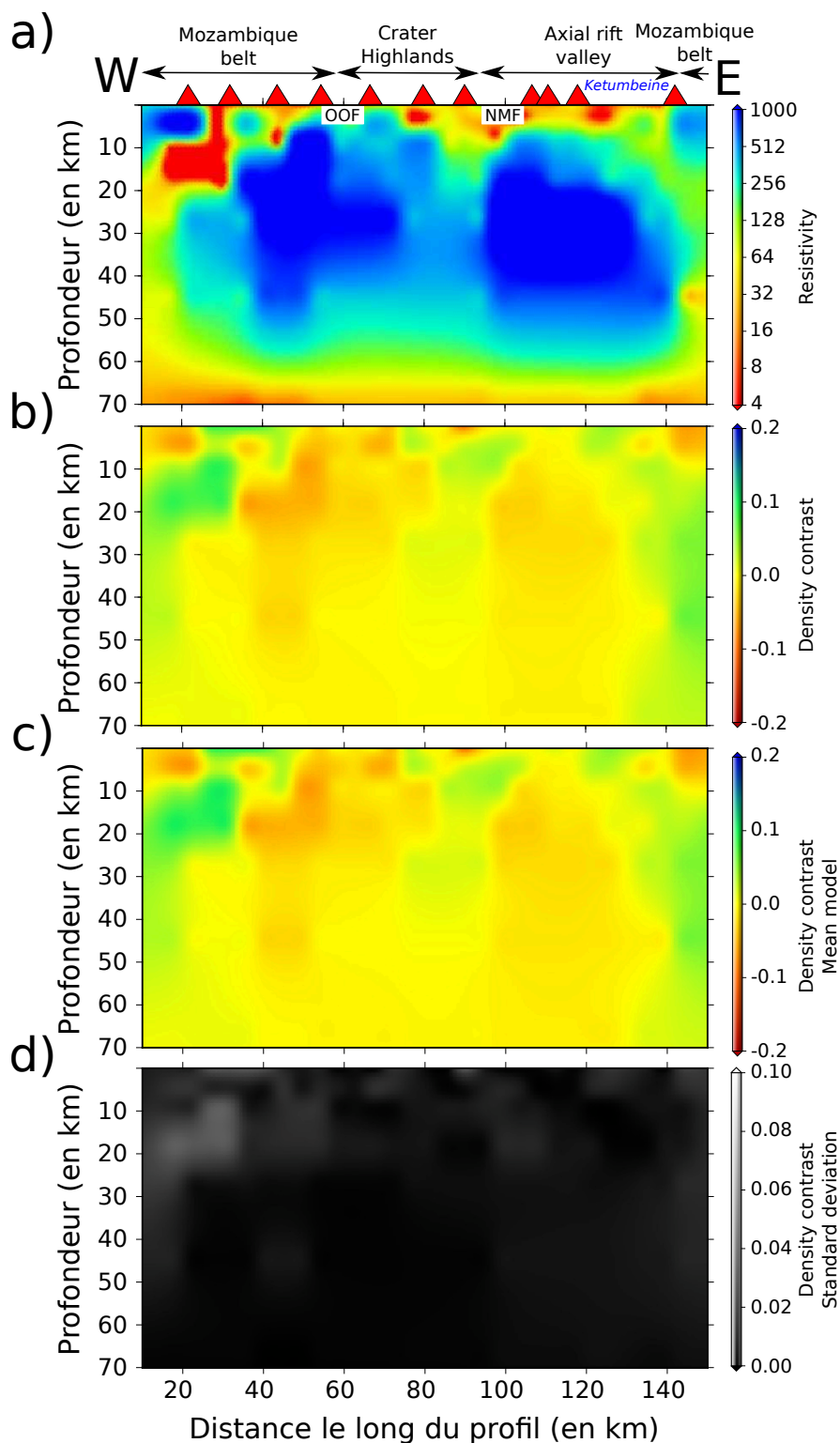


FIGURE 6.6 – Résultats d’inversions où le couplage avec le modèle MT (a) s’effectue par la méthode la corrélation des gradients. Un exemple d’inversion (b), le modèle moyen de l’ensemble des inversions réalisés (c) ainsi que le modèle des écarts types associés (d) sont représentés.

*Inversion results constrained by the MT model (a) with the gradient correlation coupling. An example of inversion (b), the mean model (c) compute with all the inversions realized with this coupling and the standard deviation model associated (d) are represented.*

perd en résolution là où la CP semble apporter plus de contraintes et d'informations. La CP présente aussi des résultats satisfaisants dans la modélisation des structures à grande échelle (Fig. 6.5) même si la partie Est en densité apparaît comme beaucoup plus homogène que le modèle de résistivité, alors que les structures en profondeur semblent mieux contraintes pour la partie ouest du profil. Enfin le couplage par GC (Fig. 6.4), contrairement aux deux autres approches, semble être plus sensible à la valeur de pondération qui lui est attribué dans le calcul de la fonction coût (plus grande variabilité des écarts-types Fig. 6.4). Les contours des principales structures en résistivité sont bien retrouvés en densité mais l'inversion fait apparaître un certain nombre de structures de courtes longueur d'onde non présentes en résistivité. L'accord entre résistivité et densité obtenue par CG et CP paraît donc plus cohérent. Compte tenu du caractère fortement non unique de la gravimétrie ainsi que de l'approche des gradients croisés (recherche d'une similarité à chaque maille) la méthode du gradient croisé nous semble donc celle apportant le moins de contraintes dans l'inversion.

#### 6.2.4 Test des 3 couplages sur les profils $P_1$ et $P_3$

Maintenant que nous avons vu en détail les effets des 3 types de couplages sur le profil le mieux contraint, nous allons étudier ces mêmes relations pour le profil  $P_1$ , situé au sud du profil  $P_2$ , au niveau du Cratère du Ngorongoro. La figure 6.7 présente les sections en MT et densité du profil  $P_1$ , obtenues par inversions conjointes, couplées suivant les trois méthodes : GC (b), CP (c) et CG (d). La section en résistivité correspond à la partie extrême Sud du modèle issu de la MT. Comme précédemment, on retrouve les principales caractéristiques des 3 méthodes : solution assez hétérogène pour le GC, plus homogène et détaillée en profondeur avec la CP, et solution plus homogène (moins marquée) pour la CG. Le couplage par GC donne un modèle de densité assez hétérogène et peu lissé, avec des anomalies de courtes longueurs d'ondes qui ne sont pas présentes en résistivité. A l'inverse les modèles obtenus avec les couplages par corrélation fournissent des résultats plutôt satisfaisants. Pour la corrélation des paramètres (Fig. 6.7), on retrouve globalement bien les deux structures résistives principales sous forme d'anomalies négatives de densité séparées par une structure verticale aux contrastes de densité sensiblement plus élevés. Les deux structures très conductrices à l'Est du modèle sous l'axe volcanique, vers 10 et 50 km de profondeur, correspondent ici à des corps plus denses. On notera cependant que l'anomalie de densité positive se prolonge jusque 70 km sans correspondance en

électrique. Ceci peut être un artefact de l'inversion gravimétrique, tout comme les deux structures négatives et positives localisées dans les premiers kilomètres de la croûte sous le Crater Highlands. Ces deux artefacts sont certainement dus aux fortes lacunes de données dans ces zones. Enfin l'inversion par corrélation de gradients est très similaire aux résultats par corrélation de paramètres, mais donne une image des structures plus lissée (en amplitude et spatialement). On y retrouve bien la géométrie particulière de l'anomalie négative en forme de "T" située à l'Ouest du Crater Highlands, à la limite du contact avec la couverture Mozambique (10-50 km de profondeur).

La figure 6.8 présente les résultats d'inversion MT - gravimétrie avec les trois différents couplages pour le profil P<sub>3</sub>. Les apports des différentes approches sont globalement les mêmes que précédemment avec des résultats mitigés pour les gradients croisés (Fig. 6.8.b) et des résultats relativement similaires pour les approches par corrélation (Fig. 6.8.c et d). La CP permet ici de retrouver une structure en densité très proche de celle obtenue en MT, toujours avec cette succession de deux structures majeures résistives et peu dense séparées par une structure verticale plus conductrice et plus dense et avec des dimensions (profondeur et largeur) équivalentes. Avec la CP, les volcans Ol Doinyo Lengai et Gelai semblent associés à des structures plus denses entre 5 et 15 km de profondeur, qui ne semblaient pas ou peu présentes pour la corrélation de gradients (Fig. 6.8.b). Il est intéressant de voir que la faille de Natron (NMF) est systématiquement associée à un contraste de densité quelque soit la méthode de couplage, avec peut être une signature plus profonde pour la CG.

Les résultats d'inversions gravimétriques contraintes par la MT ont permis de mettre en évidence deux choses. Tout d'abord d'un point de vue méthodologique, on a pu voir que le couplage par gradients croisés ne semble pas être optimal pour combiner la gravimétrie avec la MT. En effet, en cherchant une similarité structurale à chaque maille on force l'inversion à créer des anomalies dans le modèle de densité à beaucoup trop d'endroits. La gravimétrie étant une méthode de potentiel fortement non unique, ceci entraîne la formation de structures de faibles dimensions mais à polarités différentes dans les contrastes de densité, qui permettent de satisfaire les conditions du gradient croisé sans créer de signature importante dans les données. Le couplage par GC ne fait que renforcer la difficulté majeure en inversion gravimétrique. A l'inverse les deux approches par corrélation (gradients et paramètres) ont montré des résultats satisfaisants et com-

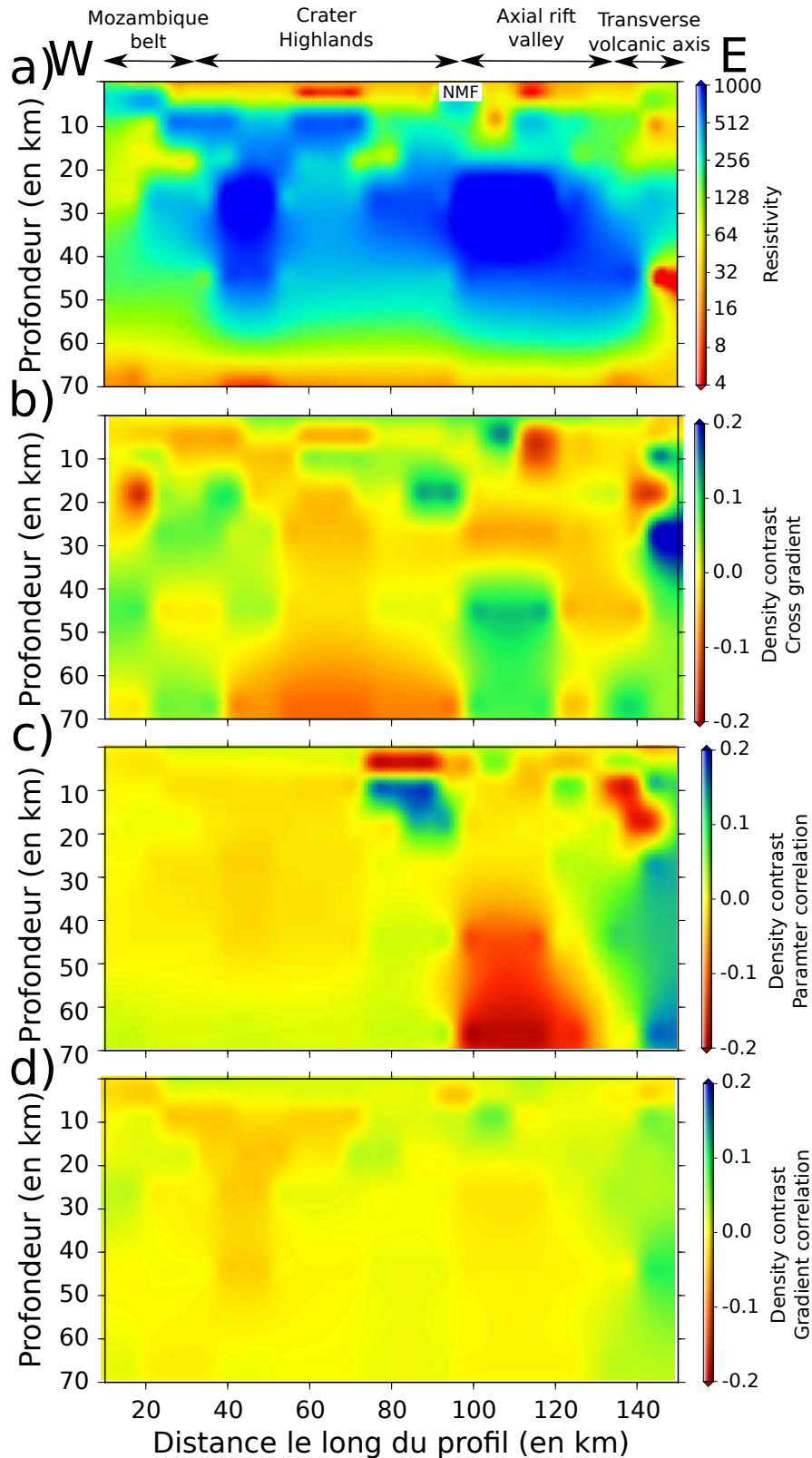


FIGURE 6.7 – Résultats d'inversion MT - gravi pour le profil 1 contraint par le modèle de résistivité (a) avec un couplage par gradients croisés (b), par corrélation de paramètres (c) et de gradients (d).

