



# Tomographie anisotrope du manteau superieur sous la Corne de l'Afrique: Implications geodynamiques du point chaud de l'Afar

Deborah Sicilia

► **To cite this version:**

Deborah Sicilia. Tomographie anisotrope du manteau superieur sous la Corne de l'Afrique: Implications geodynamiques du point chaud de l'Afar. Géologie appliquée. Institut de physique du globe de paris - IPGP, 2003. Français. <tel-00003005>

**HAL Id: tel-00003005**

**<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00003005>**

Submitted on 16 Jun 2003

**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.

**INSTITUT DE PHYSIQUE DU GLOBE DE PARIS**

**Département de Sismologie, UMR CNRS 7580**

**Laboratoire de Sismologie Globale**

Mars 2003

**THÈSE**

pour l'obtention du diplôme de

**DOCTEUR EN GÉOPHYSIQUE**

*SPÉCIALITÉ : Géophysique Interne*

présentée par

**Deborah SICILIA**

le lundi 17 Mars 2003, à 10 h, en salle bleue.

---

**Tomographie anisotrope du manteau supérieur sous la  
Corne de l'Afrique:**

**Implications géodynamiques du point chaud de l'Afar**

---

**Thèse soutenue publiquement devant le jury composé de:**

M. Claude JAUPART ..... Président du Jury  
M. Michel CARA ..... Rapporteur  
M. Pierre-Yves GILLOT ..... Rapporteur  
M. Jeannot TRAMPERT ..... Examineur  
M. Jean-Paul MONTAGNER ..... Directeur de Thèse

---

I.P.G.P., Tour 24, 4<sup>e</sup> étage, 4 place Jussieu, 75252 PARIS CEDEX 05, FRANCE.

Tél: (+33) 1.44.27.48.96 Fax: (+33) 1.44.27.38.94



*"Savoir que l'on sait ce que l'on sait et savoir que l'on ne sait pas ce que l'on ne sait pas, voilà la véritable Science."*

Confucius



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>7</b>
<b>Introduction</b>	<b>11</b>
<b>1 L’Afar, paradis des géologues</b>	<b>15</b>
1.1 Contexte géodynamique . . . . .	15
1.2 Les Points chauds . . . . .	23
1.2.1 Définition du terme “Point Chaud” . . . . .	23
1.2.2 Evidence de l’existence des points chauds . . . . .	27
1.2.3 Hypothèses sur la structure des panaches mantelliques . . . . .	30
1.3 Projet “Corne de l’Afrique”: Pourquoi et comment? . . . . .	33
1.3.1 Un point triple unique au monde . . . . .	33
1.3.2 Le degré 2 . . . . .	34
1.3.3 Déploiement d’un réseau temporaire . . . . .	36
<b>2 Théorie et Méthodologie</b>	<b>39</b>
2.1 Généralités . . . . .	39
2.1.1 Ondes de surface . . . . .	39
2.1.2 Anisotropie sismique . . . . .	43
2.2 Calcul de la vitesse de phase . . . . .	48
2.2.1 Sismogrammes synthétiques . . . . .	48
2.2.2 Algorithme des “Montagnes russes” . . . . .	53
2.3 Procédure tomographique . . . . .	60
2.3.1 Introduction à la tomographie . . . . .	60
2.3.2 Régionalisation . . . . .	62
2.3.3 Inversion en profondeur . . . . .	68
2.4 Origine des données . . . . .	73
2.4.1 Les stations temporaires . . . . .	74
2.4.2 Sélection des données . . . . .	75
<b>3 Modèles 2D de la région</b>	<b>81</b>
3.1 Tests de résolution . . . . .	81
3.1.1 Influence de la couverture des trajets . . . . .	81