*Inversion results for the profile 1 constrained by the resistivity model (a) with a cross gradient (b), parameter correlation (c) and gradient correlation (d) coupling.*



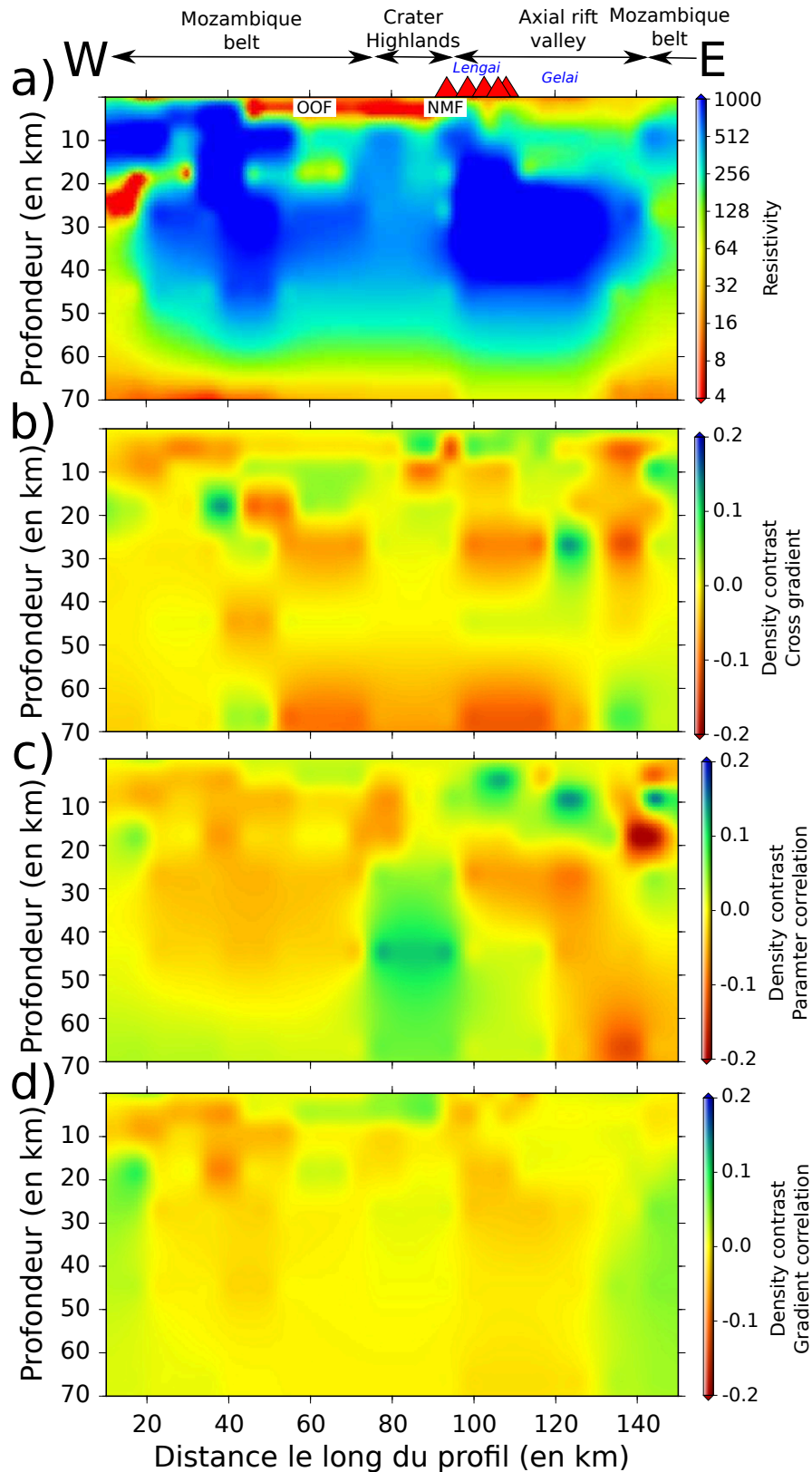


FIGURE 6.8 – Résultats d'inversion MT - gravi pour le profil 3 contraint par le modèle de résistivité (a) avec un couplage par gradients croisés (b), par corrélation de paramètres (c) et de gradients (d).

*Inversion results for the profile 3 constrained by the resistivity model (a) with a cross gradient (b), parameter correlation (c) and gradient correlation (d) coupling*



plémentaires. Les principales structures en résistivité sont retrouvées en densité et on conserve même une certaine résolution à toutes les échelles : tant au niveau des structures principales que dans celles de plus faible dimension. Le couplage par CG propose une solution plus lissée, avec une petite perte en amplitude pour les profondeurs supérieures à 40 km.

La valeur du couplage en lui-même ne modifie pas significativement les modèles de densité (écarts-types très faibles dans les deux cas, voir Fig. 6.6 et 6.5). Il s'agit donc de savoir lequel de ces deux couplages serait le plus à même de retrouver les structures lithosphériques. Plutôt que de choisir l'un de ces 2 couplages, on pourrait proposer par exemple de moyenniser les deux modèles obtenus, ou bien de procéder aux deux inversions conjointes et de discuter la géodynamique à la lumière de ces deux images.

En terme de structures et d'interprétation, la comparaison entre ces inversions conjointes a permis de mettre en évidence que les structures principales très résistantes que l'on observe dans le modèle de résistivité entre 10 et 50 km de profondeur, correspondent à des structures moins denses que la moyenne. Leurs extensions horizontales et verticales sont aussi bien retrouvées notamment pour la structure de l'Ouest où sa limite en profondeur apparaît clairement aux alentours de 55 km en densité (Fig.6.5). De plus la structure plus conductrice et verticale les séparant (sous le Crater Highlands), correspond à une anomalie positive de densité. A une échelle plus crustale (0-20 km), la structure très résistante sous la couverture Mozambique à l'ouest du profil est aussi bien modélisée en densité et apparaît toujours comme une structure moins dense. Les volcans Lengai et Gelai (profil P<sub>3</sub>, Fig. 6.8), qui semblent présenter une signature légèrement conductrice en MT, apparaissent avec la corrélation de paramètres comme une zone plus dense.

### **6.3 Apports du couplage MT - fonctions récepteur**

Nous allons maintenant nous intéresser au couplage entre MT et RF. Quelle serait la meilleure méthode pour coupler ces deux méthodes et comment les considérer ensemble dans un schéma global d'inversion conjointe? Ces deux approches n'ayant jamais été quantitativement couplées en 3-D jusqu'à présent, j'ai identifié deux techniques nous permettant de combiner MT et fonctions récepteur. Pour les illustrer, nous tirons profit de la co-localisation des stations sismologiques et des stations MT le long du profil P<sub>1</sub> (Fig 1.5). Je présenterais plus particulièrement les résultats pour la station sismique PR52

avant de présenter les modèles de résistivité et de vitesse sous l'ensemble du profil.

La première étape de l'inversion conjointe consiste à utiliser l'approche de Shibutani et al. (1996) couplée à un algorithme de recherche pour obtenir des modèles 1-D de vitesse sous chaque station (Chapitre 2.2.4 et 5.2.1). Afin de tenir compte de la tridimensionnalité des structures et d'optimiser le couplage avec le modèle 3D de MT, nous extrapolons ces modèles 1-D dans un cône 3-D en suivant le protocole décrit dans le chapitre précédent (Fig. 5.2 & 5.4). C'est ce pseudo-modèle 3-D de vitesse que l'on couplera avec le modèle 3-D de résistivité.

Cependant, en fonction du modèle de départ utilisé dans l'algorithme de Shibutani et al. (1996), le modèle final de vitesse peut varier considérablement. Pour s'en convaincre, j'ai pris l'exemple de la station PR52, pour laquelle j'ai inversé l'ensemble des fonctions récepteur (sous forme d'une sommation, Fig. 6.9). Pour obtenir un modèle 1-D, nous avons testé deux modèles de départ qui ne diffèrent que par l'intervalle des valeurs possibles pour l'épaisseur de la première couche. Les solutions obtenues sont représentées pour chacune des deux possibilités dans la Fig. 6.9 (encadré bleu et vert). Ces modèles produisent des RFs synthétiques associées très proches de l'observée (Fig. 6.9 en bas). On met donc bien en évidence que des modèles 1-D assez différents produisent un signal similaire et proche des observations. L'utilisation des fonctions récepteur doit donc tenir compte de cette non-unicité.

### 6.3.1 Combiner RF et MT à travers le modèle de départ des RFs

Dans l'optique de réduire cette non-unicité, nous avons décidé de contraindre le modèle initial de vitesse, nécessaire à l'algorithme de Shibutani, de deux manières :

- La profondeur du Moho et le rapport  $V_p/V_s$  moyen de la croûte obtenus par l'inversion de H-k stacking sont utilisés comme un a priori initial.
- La position des cônes calculés pour chaque station sismologique est reportée dans le modèle 3-D de résistivité. Ce cône de résistivité nous permet de calculer un modèle de résistivité moyen 1-D. A partir de ce modèle, les principales interfaces sont extraites et définissent les bornes pour l'épaisseur des 6 couches du modèle de vitesses de départ.

En apportant des contraintes extérieure sur la profondeur et l'épaisseur des couches, nous réduisons l'ambiguïté qui existe dans l'inversion des RFs entre vitesse et épaisseur

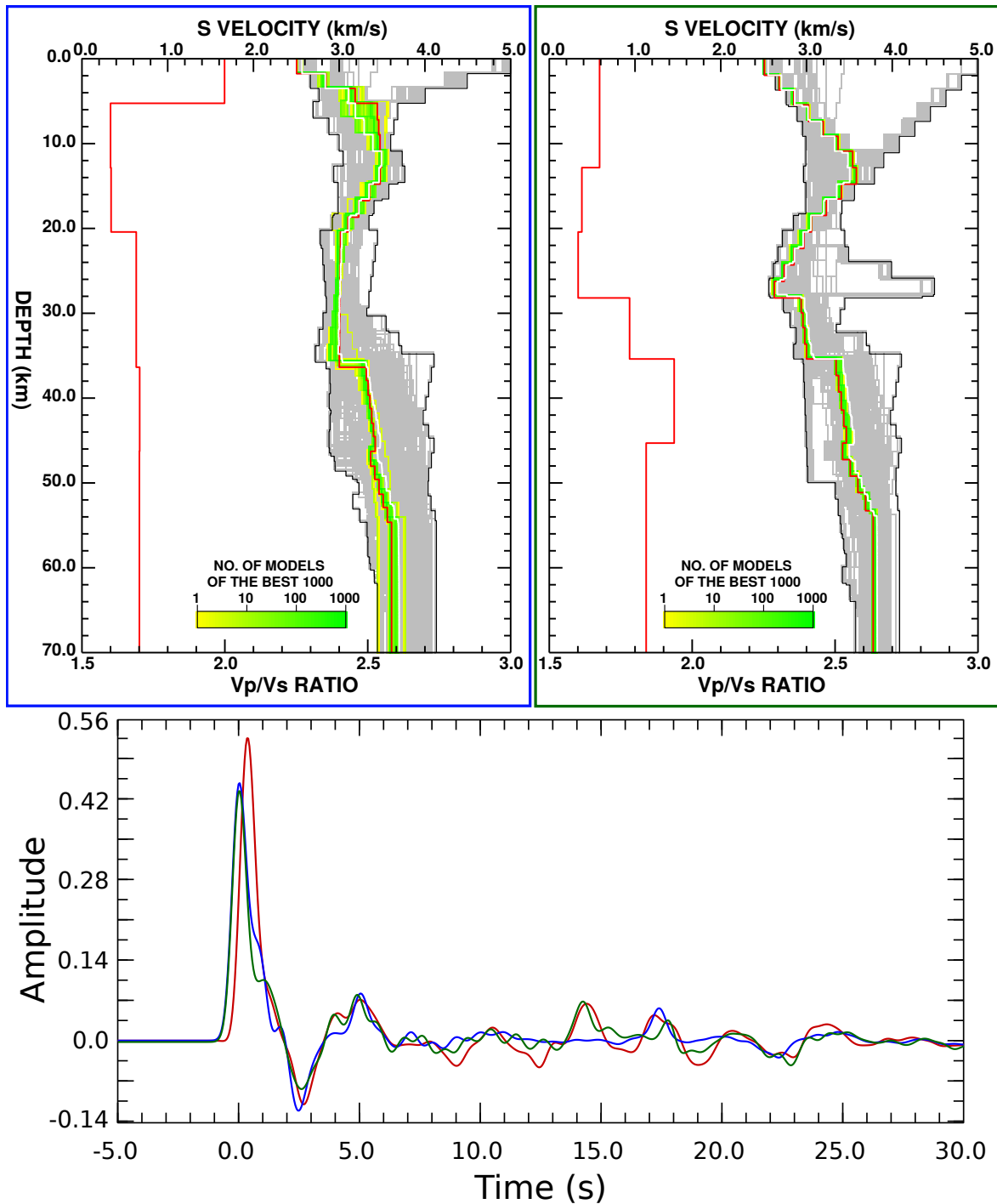


FIGURE 6.9 – Création et choix d'un modèle de vitesse 1-D à partir d'une sommation de fonctions récepteur, exemple de PR52. On teste deux modèles de départ différents qui donnent les solutions encadrées en bleu et vert (cadres du haut). Leur RF synthétique (bleue et verte) est comparée à la donnée (rouge) dans le cadre du bas.