3.1.2	Influence de l'anisotropie sur un modèle isotrope . . . . .	85
3.2	Choix d'une longueur de corrélation $L_{cor}$ . . . . .	85
3.3	Cartes de vitesses de phase . . . . .	87
3.4	Cartes d'anisotropie . . . . .	92
3.5	Comparaisons avec différents modèles . . . . .	94
3.5.1	A partir du même jeu de données . . . . .	95
3.5.2	A partir d'études antérieures . . . . .	97
3.6	Calcul de vitesses de phase interstations . . . . .	100
3.6.1	La méthode de calcul . . . . .	100
3.6.2	Vitesses de phases pour des segments interstations . . . . .	101
3.6.3	Comparaison avec les résultats de régionalisation . . . . .	105
3.6.4	Confrontation avec des études antérieures d'interstations . . . . .	105
3.7	Cartes de vitesses de phase des premiers modes des ondes de Rayleigh . . . . .	106
<b>4</b>	<b>Structure 3D de la Corne de l'Afrique</b>	<b>111</b>
4.1	Test synthétique . . . . .	111
4.2	Anomalies de vitesse et d'anisotropie en profondeur . . . . .	113
4.2.1	Perturbations de vitesse des ondes $S_V$ . . . . .	113
4.2.2	Anisotropie azimutale . . . . .	114
4.2.3	Anisotropie radiale . . . . .	116
4.3	Comparaison des modèles de vitesses d'ondes $S_V$ . . . . .	116
4.4	Sections à travers le modèle 3D . . . . .	120
4.5	L'anisotropie, un douloureux problème... . . . . .	124
4.5.1	Influence des modes harmoniques sur les ondes de Love . . . . .	125
4.5.2	Influence de l'inégalité des trajets sur $\xi$ . . . . .	131
4.5.3	Lien entre courants de convection et anisotropie . . . . .	135
4.6	Comparaison avec des études d'ondes de volume . . . . .	136
4.6.1	Les ondes SKS . . . . .	136
4.6.2	Les ondes converties ou <i>receiver functions</i> . . . . .	140
4.7	Interprétation géodynamique . . . . .	141
4.7.1	L'Ouest de l'Afrique: Résultat d'une edge-driven convection? . . . . .	141
4.7.2	Arguments pétrographiques et géochimiques . . . . .	145
4.7.3	Un lien avec l'histoire? . . . . .	147
	<b>Conclusion et Perspectives</b>	<b>149</b>
	<b>A Echelle géologique</b>	<b>153</b>
	<b>B Inventaire des stations sismologiques</b>	<b>155</b>
	<b>C Abstract of the submitted article to GJI</b>	<b>157</b>
	<b>Références Bibliographiques</b>	<b>159</b>

# Je remercie...

Après des semaines d'écriture, le plaisir de coucher quelques caractères sur papier est d'autant plus grand que l'on peut enfin se permettre d'utiliser la première personne et que cette partie sera probablement la plus lue de cette thèse. Mais si le "je" n'est pas d'usage dans un manuscrit, c'est évidemment qu'un tel travail ne peut être le fruit d'une seule personne. C'est pour cette raison que je tiens à remercier toutes les "bonnes âmes" qui ont contribué à l'élaboration de cette thèse.

C'est au cours du printemps 1999, sur une plage de Cargèse (Corse) que je suis allée à la rencontre de Jean-Paul Montagner. Bien qu'il s'agissait d'une école d'été, il faut avouer que l'idée de la thèse présentait un certain attrait, non? N'ayant point effectué mon DEA à l'Institut de Physique du Globe de Paris, je remercie donc Jean-Paul qui a fait les démarches nécessaires pour m'attribuer une bourse et m'accepter dans son laboratoire, malgré un sujet non défini au départ.

Toujours dans le cadre de mon arrivée à l'I.P.G.P., je reste évidemment redevable à Claude Jaupart, directeur de l'établissement. Je le remercie également pour avoir accepté de présider le jury à ma soutenance.

Le plus gros labeur revient à Michel Cara et Pierre-Yves Gillot, tous deux rapporteurs de mon manuscrit. J'espère qu'ils ne se sont pas trop arrachés les cheveux en me lisant... Une perruque en contrepartie ne serait cependant pas à la hauteur de mes remerciements! Je leur suis très reconnaissante d'avoir accepté de juger ce travail.

Enfin, je remercie beaucoup Jeannot Trampert d'avoir fait le voyage d'Utrecht et d'avoir pris la fonction d'examineur lors de ma soutenance.

Je l'ai toujours dit, tout est relatif dans la vie! C'est pourquoi venant de Suisse, je fus agréablement surprise de l'ambiance qui régnait au laboratoire de sismologie. Il y avait enfin de la vie dans les couloirs! Des couloirs généralement animés par notre cher Alain Simonin national qui malgré une retraite bien méritée nous a fait le plaisir de revenir faire des discours politiques auxquels je ne comprends rien durant les pauses-café!

Ahhh quel bonheur ces petites (oui bon... façon de parler bien sûr!) pauses-café qui nous donnent un peu d'entrain au travail! Merci donc à Sophie Gozlan pour ses cafés bien corcés qui réveillent pour la journée! Et puisque nous parlons des professionnels de l'administration, je n'oublierai pas Marie-Christine Roche qui a du faire preuve de



persévérance pour nous trouver une chambre d'hôtel à Strasbourg (mission impossible surtout durant la période des assemblées au parlement européen) et Ghislaine Pernet, bien rigolotte quand elle entame une discussion des plus passionnées avec son ordinateur. J'ai une pensée bien forte pour Fred (Thion) et ses belles expressions du Sud-Ouest!