*Creation and choice for a 1D velocity model from RF inversion at station PR52. Two different initial models were tested corresponding to the solutions in blue and green insets (see text for more explanations). Each produced synthetic RF (blue and green lines) is then compared to the observed stacked one (red line, bottom part of the figure).*

d'une couche.

En prenant l'exemple de la station PR52, les résultats d'un tel protocole sont présentés dans les figures 6.10.a et 6.11.a. Le modèle de vitesse ( $V_s$  et  $V_p/V_s$ ) présenté en rouge sur la figure 6.10.a, a été contraint par ces deux méthodes, et la fonction récepteur associée (rouge sur la figure 6.11.a) présente une similarité importante avec la donnée (en noir). Le modèle de vitesse obtenu est donc composé d'une croûte supérieure et inférieure à faible vitesse. Sans y être totalement égal, ce modèle ressemble beaucoup au modèle "vert" de la figure 6.9. La croûte inférieure est associée à un très fort rapport  $V_p/V_s$  supérieur à 2.10. Cette valeur à première vue assez aberrante correspond pourtant à la valeur moyenne parmi les plus élevées trouvées par H-k stacking ( $1.9 \pm 0.1$ ). Elle pourrait correspondre à une zone de localisation de la fusion partielle, particulièrement cohérente avec la localisation du site : à l'aplomb du Crater Highlands, près du Ngorongoro. Enfin le Moho ( $\sim 38$  km) est très marqué et plus profond que ce que donne la technique de H-k stacking ( $31.7 \pm 4.7$  km).

### 6.3.2 Inversion couplée MT - RF

La deuxième technique que nous avons testé pour coupler MT et RF est similaire à celle que nous avons développée pour l'inversion conjointe MT - gravimétrie. Nous obtenons le modèle de vitesse final sous chaque station en le couplant au modèle de résistivité en utilisant les gradients croisés. En effet les méthodes de couplages ont donné de bon résultats entre la MT et la gravimétrie. Cependant ici il ne va pas être possible d'utiliser les couplages CP et CG car les structures sismiques et électriques ne peuvent être comparées que localement. Seul le couplage GC peut ici être utilisé.

Nous partons du modèle 3-D de vitesse obtenu par l'interpolation de l'ensemble des modèles 1-D de vitesses. Dans un deuxième temps, nous calculons la fonction gradient croisé (GC, cf Chapitre 5) entre le modèle de résistivité et de vitesse. Ce calcul ne s'effectue cependant que dans les cônes "sismiques" car le modèle 3-D de vitesse ne présente aucune information en dehors de ceux-ci.

Nous avons testé plusieurs valeurs de pondération du couplage dans cette combinaison RF - MT (6.10.b et 6.11.b, en rose : 1, en vert : 2 et en bleu : 10). Les modèles de vitesses des ondes S sont assez similaires entre eux, quelle que soit la valeur de couplage prise, et suggèrent tous une croûte inférieure lente. Comparativement au modèle retrouvé par la première méthode (Fig. 6.10.a), la couche à faible vitesse en surface est moins épaisse,

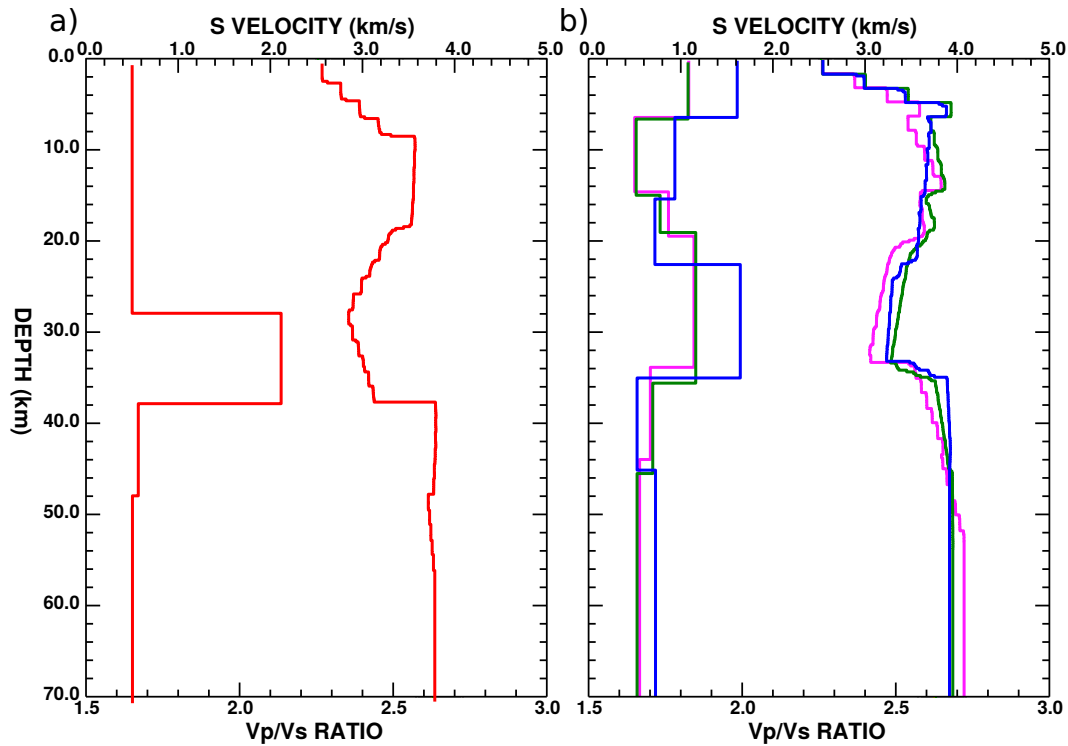


FIGURE 6.10 – Modèles de vitesse  $V_s$  et  $V_p/V_s$  associés obtenus (a) par inversion des fonctions récepteur de PR52 avec un modèle initial de vitesse contraint par les deux méthodes précédentes et (b) par l'inversion conjointe MT - RF contrainte par les gradients croisés.

*Velocity models obtained by (a) the inversion of RF only with an initial velocity model constrained by resistivity cone method and (b) by the joint inversion of MT and RF constrained with the cross gradient.*

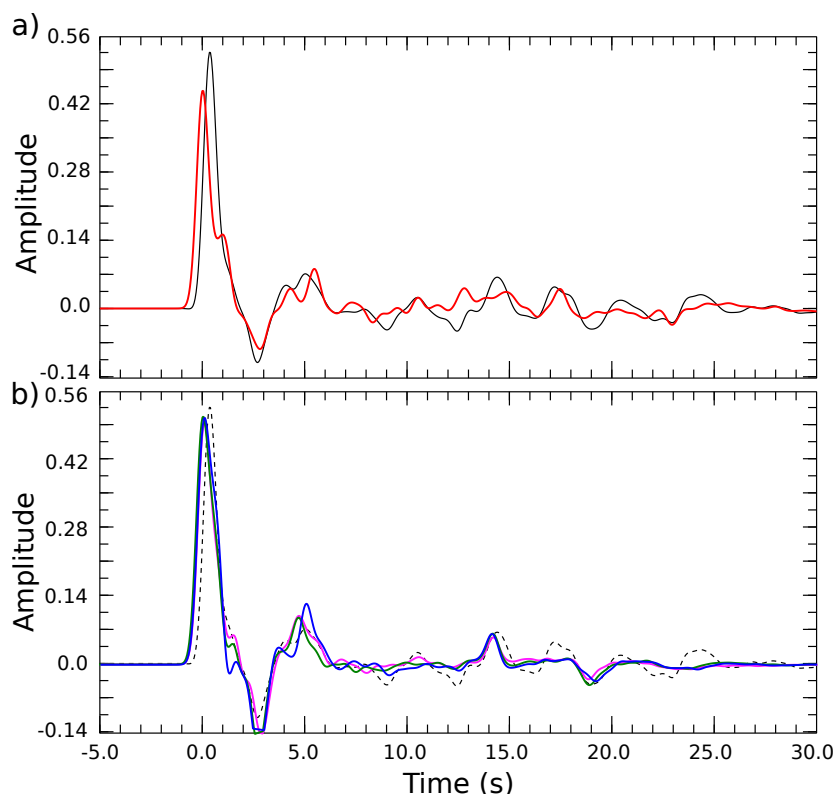


FIGURE 6.11 – Fonctions récepteur synthétiques (station PR52) obtenues par l'inversion (a) des RFs combinées à un modèle initial de vitesse contraint par MT (en rouge : RF synthétique, en noir : sommation observée) et (b) par l'inversion conjointe avec les gradients croisés pour pour différentes pondérations (en pointillés la donnée et voir le texte pour le détail des couleurs).

*Synthetic vs observed receiver functions for PR52 (a) from the inversion with a initial velocity model constrained with MT (red is the synthetic RF, black is the observed stacked RF) and (b) by inversion constrained with the cross gradient*

et le Moho est légèrement plus haut. Le gradient de vitesse dans la croûte inférieur est toujours dans le même sens (décroissance de la vitesse), contrairement au cas précédent (sans GC). Les variations de  $V_p/V_s$  sont plus nombreuses mais de valeurs moins extrêmes. Tandis que l'inversion sans GC donne une croûte inférieure avec un rapport d'environ 2.10, les modèles avec couplage présentent un rapport  $V_p/V_s$  plus raisonnable de l'ordre de 1.80 - 2.0. Les trois modèles obtenus avec couplage présentent également une grande variabilité entre eux pour ce paramètre. Cette plus grande dispersion du rapport  $V_p/V_s$  peut s'expliquer par sa dépendance en vitesse des ondes P et des ondes S. C'est pour cela que dans notre approche nous couplons la résistivité avec la vitesse des ondes S et non le rapport  $V_p/V_s$ .

Malgré cette dispersion, on note des caractéristiques communes sur tous les modèles

retrouvés pour le rapport  $V_p/V_s$  : une croûte inférieure à faible vitesse et fort  $V_p/V_s$ , une diminution progressive de  $V_p/V_s$  de la surface jusqu'à environ 20 km de profondeur, et un rapport constant au-delà du Moho probablement du au fait que l'on n'a plus de phases converties suffisamment énergétiques.

Les RFs synthétiques obtenues par cette inversion couplée par GC (Fig. 6.11 semblent très bien reproduire les principales phases de la RF enregistrée (en pointillé sur la figure). La conversion P-S au Moho, correspondant sur le signal à une phase d'amplitude positive aux alentours de 5 s, présente une forme particulière en double pic et est bien retrouvée. Les deux multiples associés, respectivement à 14 et 19 s, sont beaucoup mieux expliqués par les inversions couplées par GC que par la technique de contrainte des cônes. La forte signature négative intracrustale vers 3 s est aussi correctement représentée même si elle présente une amplitude plus forte.

### 6.3.3 Application au profil $P_2$

Nous présentons ici pour le profil  $P_2$  les résultats obtenus par inversion couplée entre RF et MT avec les gradients croisés (GC) (Fig. 6.12). Les modèles de vitesse des ondes S sont reportés sous l'ensemble des stations sismologiques présentes sur le profil avec en fond la résistivité obtenue par inversion des données MT. Un certain nombre de structures présentes dans le modèle de résistivité semblent apparaître sur les fonctions récepteur. La couche très conductrice située dans les 5 premiers kilomètres sous le Crater Highlands et la vallée axiale du rift, interprétée comme une couche de sédiments (d'origine volcanique ou non) correspond extrêmement bien à une couche à très faible vitesse. Les principales structure crustales résistantes (entourées par des pointillés sur la figure 6.12), sous la ceinture Mozambique et le Crater Highlands, correspondent à chaque fois à des zones à plus forte vitesse en RF. Enfin le Moho, très souvent invisible en MT, vu comme un saut de vitesse sismique plus ou moins important et graduel à environ 40 km coïncide avec la limite en profondeur entre les principales structures résistives présentes au centre du profil et le manteau.

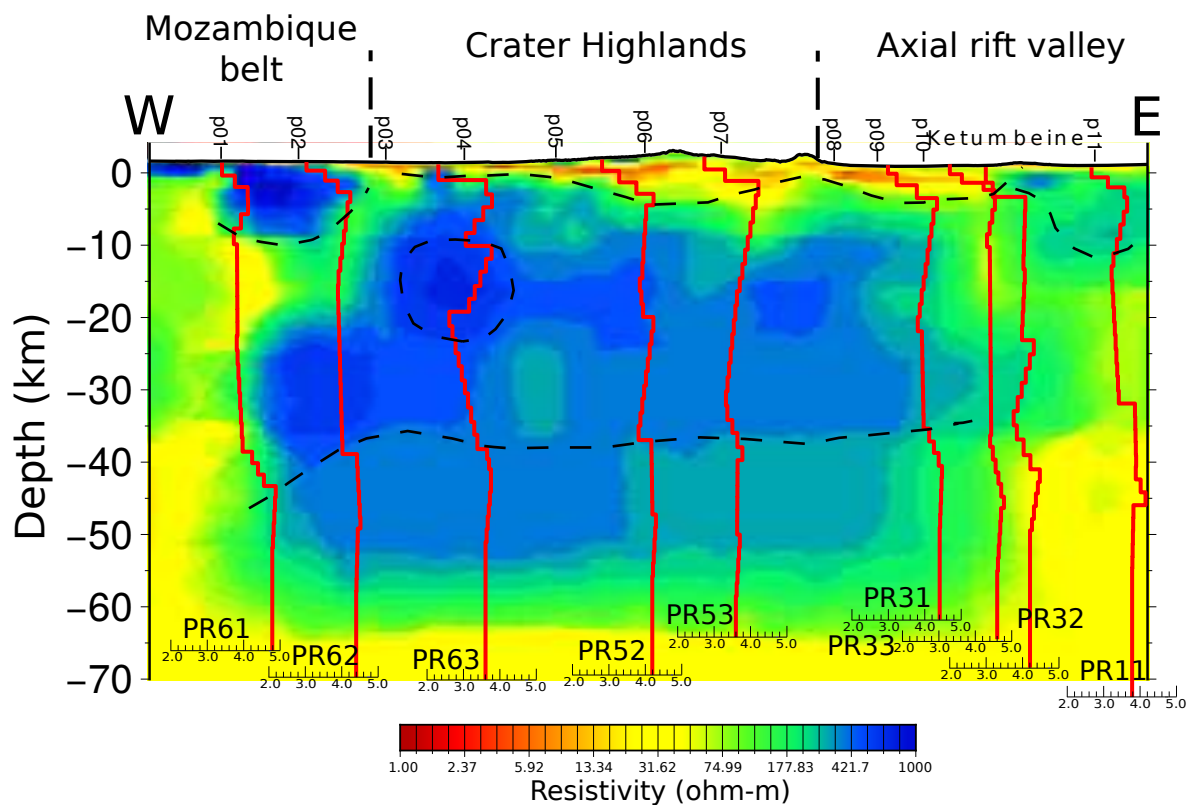


FIGURE 6.12 – Résultats des inversions contraintes avec les gradients croisés pour l'ensemble des stations situées sur le profil 2 (Fig. 1.5 et 6.1), représentés sur la section correspondante du modèle de résistivité.

*Results of the inversions constrained with the cross gradient for all the stations located on profile 2 (Fig. 1.5 et 6.1), represented on the corresponding section of the resistivity model.*



## 6.4 Conclusions

Les inversions des données gravimétriques et de fonctions récepteur couplées à la MT ont montré des résultats intéressants mais contrastés. Si nous n'avons pas pu coupler complètement les 3 paramètres conjointement, nous avons pu identifier et tester les principaux paramètres mis en jeu dans ce type d'inversion.

Pour la partie gravimétrie, nous avons montré que la corrélation avec le modèle de résistivité par gradients croisés, quoique largement utilisé, ne semble pas être le couplage optimal. En effet, en cherchant à imposer une similarité géométrique à chaque maille, on favorise la création d'anomalies de densité de façon très hétérogène, ce qui entraîne la formation de structures de faible dimension mais à forts contrastes de densité, et de polarité opposées non contraintes par les données. A l'inverse la corrélation entre les gradients ou les paramètres présentent des résultats beaucoup plus satisfaisants et cohérents d'un modèle à l'autre. Ces deux techniques permettent de circonvenir les inconvénients de l'inversion gravimétrique, et tirer au mieux profit du couplage avec la MT. Les structures principales présentes en MT sont retrouvées en densité et leur dimension ainsi que leur localisation semblent être en adéquation avec le modèle de résistivité. Globalement, les structures résistantes apparaissent comme des corps moins denses que la moyenne, tandis que les structures plus conductrices comme des milieux plus denses. Les deux structures résistantes principales, localisées au centre du profil et séparées par une fine structure verticale conductrice sont particulièrement bien retrouvées.

Nous avons étudié deux techniques de couplage entre MT et RE, l'une à travers la contrainte des modèles de départ des inversions RE, l'autre par couplage de gradients croisés. L'utilisation des deux techniques simultanément présente des résultats bien meilleurs, et suggère la voie qu'il faut probablement suivre par la suite. Ces résultats, bien que préliminaires s'avèrent prometteurs. Appliquée le long du profil MT et RE, la combinaison de ces techniques mettent en avant une grande complémentarité entre les deux modèles obtenus : de vitesse et de résistivité. Le Moho montre une signature marquée à la fois en vitesse et en résistivité, et à l'échelle crustale, les principales anomalies sont cohérentes d'un modèle à l'autre. Globalement, les principales structures résistantes semblent apparaître comme des structures plus rapides tandis que les plus conductrices apparaissent comme plus lentes. Cependant toutes les structures modélisées en MT n'apparaissent pas sur nos profils de vitesses, ce qui peut s'expliquer de plusieurs façons. La première est que

ces structures ne créent simplement pas de signal sur les fonctions récepteur, la variation en résistivité ne correspondant pas à une variation de vitesse sismique. La deuxième est que la sommation de l'ensemble des fonctions récepteur disponibles à une station va avoir tendance à moyenniser l'ensemble des structures enregistrées par les fonctions récepteur (et donc présentes dans le cône 3-D correspondant). Pour des structures de faible dimension, leurs signatures vont donc avoir tendance à s'annuler dans la sommation et seront donc d'autant plus compliquées à retrouver par inversion. Enfin des incertitudes proviennent aussi probablement de notre approche. Même si nous avons essayé d'obtenir des modèles de dimensions équivalentes avec l'interpolation des modèles 1-D de vitesse dans les cônes 3-D, le modèle 3-D de vitesse obtenu présente toujours pas ou peu de variations latérales (selon si on se situe au-dessus ou en-dessous de la profondeur à laquelle les cônes se croisent). Ainsi le calcul des gradients croisés pourrait être moins adapté à ce cas de figure et il conviendrait de chercher une similarité structurale qui tienne plus compte des variations verticales qu'horizontales. C'est pour cela que dans le cas de l'inversion avec les fonctions récepteur, le couplage par corrélation de gradients ou de paramètres ne donne pas de résultats satisfaisants car chercher une corrélation à l'échelle du modèle revient aussi à chercher des variations latérales qui sont invisibles avec notre extrapolation en 3-D.



## 6.5 Références

Li, Y. and Oldenburg, D. W. (1996). 3-d inversion of magnetic data. *Geophysics*, 61(2) :394–408. 258, 311

Plasman, M., Hautot, S., Tarits, P., Tiberi, C., Mtelela, G., and Gama, R. (in prep). Structure and evolution of the rifting in the North Tanzanian Divergence by 3-d Magnetotelluric inversion.

Shibutani, T., Sambridge, M., and Kennett, B. (1996). Genetic algorithm inversion for receiver functions with application to crust and uppermost mantle structure. *Geophysical Research Letters*, 23(14) :1829–1832. 271



## **Chapitre 7**

### **Conclusion & Perspectives**

## 7.1 Résumé / Summary

The objective of my research work was to define and develop a new methodology for geophysical joint inversion between receiver function, magnetotelluric and gravity data. I then tested and applied these tools on an original data set acquired during the CoLiBrEA and ELECTROLITH projects in Tanzania. The methodological work was in the framework of the a geodynamic study of the rupture processes in a continental lithosphere. We discuss that we learned from the development of the joint inversion tool and the different algorithms I tested and validated during my work. Then we will present the results on the imaging of the lithospheric structure of the North Tanzanian Divergence (NTD) and their implications in terms of lithospheric structures and processes involved in the continental break-up.

### Methodological approach

We have taken into account the physical specificities of each technique and the methodological characteristics of each forward problem to develop a new approach. The 3-D inversion algorithm for the MT data being the most completed and robust at the beginning of my thesis, we choose to use its results and its structure as a base for our joint approach. Our strategy can be divided into two main parts :

- The conception of an efficient joint inversion algorithm for the gravity and magnetotelluric data in 3-D.
- The development of an original approach for the joint inversion of RF and MT data in 3-D too.

To achieve our objectives we worked on several preliminary issues. I developed a new approach to take into account the topography for the gravity inversion. The computation proved to be fast while keeping a satisfactory resolution for our problem. Then I designed three different couplings methods and I tested them for the joint inversion of gravity and MT data (cross gradient, parameter and gradient correlation). I developed a new approach for the cross gradient, originally proposed by Gallardo (2007) with differences in the computation of the structural similarity.

Given the great heterogeneity of the data set (in nature, number and spatial coverage) as well as the difference in sensitivity (vertical and horizontal) and resolution we decided

to start our inversion from the results in resistivity and then couple the density (from gravity data) and the velocity (from receiver functions). This approach enabled us to solve the problem of the computation time (the MT model being fixed during the process, the MT algorithm is no more called and the computation time decreased considerably). Thus we were able to run a large number of inversions to test the different couplings and their weighting in the cost function to be minimised in the inversion .

The joint inversion MT - gravity is constrained with the MT model. The coupling between density and resistivity was tested for three different methods (GC, CP, CG). The results obtained with the correlation couplings (CP, CG) seem more relevant than the GC coupling. The GC coupling, although very popular, exhibits contrasted results. While the main density anomalies seem more or less coherent at large scale with the resistivity, the final density model presents large number of small anomalies with strong density contrast alternatively positive and negative (strong roughness). This alternate polarity do not create signal in the data and suggests instabilities.

For the receiver function inversion we tried to couple in 3-D the velocity and resistivity models. This 3-D approach is particularly innovative. This development appeared essential to us in view of the strong heterogeneity of the basement in Tanzania. The method is based on the algorithm of Shibutani et al. (1996) associated with the minimization algorithm MINDEF (used by the 3-D MT inversion algorithm) to invert a stack of all the RFs at one seismic station. Because of the strong azimuthal variations observed at many seismic stations we choose to develop an original method to interpolate in 3-D the 1-D velocity models obtained under each station. All the RFs arriving at one station are re-positionned in space and the envelope formed by all these trajectories take the form of a cone widening in depth. For each station the 1-D velocity model is extrapolated in this cone to obtain, for the all the seismic network, a pseudo 3-D velocity model. However there is a drawback : this model does not have lateral velocity variations which prevent us to use correlation couplings. Nevertheless the cross gradient coupling provided preliminary but promising results. Indeed, the main structures in the resistivity model correspond to velocity contrast well marked in the velocity models. The Moho, the base of the sediments and few resistive body are well recovered.

All of these developments are indisputably necessary for a full joint inversion between these three kind of data. All of these tests show that the resistivity model has to be the



initial model for the inversion and the combination with the gravity and the RF have to be performed with these couplings. Several improvements can also be considered :

- For the gravity : the correlation coupling method being the most appropriate approach, it could be interesting to perform the inversion with these two couplings together to take advantage of each approach.
- For the receiver function : even if the cross gradient presents promising results it could be interesting to improve our approach by considering a coupling which focuses more on the vertical variations than the horizontal one. Moreover, we could also try to constrain the grid for the MT inversion with the Moho depth obtained by the H-k stacking. While the MT grid presents an increase of the cell thickness with depth, we could try to refine the grid around the Moho depth.
- For the joint inversion part : it could be interesting to use the surface wave data (when they will be available) to compare our approach with the joint inversion RF - surface wave. If this latter is better its integration in our joint inversion could be usefull and straightforward. It could be also interesting to optimize the algorithm with for example the parallelisation of the computation, especially for the MT part.
- There would be some benefit to run some specific synthetic tests to complete the study and to fully characterize the artefacts produced by the grids difference, data coverage and the simplifications of the mathematic formulations. These tests could begin by the inversion of a simple case in a fictive grid. Different combinations of couplings will be tested and real joint inversion with variation of the resistivity model could be realized. When this kind of test will be validated, other synthetic tests can be realized but this time ap-plied to our grid and our data distribution.

## **Geodynamic conclusions**

The development of the needed tools for our joint inversion approach required me to master first each method of treatment and inversion of separate data (gravity, MT, RF). These preliminary studies also provided several new results to refine our understanding of the North Tanzanian Divergence (NTD) and to better understand the continental break-up. This latter is also improved by the simultaneous consideration of information coming from the multidisciplinary projects (SEISMOTANZ, ELECTROLITH, CoLiBrEA). The main results of all the inversions are :

- An asymmetric crustal thinning (Moho ranging between 28 to 41 km) with few steps in the Moho, corresponding to the presence of two main fault of the NTD : the Natron Master Fault and the Ol Donyo Ogol fault. These two faults appear clearly on the resistivity and density models (Fig. 6.5 and 6.6).
- A lower crust (starting from 15-18 km) characterized by a low-velocity zone (LVZ, until 9% for the P-wave and 15% for the S-wave). This LVZ is visible on the RFs and the local tomography (Fig. 3.4 and 3.5 and in Roecker et al., 2017). It displays a 3-D complex structure under the central rift part and is not always associated with the presence of volcanic edifices on the surface. This observation is confirmed by the results from Albaric et al. (2014) and Roecker et al. (2017). Its 3-D complex distribution is probably controlled by inherited structures and crustal thickness variations which have acted as a guide or a barrier for this LVZ (Ebinger and Sleep, 1998). These LVZ are regularly present along the East African Rift (Last et al., 1997; Julià et al., 2005; Keranen et al., 2009; Tuluka, 2010; Gummert et al., 2015) and in other rifts in the world (Fuchs et al., 1987; Mordvinova et al., 2007; Basuyau and Tiberi, 2011; Jiang et al., 2014). It is oftenly associated to partial melt, a magmatic chamber or the presence of fluids. However here this structure appears as electrically resistant with a negative density contrast in disagreement with the presence of partial melt. Its origin could be related to a temperature or composition change or the presence of CO<sub>2</sub> (Roecker et al., 2017).

These observations complete the results from collaborative studies in petro geochemistry on lavas from several volcanic edifices in the NTD (thesis of Celine Baudouin + Dawson., 1992). These studies show an important differentiation between North (Natron) and South (Labeit, Manyara). The partial melting rate indicates a more important fusion for the lavas from Ngorongoro where the joint inversion MT + RF shows lower resistivity in the upper mantle associated with low velocity and high V<sub>p</sub>/V<sub>s</sub> ratio (Fig. 6.12, PR52 and PR53). The location of the seismicity here displays the presence of some events. Could it be possible that the lithospheric temperature being abnormally high here, or is there a migration of mantle material upward in the crust (Fig. 9 in Plasman et al., 2017, in chapter 3) and the presence of a magmatic chamber ?

The volcanic edifices clearly show the presence of magmatic processes which modify the lithospheric rheology and favour the continental rupture (Buck, 2004, 2006). The MT inversion results highlight structures oriented in the direction of the dyke responsible of

the sismo-volcanic crisis in 2007 (Calais et al., 2008; Biggs et al., 2009; Albaric et al., 2010). The results from the MT + RF + gravity inversions do not present anomalies under the Lengai volcano but between the Lengai and Gelai and deeper than proposed previously for the dyke.

It is interesting to notice that the axial rift valley presents a strongly different structure between the Natron and the Manyara part. Indeed when the southern part displays a strongly conductive structure at depth which looks like a hot material ascent, delimited to the East by the Masai Block and to the West by the Tanzanian Craton, the northern part presents a conductive structure but not directly under the valley. It is shifted in the East under the Mozambique belt. However it seems to be connected to the axial valley at shallow depth (~15 km). This dichotomy between the North and the South, also marked in the lavas signature, clearly appears in the seismicity. Indeed when the Natron part displays a seismicity organized in a swarm located between the Lengai and Gelai volcanoes with events mainly located in the upper crust and related to the dyke activity in depth, the southern part displays a swarm located at greater depth. It seems to be continuous in time and its origin is related to the fluid circulation in depth (Albaric et al., 2010, 2014). The future study of the 10 seismological stations (with RF) located around the Manyara lake should improve the constrains on the lithospheric rheological state and could be combined with the MT results with our joint approach. Moreover running a seismic tomography on the all network (North and South) could image the evolution of the structures and better understand the strong structural differences.

Deeper in the model a second LVZ has been highlighted in the upper mantle, starting from 50-70 km in depth. It presents a particular geometry with a dipping towards the NW for the western part of the NTD and towards the SE for the eastern part. The velocity decrease is about 9% for the P and S-waves. Even if it was already revealed by Weeraratne et al. (2003); O'Donnell et al. (2013); O'Donnell et al. (2016) we brought new constrains on its geometry and location. Its origin can be multiple but we think that it can be a partial melting area. Its positioning was strongly guided by inherited structures that explains its N50° direction and its particular dipping. The origin of this melt could be deeper and related to a deflection of the African plume channelled along the eastern border of the Tanzanian Craton and then guided by Proterozoic structures (Bagley and Nyblade, 2013; Koptev et al., 2015).

It is only by combining and jointly inverting physico-chemical parameters that we could obtain the more complete and coherent image of these active areas where several processes interact. It could be interesting to use the petro-physical data as constraints for the joint inversion. For example the values of the different parameters could be limited to restricted ranges according to the depth and the position inside the grid. It could also be interesting to add gravity data inside areas without data or to use gradiometry data (e.g. Goce) to obtain a large scale image of the NTD. Finally it also could be interesting to combine this kind of data with the MT or seismology (RF or tomography) techniques.

---

L'objectif de mon travail de recherche était tout d'abord de définir et développer une nouvelle méthodologie d'inversion conjointe géophysique combinant des données de différentes natures que sont les fonctions récepteur, la magnétotellurique et la gravimétrie. J'ai ensuite pu tester et appliquer ces outils sur les jeux de données originaux acquis lors des projets CoLiBrEA et ELECTROLITH en Tanzanie. L'objectif méthodologique a donc été complété par un aspect d'interprétation géodynamique des processus de rupture dans une lithosphère continentale.

Je présente dans un premier temps les enseignements que nous avons tirés du développement des outils d'inversion conjointe et des différents algorithmes que j'ai pu tester et valider au cours de mes travaux, ainsi que les pistes qui se sont avérées prometteuses ou au contraire à éviter. Dans un deuxième temps, l'application des méthodes géophysiques seules, comparées ou bien conjointes m'ont permis d'obtenir des images de la structure lithosphérique de la Divergence Nord Tanzanienne. Je les discute en terme de structures lithosphériques et de processus impliqués dans la rupture continentale.

## **7.2 Bilan de la partie méthodologique**

Les inversions d'une seule méthode géophysique ne permettent de fournir qu'une image limitée de la structure de la Terre car elles sont contraintes par les limites intrinsèques de chaque technique ainsi que par le choix de la méthode d'inversion. De plus les images obtenues d'une méthode à l'autre peuvent parfois diverger, voire même être incompatibles entre elles. Cependant, la combinaison d'au moins deux techniques différentes dans un même processus d'inversion permet de réduire fortement le nombre de modèles acceptables.

Nous avons tenu compte des spécificités physiques de chaque méthode ainsi que des caractéristiques méthodologiques de chacun des problèmes directs associés pour développer une nouvelle approche. L'algorithme d'inversion 3-D des données de magnétotellurique étant le plus abouti et robuste au début de ma thèse, nous avons décidé d'utiliser ses résultats ainsi que sa structure comme base pour notre approche d'inversion conjointe. Nous avons développé une stratégie en deux grandes parties :

- la réalisation d'un algorithme robuste d'inversion conjointe des données de gravimétrie et de magnétotellurique en 3-D.

- Le développement d'une approche originale pour l'inversion conjointe des données de fonctions récepteur et de magnétotellurique en 3-D également.

Pour atteindre nos objectifs, nous avons travaillé en amont sur plusieurs points. J'ai notamment développé une nouvelle approche pour la prise en compte de la topographie dans le calcul de l'effet gravimétrique total, se basant sur la relation qu'il existe en gravimétrie, entre la densité d'un objet et sa distance à la mesure. Cette méthode permet le calcul des corrections de terrain plus rapidement, tout en gardant une résolution satisfaisante pour notre problème. De plus, toute inversion conjointe nécessitant de coupler les paramètres ou la structure entre eux, j'ai défini trois types de couplage que j'ai testés sur l'inversion combinée de gravimétrie et de MT (gradients croisés, corrélation de gradients ou de paramètres). J'ai développé une nouvelle approche pour les gradients croisés basée sur la même logique que celle développée par (Gallardo, 2007), mais qui diffère dans le calcul de la similarité structurale.

Cependant leurs différences en sensibilités (verticales et horizontales), leur couverture spatiale et leur résolution nous ont convaincus de partir des résultats en résistivité pour ensuite y combiner la gravimétrie et les fonctions récepteur. Cela nous a permis par ailleurs de résoudre le problème du temps de calcul, car en ne faisant plus varier le modèle de résistivité, le problème direct en MT n'est plus appelé et le temps de calcul diminue donc considérablement. Ceci nous a permis de réaliser un plus grand nombre d'inversions dans lesquelles nous avons pu tester différents types de couplages et de pondérations.

Pour la partie inversion conjointe MT - gravimétrie, nous contraignons donc le résultat par un modèle initial de résistivité auquel nous couplons les données de gravimétrie. Le couplage densité - résistivité a été testé pour trois méthodes différentes (GC, CP, CG). Les résultats obtenus avec des couplages par corrélation de paramètres ou de gradients s'avèrent beaucoup plus pertinents dans ce cas, et permettent de retrouver un certain nombre de structures communes avec la résistivité électrique. Leur localisation ainsi que leur dimension semblent bien correspondre dans l'ensemble. A l'inverse le couplage par gradients croisés, quoique très populaire, fournit des résultats contrastés. Si les principales anomalies de densité semblent plus ou moins cohérentes à grande longueur d'onde avec la résistivité, le modèle final de densité présente un nombre important de fortes anomalies de petite longueur d'onde à fort contraste de densité, alternativement positifs et

négatifs (forte rugosité). Cette polarité opposée qui ne crée pas de signal en surface est un indice d'instabilité de l'inversion (la gravimétrie reposant sur le principe de superposition).

Pour la partie fonctions récepteur nous avons tenté de coupler en trois dimensions les modèles de vitesse et de résistivité. Cette approche est particulièrement innovante, puisque les inversions de RF se font au maximum en 2-D, voire habituellement en 1-D. Ce développement nous a paru indispensable au vu de la grande hétérogénéité des terrains en Tanzanie, et nous permet par ailleurs de mieux intégrer l'information tridimensionnelle de la MT. Nous sommes partis de l'algorithme de Shibutani et al. (1996) qui permet de modéliser une fonction récepteur à partir d'un modèle 1-D de vitesse. Ce problème direct est ensuite couplé à l'algorithme de minimisation précédent (MINDEF, utilisé par l'algorithme d'inversion 3-D MT) et permet alors d'inverser la sommation de l'ensemble des fonctions récepteur présentes à une station. Appliqué à notre région d'étude, il s'est avéré que des variations azimutales non négligeables étaient présentes sous les stations de notre profil. Nous avons alors développé une méthode originale pour interpoler en 3-D les modèles 1-D obtenus sous chaque station. Ce modèle ne présentant malgré tout pas ou peu de variations latérales de vitesse, le couplage avec un modèle de résistivité par corrélation de gradients et de paramètres n'est pas efficace. Le couplage par gradients croisés, quant à lui, fournit des résultats préliminaires prometteurs. En effet, les structures principales observées dans le modèle de résistivité correspondent à des contrastes de vitesse marqués dans les profils sismiques. On distingue clairement le Moho, la base des couches de sédiments, ainsi que certains corps peu résistifs ou moins rapides.

Ces différents développements seront indiscutablement nécessaires pour tenter d'inverser conjointement l'ensemble des jeux de données (gravimétriques, sismologiques et magnétotelluriques). L'ensemble de ces tests montre que le modèle de résistivité doit servir de modèle initial à l'inversion, et que la combinaison avec la gravimétrie et les RF doit s'effectuer par ces couplages. Plusieurs pistes d'amélioration sont aussi à envisager :

- Pour la gravimétrie, il faudrait étudier quelle corrélation (entre paramètres et gradients) est la plus appropriée. Chacune montrant des avantages et inconvénients, il pourrait aussi être intéressant d'effectuer des inversions avec ces deux couplages simultanément, ce qui pourrait permettre de tirer parti de leurs avantages respectifs.
- Concernant les fonctions récepteur, même si les gradients croisés présentent des ré-

sultats prometteurs, il pourrait être intéressant d'améliorer notre approche. Compte tenu de l'homogénéité horizontale de notre modèle 3-D de vitesse, utiliser un couplage se concentrant plus sur les variations verticales qu'horizontales pourrait permettre d'améliorer l'apport de contraintes. De plus, on pourrait aussi essayer de contraindre le maillage MT avec la profondeur du Moho obtenue par H-k stacking. Alors que la grille MT présente une augmentation de l'épaisseur des mailles avec la profondeur, on pourrait essayer de raffiner le maillage autour de la profondeur du Moho.

- Pour la partie inversion conjointe, il pourrait aussi être intéressant d'utiliser les données d'ondes de surface (quand elles seront disponibles) pour comparer l'inversion conjointe RF - ondes de surface avec notre approche de contrainte du modèle initial de vitesse, et dans le cas où elle présenterait de meilleur résultat que notre approche l'intégrer au processus d'inversion. Il serait aussi intéressant d'optimiser le code en lui-même avec par exemple la parallélisation du calcul, au moins pour la partie MT qui est la plus longue.
- Bien sûr, les différents développements exposés dans mon manuscrit ne tiennent pas compte des tests synthétiques qui seront à effectuer pour compléter les vérifications et caractériser pleinement les artefacts dus aux différences de maillages, de répartition des données et des simplifications dans les formulations mathématiques. Ces tests pourraient commencer par l'inversion de structures simples dans un maillage fictif où l'on testerait différentes combinaisons de couplage. De plus pour ce genre de cas simple, il pourrait être judicieux de tester des réelles inversions conjointes dans lesquelles on ferait également varier le modèle de résistivité. Une fois ce genre de tests effectués et validés, on pourrait refaire des inversions de cas simple mais cette fois-ci appliquées à notre maillage et avec la répartition parfois éparse de nos données.

### 7.3 Conclusions géodynamiques

Développer les outils nécessaires à une inversion conjointe m'a demandé de maîtriser chacune des méthodes de traitement et d'inversion des données séparément (gravimétrie, MT, RF). Cela nous a permis également d'avoir de nombreuses images des structures de la lithosphère et ainsi d'obtenir un ensemble de nouveaux résultats pour affi-



ner la structure lithosphérique de la Divergence Nord Tanzanienne (DNT) et d'améliorer la compréhension de la rupture continentale. Au-delà des résultats vraiment conjoints, notre compréhension de la rupture continentale à un stade précoce est améliorée par la prise en compte simultanée des informations provenant de la pluridisciplinarité des projets qui se sont déroulés dans cette région (SEISMOTANZ, ELECTROLITH, CoLiBrEA).

Les caractéristiques générales qui ressortent de l'ensemble de nos inversions sont :

- un amincissement crustal asymétrique (Moho de 28 à 41 km) avec des sauts de Moho correspondant à la présence des deux principales failles de la DNT ; la Natron Master Fault et la faille de l'Ol Donyo Ogol. Ces deux failles apparaissent aussi clairement dans les modèles de résistivité et densité (Fig.6.5 et 6.6).
- une croûte inférieure (à partir d'environ 15-18 km) caractérisée par la présence d'une zone à faible vitesse (LVZ, jusqu'à 9% pour les ondes P et 15% pour les S). Cette LVZ est visible sur les RF ainsi qu'en tomographie locale (Fig. 3.4 et 3.5 et Roecker et al., 2017). Elle présente une structure 3-D complexe sous la partie centrale du rift et n'est pas systématiquement associée à la présence d'édifices volcaniques en surface. Cette observation est corroborée par les résultats de Albaric et al. (2014) et Roecker et al. (2017). Sa distribution 3-D complexe est probablement contrôlée par la présence de structures héritées ainsi que par des variations de l'épaisseur crustale qui ont agi comme barrière ou guide pour cette zone (Ebinger and Sleep, 1998). On retrouve ces LVZ régulièrement le long du Rift Est Africain (Last et al., 1997; Julià et al., 2005; Keranen et al., 2009; Tuluka, 2010; Gummert et al., 2015) ainsi que dans d'autres rifts dans le monde (Fuchs et al., 1987; Mordvinova et al., 2007; Basuyau and Tiberi, 2011; Jiang et al., 2014). Elle est souvent associée à la présence de fusion partielle, d'une chambre magmatique ou encore la présence de fluides. Cependant, cette structure apparaît aussi comme plus résistante et moins dense ce qui est incompatible avec la présence de fusion partielle. Son origine pourrait alors plutôt correspondre à un changement de température, de composition ou encore à la présence de CO<sub>2</sub> (Roecker et al., 2017).

A celles-ci s'ajoutent les résultats des études collaboratives en pétrochimie sur les laves des différents édifices de la région (thèse de Céline Baudouin et Dawson, 1992), et qui montrent une différenciation importante entre le Sud (Labeit, Manyara) et le Nord (Natron...). Les taux de fusion partielle déduits de la pétrochimie montrent des taux de fusion plus importants pour les laves du Ngorongoro, là où l'inversion conjointe MT +

RF montre une résistivité plus faible dans le manteau supérieur, des vitesses faibles et un  $V_p/V_s$  élevé également (Fig. 6.12, PR52 et PR53). La localisation de la sismicité à cet endroit montre des événements intermédiaires mais présents. Se pourrait-il que la température de la lithosphère soit anormalement élevée à cet endroit, ou bien qu'on est une migration de matériel mantellique vers la croûte (Fig. 9 de l'article RF, chapitre 3), et une chambre magmatique encore présente ?

Les édifices volcaniques montrent clairement la présence de processus magmatiques qui vont modifier la rhéologie de la lithosphère et favoriser la rupture continentale (Buck, 2004, 2006). Les résultats d'inversion MT montrent la présence de structure orientées dans le sens du dyke incriminé dans la crise sismo-volcanique de 2007 (Calais et al., 2008; Biggs et al., 2009; Albaric et al., 2010). Les résultats de MT + RF + gravimétrie ne montrent pas d'anomalies de leurs paramètres sous le Lengai, mais bien entre les volcans Lengai et Gelai, à une profondeur plus importante que celle proposée précédemment pour le dyke.

Il est intéressant de noter que la vallée axiale du rift présente une structure différente entre la zone de Natron et la zone de Manyara. En effet alors que la partie Sud présente une structure fortement conductrice en profondeur s'apparentant à une remontée de matériel chaud délimitée par le bloc Masai à l'Est et par le craton Tanzanien à l'Ouest, la partie Nord présente elle une structure très conductrice à l'extrémité Est du profil, mais sous la couverture Mozambique, à l'Est de la vallée axiale. Elle semble cependant se connecter avec la vallée axiale à faible profondeur (~15 km). Cette dichotomie entre Nord et Sud, aussi présente sur les signatures des laves, apparaît clairement sur la sismicité. En effet alors que la partie Natron présente une sismicité organisée en un essaim situé entre les volcans Lengai et Gelai, avec des événements majoritairement localisés dans la partie supérieure de la croûte et reliés à la propagation de dyke en profondeur, la partie Sud présente un essaim localisé à plus forte profondeur. Il semble perdurer au cours du temps et son origine est reliée à la circulation de fluides en profondeur (Albaric et al., 2010, 2014). L'étude des 10 stations sismologiques (par RF) permettrait de mieux contraindre l'état rhéologique de la lithosphère mais aussi d'être combiné avec les résultats de MT en utilisant notre approche conjointe. De plus la réalisation d'une tomographie sismique sur l'ensemble des stations du réseau (N et S) pourrait permettre d'imager l'évolution des structures entre le Nord et le Sud.

Enfin une deuxième zone à faible vitesse a aussi été mise en évidence dans le manteau supérieur, à partir d'environ 50-70 km de profondeur. Elle présente une géométrie parti-

culière avec un pendage vers le NO pour la partie Ouest et vers le SE pour la partie Est de la DNT. La diminution de vitesse est d'environ 9% pour les ondes P et S. Même si elle a déjà été mise en évidence par Weeraratne et al. (2003); O'Donnell et al. (2013); O'Donnell et al. (2016), nous avons pu apporter des contraintes supplémentaires sur sa géométrie ainsi que sa profondeur. Son origine peut être multiple mais nous pensons qu'il pourrait s'agir d'une zone de fusion partielle dont la mise en place a été fortement guidée par la présence de structures héritées qui expliqueraient son orientation N50° ainsi que son pendage particulier. L'origine de ce melt pourrait même être plus profonde et reliée à une déflexion du panache africain, canalisée le long de la bordure Est du Craton Tanzanien et ensuite guidée par d'anciennes structures protérozoïques (Bagley and Nyblade, 2013; Koptev et al., 2015).

Ce n'est qu'en combinant et en inversant conjointement des paramètres physico-chimiques entre eux que nous parviendrons à avoir une image la plus complète et la plus cohérente dans ces régions actives où plusieurs processus interviennent. Il pourrait alors paraître judicieux d'essayer d'utiliser ces données pétro-physiques comme contraintes pour l'inversion conjointe, avec par exemple des bornes pour les valeurs des différents paramètres selon la profondeur ou la position dans le modèle. Il pourrait aussi être intéressant de rajouter des données gravimétriques dans les zones présentant actuellement peu ou pas de données ou utiliser des données de gravimétrie satellitaire (e.g. Goce) qui permettraient d'obtenir une image à l'échelle de la DNT et donc peut être mieux comprendre la continuité des différentes structures. Enfin pourquoi ne pas tenter de combiner ce types de données avec des données de MT ou de sismologie (RF ou tomographie).

## 7.4 Références

- Albaric, J., Déverchère, J., Perrot, J., Jakovlev, A., and Deschamps, A. (2014). Deep crustal earthquakes in North Tanzania, East Africa : Interplay between tectonic and magmatic processes in an incipient rift. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 15(2) :374–394. 287, 288, 294, 295
- Albaric, J., Perrot, J., Déverchère, J., Deschamps, A., Le Gall, B., Ferdinand, R., Petit, C., Tiberi, C., Sue, C., and Songo, M. (2010). Contrasted seismogenic and rheological behaviours from shallow and deep earthquake sequences in the North Tanzanian Divergence, East Africa. *Journal of African Earth Sciences*, 58(5) :799–811. 288, 295
- Bagley, B. and Nyblade, A. A. (2013). Seismic anisotropy in eastern Africa, mantle flow, and the African superplume. *Geophysical Research Letters*, 40(8) :1500–1505. 288, 296
- Basuyau, C. and Tiberi, C. (2011). Imaging lithospheric interfaces and 3d structures using receiver functions, gravity, and tomography in a common inversion scheme. *Computers & geosciences*, 37(9) :1381–1390. 287, 294
- Biggs, J., Amelung, F., Gourmelen, N., Dixon, T. H., and Kim, S.-W. (2009). In-sar observations of 2007 Tanzania rifting episode reveal mixed fault and dyke extension in an immature continental rift. *Geophysical Journal International*, 179(1) :549–558. 288, 295
- Buck, W. (2006). The role of magma in the development of the afro-arabian rift system. *Geological Society, London, Special Publications*, 259(1) :43–54. 287, 295
- Buck, W. R. (2004). Consequences of asthenospheric variability on continental rifting. *Rheology and deformation of the lithosphere at continental margins*, 62 :1–30. 287, 295
- Calais, E., d’Oreye, N., Albaric, J., Deschamps, A., Delvaux, D., Déverchère, J., Ebinger, C., Ferdinand, R. W., Kervyn, F., Macheyeke, A. S., et al. (2008). Strain accommodation by slow slip and dyking in a youthful continental rift, East Africa. *Nature*, 456(7223) :783–787. 288, 295
- Dawson, J. (1992). Neogene tectonics and volcanicity in the North Tanzania sector of the Gregory Rift Valley : contrasts with the kenya sector. *Tectonophysics*, 204(1) :81–92. 294
- Ebinger, C. J. and Sleep, N. (1998). Cenozoic magmatism throughout east Africa resulting from impact of a single plume. *Nature*, 395(6704) :788–791. 287, 294

- Fuchs, K., Bonjer, K.-P., Gajewski, D., Lüschen, E., Prodehl, C., Sandmeier, K.-J., Wenzel, F., and Wilhelm, H. (1987). Crustal evolution of the Rhinegraben area. 1. exploring the lower crust in the Rhinegraben rift by unified geophysical experiments. *Tectonophysics*, 141(1-3) :261–275. 287, 294
- Gallardo, L. A. (2007). Multiple cross-gradient joint inversion for geospectral imaging. *Geophysical Research Letters*, 34(19). 291
- Gummert, M., Lindenfeld, M., Wölbern, I., Rümper, G., Celestin, K., and Batte, A. (2015). Crustal structure and high-resolution moho topography across the rwenzori region (albertine rift) from p-receiver functions. *Geological Society, London, Special Publications*, 420 :SP420–4. 287, 294
- Jiang, M., Ai, Y., Zhou, S., and Chen, Y. J. (2014). Distribution of the low velocity bulk in the middle-to-lower crust of southern Tibet : implications for formation of the north–south trending rift zones. *Earthquake Science*, 27(2) :149–157. 287, 294
- Julià, J., Ammon, C. J., and Nyblade, A. A. (2005). Evidence for mafic lower crust in Tanzania, East Africa, from joint inversion of receiver functions and Rayleigh wave dispersion velocities. *Geophysical Journal International*, 162(2) :555–569. 287, 294
- Keranen, K. M., Klemperer, S. L., Julia, J., Lawrence, J. F., and Nyblade, A. A. (2009). Low lower crustal velocity across Ethiopia : Is the main Ethiopian Rift a narrow rift in a hot craton? *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 10(5). 287, 294
- Koptev, A., Calais, E., Burov, E., Leroy, S., and Gerya, T. (2015). Dual continental rift systems generated by plume-lithosphere interaction. *Nature Geoscience*, 8(5) :388–392. 288, 296
- Last, R. J., Nyblade, A. A., Langston, C. A., and Owens, T. J. (1997). Crustal structure of the East African Plateau from receiver functions and Rayleigh wave phase velocities. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 102(B11) :24469–24483. 287, 294
- Mordvinova, V., Deschamps, A., Dugarmaa, T., Déverchère, J., Ulziibat, M., Sankov, V., Artem'ev, A., and Perrot, J. (2007). Velocity structure of the lithosphere on the 2003 Mongolian-Baikal transect from SV waves. *Izvestiya, Physics of the Solid Earth*, 43(2) :119–129. 287, 294

- O'Donnell, J., Selway, K., Nyblade, A., Brazier, R., El Tahir, N., and Durrheim, R. (2016). Thick lithosphere, deep crustal earthquakes and no melt : a triple challenge to understanding extension in the western branch of the East African Rift. *Geophysical Journal International*, 204(2) :985–998. 288, 296
- O'Donnell, J., Adams, A., Nyblade, A., Mulibo, G., and Tugume, F. (2013). The uppermost mantle shear wave velocity structure of eastern Africa from rayleigh wave tomography : constraints on rift evolution. *Geophysical Journal International*, 194(2) :961–978. 288, 296
- Plasman, M., Tiberi, C., Ebinger, C., Gautier, S., Albaric, J., Peyrat, S., Déverchère, J., Le Gall, B., Tarits, P., Roecker, S., et al. (2017). Lithospheric low-velocity zones associated with a magmatic segment of the tanzanian rift, east africa. *Geophysical Journal International*, 210(1) :465–481. 287
- Roecker, S., Ebinger, C., Tiberi, C., Mulibo, G., Ferdinand-Wambura, R., Mtelela, K., Kianji, G., Muzuka, A., Gautier, S., Albaric, J., et al. (2017). Subsurface images of the eastern rift, africa, from the joint inversion of body waves, surface waves, and gravity : Investigating the role of fluids in early-stage continental rifting. *Geophysical Journal International*. 287, 294
- Shibutani, T., Sambridge, M., and Kennett, B. (1996). Genetic algorithm inversion for receiver functions with application to crust and uppermost mantle structure. *Geophysical Research Letters*, 23(14) :1829–1832. 292
- Tuluka, G. M. (2010). Crustal structure beneath two seismic broadband stations revealed from teleseismic p-wave receiver function analysis in the Virunga volcanic area, Western Rift Valley of Africa. *Journal of African Earth Sciences*, 58(5) :820–828. 287, 294
- Weeraratne, D. S., Forsyth, D. W., Fischer, K. M., and Nyblade, A. A. (2003). Evidence for an upper mantle plume beneath the Tanzanian craton from Rayleigh wave tomography. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 108(B9). 288, 296



# Liste des figures

1.1	Schéma explicatif des rifts actifs et passifs. Modifiée d'après Stab et al. (2015) <i>Explicative drawing of the passive and active rifts. Modified from Stab et al. (2015)</i> . . . . .	13
1.2	Modèles de rift en pure extension mécanique (en haut) et magmatique (en bas) d'une lithosphère continentale normale. Les flèches noires représentent la force minimale nécessaire à l'initiation du rifting. Elle est beaucoup plus faible dans le cas du modèle magmatique. Modifiée d'après Albaric et al. (2009) <i>Pure mechanical extension (on the top) and magmatic (on the bottom) rift models for a normal continental lithosphere. The black arrows represent the minimum force needed for the rift initiation. It is much lower for the magmatic model. Modified from Albaric et al. (2009).</i> . . . . .	14
1.3	Carte structurale simplifiée du REA. La sismicité (>4) est représentée par les points noirs. Les principales structures sont représentées et/ou entourées. L'extrémité de la branche Est correspond à la Divergence Nord Tanzanienne. Ki, Mo, Ub et Us correspondent aux différentes ceintures protérozoïques de Kibaran, Mozambique, Ubendian et Usagaran, respectivement. Modifiée d'après Albaric (2009). <i>Simplified structural map of the REA. The seismicity (&gt;4) is represented with black dots. The main structures are represented and/or encircled. The extremity of the eastern branch is the North Tanzanian Divergence. Ki, Mo, Ub and Us correspond to the different proterozoic belt of Kibaran, Mozambique, Ubendian and Usagaran, respectively. Modified from Albaric (2009)</i> . . . . .	16



1.4	Schéma structural de la Divergence Nord Tanzanienne avec les principales structures tectoniques, magmatiques ainsi que les principaux essaims de séismes. Modifiée d'après Le Gall et al. (2008). <i>Structural drawing of the North Tanzanian Divergence with the main tectonic and magmatic structures and the main seismic swarms. Modified from Le Gall et al. (2008).</i> B : Burko, Bas : Basotu, Em : Empakai, Es, Essimingor, G : Gelai, H : Hanang, K : Kerimasi, Ke : Ketumbeine, Ki : Kibo, Kw : Kwaraha, L : Lemagrut, M : Monduli, Ma : Mawenzi, Me : Meru, Ng : Ngorongoro, OL : Ol Doinyo Lengai, OS : Ol Doinyo Sambu, S : Shira, Sh : Shombole, T : Tarosero. . . . .	18
1.5	Localisation des stations géophysiques (sismologique, magnétotellurique, gravimétrique et GPS) et des sites d'échantillonnage dans la Divergence Nord Tanzanienne. <i>Location of the geophysical stations (seismology, magnetotelluric, gravity and GPS) and the sampling sites in the North Tanzanian Divergence.</i>	21
2.1	Schéma explicatif de la conversion des traces du système ZNE au système ZRT (modifié d'après service.iris.edu). <i>Explicative drawing of the traces conversion from the ZNE to the ZRT system (modified from service.iris.edu).</i> . . . .	47
2.2	Trajets des principales phases transmises et converties au Moho et leurs signatures sur une fonction récepteur. <i>Paths of the main converted phases on the Moho and their signatures on a receiver function.</i> . . . . .	48
2.3	Exemple des étapes de construction d'une fonction récepteur. <i>Example of a receiver function construction.</i> . . . . .	52
2.4	Influence de la profondeur de l'interface (A), de la vitesse $V_s$ (B) et du rapport $V_p/V_s$ (C), sur les fonctions récepteurs pour un modèle simple à 2 couches. <i>Influence of the depth interface (A), <math>V_s</math> velocity (B) and <math>V_p/V_s</math> ratio on a receiver function for a simple two layers case.</i> . . . . .	53
2.5	Signature d'une couche à faible vitesse sur une fonction récepteur (modifiée d'après Vergne (2002)). <i>Low-velocity layer signature on a receiver function (modified from Vergne (2002)).</i> . . . . .	54
2.6	Signature d'un bassin sédimentaire sur une fonction récepteur (modifiée d'après Vergne (2002)). <i>Sedimentary basin signature on a receiver function (modified from Vergne (2002)).</i> . . . . .	54

2.7 A gauche : Schéma représentatif d'une interface pentée avec les ondes suivant les directions aval-pendage et amont-pendage. A droite : Fonctions récepteur associées, représentées en fonction du back-azimuth. Les fonctions récepteur correspondant aux directions aval pendage et amont pendage sont représentées, respectivement, en rouge et en bleu (modifié d'après Vergne (2002)). *On the left : Representative drawing of a dipping interface along the down-dip and up-dip directions. On the right : The receiver functions associated represented as a function of the back-azimuth. The receiver functions for the down-dip and up-dip directions are represented, respectively, in red and blue (modified from Vergne (2002)).* . . . . . 56

2.8 Illustration schématique des effets de différentes structures (interface pentée, couche/interface anisotrope et présence d'un point diffractant) sur l'amplitude et le temps d'arrivée des ondes converties sur les fonctions récepteur. Modifiée d'après Jones and Phinney (1998). *Schematic illustrations of the effects of different structures (dipping interface, anisotropic layer/interface and presence of a diffracting point) on the amplitude and arrival time of the converted waves on the receiver functions. Modified from Jones and Phinney (1998).* . . . . . 58

2.9 Exemple de résultat en utilisant la méthode de Zhu and Kanamori (2000) pour les stations LN46, KEN2 et NG55. L'échelle de couleur indique la valeur de la fonctionnelle décrite dans l'équation 2.37. Son maximum est indiqué par le point blanc et correspond donc au meilleur couple (H,k) qui sera pris pour la station. *Example of several H-k stacking results for the stations LN46, KEN2 and NG55. The colorscale represents the value of the cost function described in the equation 2.37. Its maximum is indicated with the white point and corresponds to the best (H,k) couple.* . . . . . 60

2.10 Exemple d'erreurs  $E_{vp}$  et  $E_b$  associées aux stations KEN2, LN46 et NG56. Les points centraux sont les valeurs obtenues par la méthode du H-k stacking (Fig. 2.9) *Example of  $E_{vp}$  and  $E_b$  errors associated to the stations KEN2, LN46 and NG56. The central points correspond to the values obtained with the (H-k) stacking method (Fig. 2.9)* . . . . . 61

- 2.11 Exemple de l'inversion d'une fonction récepteur avec le problème direct de Shibutani associé à un algorithme de recherche. A gauche : L'ensemble des modèles de vitesse des ondes S testés (en gris), les milles meilleurs modèles (en vert-jaune) et le meilleur modèle (en rouge). Le meilleur modèle du rapport  $V_p/V_s$  est aussi représenté (en rouge). A droite : la fonction récepteur inversée (en rouge) et la fonction récepteur synthétique associée au meilleur modèle de vitesse (en bleu). *Example of an inversion of a receiver function with the direct problem of Shibutani associated with a research algorithm. On the left : the all S-velocity models tested (in grey), the thousand better models (in green-yellow) and the best model (in red). The best model for the  $V_p/V_s$  ratio is represented in red. On the left : the synthetic receiver function (in blue) and the inverted receiver function (in red) . . . . .* 62
- 2.12 Fonction récepteur synthétique (à gauche). Au centre : première étape de la migration. Rétropropagation du rai dans un modèle de vitesse. La RF est ensuite remplacée sur le rai. A droite : deuxième étape. On découpe le milieu en cellules dans lesquelles on attribue les valeurs de l'amplitude de la RF (modifié d'après Vergne (2002)). *Synthetic receiver function (on the left). On the middle : first step of the migration. Retropropagation of the ray in a velocity model. The RF is then replaced along the ray. On the right : second step. The space is divided in cells inside the ones a value of the RF amplitude is applied (modified from Vergne (2002)). . . . .* 64
- 2.13 Exemple de migration (B) pour un jeu de fonctions récepteur sur deux stations (A). D'après Vergne (2002). *Example of a migration (B) for a receiver functions set on two stations (A). From Vergne (2002). . . . .* 65
- 2.14 Valeurs de résistivité pour différents types de roches et minéraux. Modifié d'après Portal (2015). *Resistivity values for different types of rocks and minerals. Modified from Portal (2015). . . . .* 67
- 2.15 Schéma descriptif des interactions entre les vents solaires et le champ magnétique terrestre. D'après Abdelfettah (2009). *Descriptive drawing of the interactions between the solar winds and the Earth magnetic field. From Abdelfettah (2009). . . . .* 68
- 2.16 Milieu tabulaire 1-D reposant sur un demi-espace d'épaisseur infinie. *Tabular 1-d medium resting on a half-space. . . . .* 73

2.17	Orientation des champs H, E et J pour un prisme 3-D. D'après Mackie et al. (1993). <i>Orientation of the H, E and J fields for a 3-d prism. From Mackie et al. (1993).</i> . . . . .	75
2.18	Exemple d'un maillage 3D. On considère la résistivité constante à l'intérieur d'une maille. Les points rouges représentent la position de stations fictives. <i>Example of a 3-d grid. The resistivity is considered as constant inside each cell. The red points represent fictional stations.</i> . . . . .	78
2.19	Exemple de courbe L-curve. <i>Exemple of a L-curve.</i> . . . . .	79
2.20	Représentation du géoïde terrestre. <i>Representation of the terrestrial geoid.</i> . . . . .	81
2.21	Schéma simplifié explicatif de la géométrie du géoïde, de l'ellipsoïde et de la topographie ainsi que la position des principaux paramètres utilisés dans le texte. <i>Simplified explicative drawnig of the geoid, ellipsoid and topography geometry and the position of the main parameters used in the text.</i> . . . . .	83
2.22	Densité de différents types de roches et minéraux. Modifiée d'après Telford et al. (1990). <i>Density of different types of rocks and minerals. Modified from Telford et al. (1990)</i> . . . . .	86
3.1	Carte des profils P1 et P2 des figures 3.2 et 3.3 avec la position de l'ensemble des points d'impact (PI) associés. En rose, les PI associés au profil 1 et en blanc les PI associés au profil 2. Les principaux domaines et structures géologiques sont représentés. <i>Map of the profiles P1 and P2 from the figures 3.2 and 3.3 with the position of the all piercing points associated. In pink, the piercing points associated with the profile 1 and in white the ones associated with the profile 2. The main geological structures are shown.</i> . . . . .	122
3.2	Représentation de l'ensemble des fonctions récepteurs pour les stations localisées le long du profil 1 (Fig. 5.1) en fonction de la distance entre leur point d'impact au Moho et le début du profil. La position des stations et des principales structures géologiques est reportée. <i>Representation of the all receiver functions for the stations located along the profile 1 (Fig. 5.1) according to the distance between the piercing point on the Moho and the begin of the profile. The position of the main geological structures are shown.</i> OOF : Ol Donyo Ogol Fault, NMF : Natron Master Fault . . . . .	123

- 3.3 Représentation de l'ensemble des fonctions récepteur pour les stations localisées le long du profil 2 (Fig. 3.1) en fonction de la distance entre leur point d'impact au Moho et le début du profil. La position des principales structures géologiques est reportée. *Representation of the all receiver functions pour the stations located along the profile 2 (Fig. 3.1) according to the distance between the piercing point on the Moho and the begin of the profile. The position of the mains geological structures are shown.* OOF : Ol Donyo Ogol Fault, NMF : Natron Master Fault . . . . . 124
- 3.4 Migration du profil 1 (Fig. 3.1 & 3.2) obtenue en utilisant la méthode du Common Conversion Point (Zhu, 2000). L'échelle de couleur est fonction de l'amplitude des conversion PS à chaque interface. Au sommet du profil, la position des stations ainsi que les principales structures géologiques sont reportées. *Migration of the profile 1 (Fig. 3.1 & 3.2 obtain using the Common Conversion Point Technique (Zhu, 2000). The colorscale represent the amplitude of the P-S conversion at each interface. On the top of the profile the location of the stations and the main geological structures are shown.* OOF : Ol Donyo Ogol Fault, NMF : Natron Master Fault . . . . . 125
- 3.5 Résultat de la migration du profil 2 (Fig. 3.1 & 3.3). L'échelle de couleur est fonction de l'amplitude des conversion PS à chaque interface. Au sommet du profil, la position des stations ainsi que les principales structures géologiques sont reportées. *Results for the migration of the profile 2 (Fig. 3.1 & 3.3). The colorscale represent the P-S conversion amplitude for each interface. At the top of the profile, the position of the stations and the main geological structures are reported* OOF : Ol Donyo Ogol Fault, NMF : Natron Master Fault 127
- 3.6 Carte de la distribution des données gravimétriques sur l'ensemble de la DNT. En bleu les mesures réalisées lors des deux campagnes du projet CoLi-BrEA. En rouge, les données du BGI. Les rectangles blancs représentent les deux zones où une inversion 3-D magnétotellurique a été réalisées. *Map of the gravity data distribution for the all NTD. In blue the measurements collected during the two campaigns of the CoLiBrEA project. In red, the data from the BGI. The white rectangles represent the two areas where a 3-d magnetotelluric inversion was realised.* . . . . . 166

3.7	Distribution de l'anomalie d'air libre à l'échelle de la DNT. <i>Free air anomaly distribution for the NTD.</i> . . . . .	167
3.8	Carte représentant l'anomalie de Bouguer à l'échelle de la DNT. Les rectangles noirs représentent les zones où une inversion 3-D magnétotellurique a été réalisée. <i>Bouguer anomaly for the NTD. The black rectangles represent the areas where a 3-d MT inversion was realised.</i> . . . . .	168
4.1	Schéma explicatif de la méthode de Monte-Carlo dans le cas fictif de la détermination de la superficie d'un lac. Les cailloux tirés aléatoirement sont représentés par les points noirs sur le schéma de droite (tiré de <a href="https://www.lyceedadultes.fr">https://www.lyceedadultes.fr</a> ) <i>Explicative drawing of the Monte-Carlo method for a fictive case of the determination of a lake area. The randomly drawn stones are represented with the black points on the right drawing (from <a href="https://www.lyceedadultes.fr">https://www.lyceedadultes.fr</a>).</i> . . . . .	183
4.2	(a) 10 modèles aléatoirement sélectionnés et leurs cellules de Voronoi associées. (b) Les $n_r$ cellules présentant le plus faible écart aux données sont échantillonnées en $n_s$ cellules grâce à l'échantillonneur de Gibbs. (c) Échantillonnage de l'espace des paramètres à la fin de l'inversion. (d) Représentation de la fonction coût à la fin de l'inversion (d'après Sambridge (1999)). <i>(a) 10 randomly selected models and their associated Voronoi cells. (b) The <math>n_r</math> cells with the lower misfit are sampled in <math>n_s</math> cells through the Gibbs sampler. (c) Sampling of the parameter space at the end of the inversion. (d) Representation of the cost function at the end of the inversion (from Sambridge (1999)).</i>	185
4.3	Exemple d'une surface de la fonction coût et de l'évolution de l'inversion (d'après <a href="http://zone.ni.com">zone.ni.com</a> ). <i>Example of the cost function surface and the evolution of the inversion (from <a href="http://zone.ni.com">zone.ni.com</a>).</i> . . . . .	187
4.4	a) Évolution de l'écart aux données (en bleu) et de la fonction de vraisemblance (en rouge) pour l'inversion conjointe. b) Évolution de l'écart aux données pour les fonctions récepteurs (en rouge) et les ondes de surface (en bleu) (d'après Shen et al. (2013)). <i>a) Evolution of the misfit (in blue) and the likelihood function (in red) for the joint inversion. b) Evolution of the misfit for the receiver functions (in red) and the surface waves (in blue) (from Shen et al. (2013)).</i> . . . . .	190

- 4.5 Distribution des différents paramètres de l'inversion pour l'approche conjointe (en rouge) ou pour les ondes de surface seule (en transparent) (d'après Shen et al. (2013)). *Distribution of the different parameters for the joint inversion (in red) and for the surface waves only (in transparent) (from Shen et al. (2013))* 191
- 4.6 Résultats de l'inversion conjointe (b) ou de tomographie (c) et fonction récepteur (d) seule d'un modèle synthétique (a). D'après Vergne (2002). *Results of the joint inversion (b) and tomography (c) and receiver function (d) inversion of a synthetic model (a). From Vergne (2002)* . . . . . 193
- 4.7 Relations entre la résistivité et la vitesse (a) et entre la densité et la vitesse (b) obtenues d'après des données de forage ODP (d'après Jegen et al. (2009)). *Relation between the resistivity and the velocity (a) and between the density and the velocity (b) obtain from drilling ODP data (from Jegen et al. (2009)).* 196
- 4.8 a) Modèle initial déduit des résultats de sismique réflexion et converti en modèle de résistivité b) Résultats de l'inversion avec uniquement la MT en 2-D c) Résultats de l'inversion MT 2-D avec ajout de contraintes a priori obtenues par la sismique réflexion d) Inversion conjointe MT et gravimétrie plus contraintes par de la sismique réflexion (d'après Jegen et al. (2009)). *a) Initial model deduced from the seismic reflexion and converted in a resistivity model b) Results of the MT inversion only in 2-d c) Results of the 2-d MT inversion with a priori constraints from seismic reflexion d) Joint inversion of MT and gravity data + seismic reflexion constraints (from Jegen et al. (2009))* 198
- 4.9 Exemple de discrétisation d'un modèle 3-D composé de prismes rectangulaires dans les directions  $x$ ,  $y$  et  $z$ . Les indices des différents prismes sont utilisés dans la discrétisation de la fonction du gradient croisé (éq. 4.11, 4.12 et 4.13) (d'après Fregoso and Gallardo (2009)). *Example of the discretization of a 3-d model composed by rectangular prisms in the  $x$ ,  $y$  and  $z$  directions. The index of the different prisms are used in the discretization of the cross gradient function (eq. 4.11, 4.12 and 4.13 (from Fregoso and Gallardo (2009)).* 200

4.10	Résultats pour des inversions séparées (a-d) et conjointes (e-h), le long de deux profils AA' et BB'. Au dessus de chaque modèle, les données (en rouge) et la réponse du modèle associée (en bleu) sont représentées (d'après Fregoso and Gallardo (2009)). <i>Results for the separate inversion (a-d) and joint (e-h) along two profiles AA' and BB'. On the top of each model the data (in red) and the response model (in blue) are represented (from Fregoso and Gallardo (2009)).</i> . . . . .	201
4.11	Résultats d'inversion conjointe pour le site EKTN. a) Représentation du "trade-off" dans les modèles finaux en fonction du RMS pour la MT et les RF. b) Modèles finaux de résistivité pour deux modèles représentatifs (a). c) Idem que (b) mais pour les modèles de vitesse. <i>Results of a joint inversion for the EKTN site. a) Representation of the trade-off in the final models according to the MT and RF misfit. b) Final resistivity models for deux representative models (a). c) The same as (b) but for the velocity models.</i> . . . . .	202
4.12	Réponses des modèles (en rouge) de résistivité (au dessus, résistivité apparente et phase) et vitesse (en dessous) du modèle A (Fig. 4.11, et données (en noir) pour la station EKTN). <i>Resistivity (in red, apparent resistivity and phase) and velocity response models of the A model (Fig. 4.11) and the data (in black) for the EKTN station.</i> . . . . .	203
5.1	Carte représentant la position des rais atteignant la station PR31 à certaines profondeurs (modèle de vitesse de référence IASP91). <i>Representative map of the ray positions coming to the PR31 station for several depths (reference velocity model IASP91).</i> . . . . .	227
5.2	Représentation 3-D de la position des rais de la Fig. 5.1. Les cercles représentent la distance entre la station et la position du rai le plus éloigné de la station, pour les mêmes profondeurs que précédemment. <i>3-d representation of the ray position of the Fig. 5.1. The circles represent the distance between the station and the position of the most distant ray from the station, for the same depths as previously.</i> . . . . .	228
5.3	Position des stations sismologiques présentes dans la zone d'inversion de Natron. <i>Location of the seismological stations present in the area of inversion of the Natron zone.</i> . . . . .	229



5.4	Schéma représentant la position des différents cônes (en rouge) et les zones où les cônes se recoupent (en vert) dans un modèle de vitesse. A droite, exemple de la position des zones où le couplage entre les modèles s'effectuent dans un modèle de résistivité quelconque. <i>Schematic drawing showing the location of the different cones (in red) and the areas where the cones intersect (in green) in a velocity model. On the right, example of the location of the areas where the coupling between the models is done in an ordinary resistivity model</i> . . . . .	230
5.5	Distribution du résidu de l'anomalie de Bouguer dans la zone d'inversion (rectangle noir). <i>Distribution of the Bouguer anomaly residual in the inversion area (black rectangle)</i> . . . . .	231
5.6	Schéma explicatif de la transformation de la topographie 3-D en un ensemble de mailles d'épaisseur constante. <i>Explicative drawing of the transformation of the 3-d topography into a set of constant thickness cells</i> . . . . .	232
5.7	Schéma explicatif simplifié de l'organisation du code. Le rectangle beige en pointillés correspond à la portion d'algorithme détaillée dans la figure 5.8. <i>Simplified explicative drawing of the algorithm. The beige rectangle corresponds to the section of the algorithm detailed in the figure 5.8</i> . . . . .	238
5.8	Schéma explicatif détaillant l'agencement des différents modèles et leurs interactions dans le processus d'inversion. Il correspond à un zoom sur le rectangle beige de la figure 5.7. <i>Explicative drawing which details the arrangement of the different models and their interactions in the inversion process. It corresponds to a zoom on the beige rectangle in the figure 5.7</i> . . . . .	240
6.1	Position des stations magnétotelluriques (en rouge) et des données gravimétriques (en vert). Les profils P <sub>1</sub> , P <sub>2</sub> et P <sub>3</sub> (en bleu) utilisés dans la suite de l'étude sont représentés, ainsi que la position des principales structures géologiques. <i>Location of the magnetotelluric stations (in red) and gravity data (in green). Profiles P<sub>1</sub>, P<sub>2</sub> and P<sub>3</sub> (in blue) used in this chapter are represented as well as the main geological structures</i> . . . . .	256

- 6.2 Résultats d'inversion des données gravimétriques seules (a, c, d) et avec la fonction de pondération (b, d, f) de Li and Oldenburg (1996) pour les trois profils. *Inversion results of gravity data only (a, c, e) and with the weighting function (b, d, f) of Li and Oldenburg (1996) for the three profiles.* . . . . . 258
- 6.3 Anomalie de Bouguer résiduelle observée (en bas), modélisée à partir d'une inversion sans WF (au milieu), et avec (en haut) . *Observed Residual Bouguer anomaly (bottom part), calculated anomaly from the inversion without (on the middle) and with (on the top) the WF* . . . . . 260
- 6.4 Résultats d'inversion où le couplage avec le modèle MT (a) s'effectue par la méthode des gradients croisés. Un exemple d'inversion (b), le modèle moyen de l'ensemble des inversions réalisées et les écarts types associés à chaque bloc pour cette moyenne sont représentés en (c) et (d), respectivement. *Inversion results constrained by the MT model (a) with the cross gradient coupling. An exemple of inversion (b), the mean model (c) compute with all the inversions realized with this coupling and the standard deviation model associated (d) are represented.* . . . . . 262
- 6.5 Résultats d'inversions pour le profil P<sub>2</sub> avec une corrélation des paramètres (CP). Le modèle MT est présenté en (a). Un exemple d'inversion (b), la moyenne de l'ensemble des inversions réalisées (c) ainsi que les écarts types associés à ce modèle moyen (d) sont représentés. *Inversion results constrained by the MT model (a) with the parameter correlation coupling. An exemple of inversion (b), the mean model (c) compute with all the inversions realized with this coupling and the standard deviation model associated (d) are represented.* 264
- 6.6 Résultats d'inversions où le couplage avec le modèle MT (a) s'effectue par la méthode la corrélation des gradients. Un exemple d'inversion (b), le modèle moyen de l'ensemble des inversions réalisés (c) ainsi que le modèle des écarts types associés (d) sont représentés. *Inversion results constrained by the MT model (a) with the gradient correlation coupling. An exemple of inversion (b), the mean model (c) compute with all the inversions realized with this coupling and the standard deviation model associated (d) are represented.* 265

- 6.7 Résultats d'inversion MT - gravi pour le profil 1 contraint par le modèle de résistivité (a) avec un couplage par gradients croisés (b), par corrélation de paramètres (c) et de gradients (d). *Inversion results for the profile 1 constrained by the resistivity model (a) with a cross gradient (b), parameter correlation (c) and gradient correlation (d) coupling.* . . . . . 268
- 6.8 Résultats d'inversion MT - gravi pour le profil 3 contraint par le modèle de résistivité (a) avec un couplage par gradients croisés (b), par corrélation de paramètres (c) et de gradients (d). *Inversion results for the profile 3 constrained by the resistivity model (a) with a cross gradient (b), parameter correlation (c) and gradient correlation (d) coupling* . . . . . 269
- 6.9 Création et choix d'un modèle de vitesse 1-D à partir d'une sommation de fonctions récepteur, exemple de PR52. On teste deux modèles de départ différents qui donnent les solutions encadrées en bleu et vert (cadres du haut). Leur RF synthétique (bleue et verte) est comparée à la donnée (rouge) dans le cadre du bas. *Creation and choice for a 1D velocity model from RF inversion at station PR52. Two different initial models were tested corresponding to the solutions in blue and green insets (see text for more explanations). Each produced synthetic RF (blue and green lines) is then compared to the observed stacked one (red line, bottom part of the figure).* . . . . . 272
- 6.10 Modèles de vitesse Vs et Vp/Vs associés obtenus (a) par inversion des fonctions récepteur de PR52 avec un modèle initial de vitesse contraint par les deux méthodes précédentes et (b) par l'inversion conjointe MT - RF contrainte par les gradients croisés. *Velocity models obtained by (a) the inversion of RF only with an initial velocity model constrained by resistivity cone method and (b) by the joint inversion of MT and RF constrained with the cross gradient.* . . 274
- 6.11 Fonctions récepteur synthétiques (station PR52) obtenues par l'inversion (a) des RFs combinées à un modèle initial de vitesse contraint par MT (en rouge : RF synthétique, en noir : sommation observée) et (b) par l'inversion conjointe avec les gradients croisés pour pour différentes pondérations (en pointillés la donnée et voir le texte pour le détail des couleurs). *Synthetic vs observed receiver functions for PR52 (a) from the inversion with a initial velocity model constrained with MT (red is the synthetic RF, black is the observed stacked RF) and (b) by inversion constrained with the cross gradient* . . . . . 275

6.12 Résultats des inversions contraintes avec les gradients croisés pour l'ensemble des stations situées sur le profil 2 (Fig. 1.5 et 6.1), représentés sur la section correspondante du modèle de résistivité. *Results of the inversions constrained with the cross gradient for all the stations located on profile 2 (Fig. 1.5 et 6.1), represented on the corresponding section of the resistivity model.* . . . . . 277