Si animation il y a eu dans ce labo, c'est également grâce à tous les petits coups de gueule exprimés à cause des pannes informatiques. Et oui, pas toujours évident de terminer une thèse en trois ans quand le réseau est en disfonctionnement une fois sur cinq (l'exagération est faible!). Et pour remédier à ces problèmes, nous ne manquerons pas de remercier comme il se doit toute l'équipe des petits génies des machines qui n'en font qu'à leur tête: Geneviève Moguilny (qui soit dit en passant a bien d'autres préoccupations que les ordinateurs, mais chuuutttt!!!), Alex Nercessian et Sylvie Barbier qui n'a pas la tâche facile avec les données Géoscope. Quant à Faisal Bekkouche, l'arrivée dans ce labo fut plus que remarquée! En effet, grâce à l'absence prolongée des pannes informatiques, j'ai enfin pu terminer ma thèse! Donc pour ceci et peut-être aussi un peu pour tes goûts vestimentaires bien appréciables, je te remercie beaucoup Faisal! Toujours dans le domaine de l'esthétique (oui, ça existe aussi en sciences!), un grand merci également à Geneviève Patau pour ses coups de mains en GMT qui permettent de faire de jolies figures. Ce domaine concerne aussi Marie-France Esnault avec qui on peut parler autant de chiffons que de cuisine mais toujours autour d'un bon café!

Pour parler sciences, rien de tel que les bons conseils avisés d'Eric Debayle. Son objectivité et ses encouragements m'ont beaucoup servi et je le remercie profondément. La clarté des explications de Vincent Courtillot avec qui j'ai eu la chance de discuter m'a fait voir la science et ma thèse d'un oeil différent. A l'écouter, ses paroles ne suffisaient pas à assouvir notre soif... Je le remercie sincèrement. Dans l'enceinte du labo, je dirai également merci à Eléonore Stutzmann et Eric Clévédy. Merci à Geneviève Roullet pour m'avoir prêté le PC et raconté tous les petits ragots du labo! Merci aussi pour ta présence lors de notre voyage au Yémen. Je remercie bien sûr Jean-Claude Lépine pour avoir tenté de m'apprendre à installer un sismomètre large-bande et pour m'avoir aidé dans tous mes petits ennuis concernant les données récoltées aux stations temporaires! Son sens de l'humour un peu spécial était toujours le bienvenu!

Mais après tout, l'animation du labo se fait essentiellement à travers la jeunesse, non? Il est donc temps de remercier tous les étudiants toujours très disponibles pour les conseils pratiques et avec qui j'ai passé la plupart de mon temps à faire des pauses, à partager les bons moments des congrès mais aussi ceux qui ont rendu les nombreux week-end emprisonnés au labo un peu plus agréables. Honneur aux anciens qui ont déjà quitté le labo, à savoir Thomas Mensch, Luis Velasquillo, Romain Prioul, Yann Capdeville, Christophe Clément (alias Max), Christophe Gaboret (alias Ben), ainsi que Juliette Artru et Audrey Galvé pour les filles toujours en minorité!

Je souhaite tout le courage du monde à Amal Sebai, Nicolas Houlié, Hugues Chenet, Frédérick Boudin, Carène Larmat pour terminer au plus vite leur thèse. Antonio dai sei cuasi a la fine! Grazie per tutto! J'ai une pensée particulière pour Thomas Bérard qui à l'heure où j'écris ces quelques lignes est lui aussi devenu docteur... Cher compagnon

de mes soirées de travail, je te remercie pour les nombreux ravitaillements! Madame Raphaële Millot-Langet (alias miss Tétris), voyons soyez raisonnable si vous souhaitez soutenir avant la fin de l'année! En tout cas, merci d'être venue renforcer le pouvoir féminin dans ce bureau 11 et surtout pour cette découverte qui n'a rien de scientifique mais tout de délicieux: ces petits financiers qui nous donnent du baume au coeur et dont Laurent Guillot raffole! Ahh la la, ma thèse aurait été tout autre sans mon ptit Lolo adoré qui passe des heures à se pomponner dans la salle de bains... Son sens de l'humour des plus subtils est à la hauteur de son savoir scientifique auquel j'ai souvent fait appel. Merci et je vous souhaite le plus grand bonheur à toi et Flo avec l'arrivée du petit être Guillot! Je garderai un excellent souvenir des semaines américaines et portugaises passées avec toi et Henri. Vives les croquetches et le duc Big Lebowski! Merci à vous deux ainsi qu'à Cerise et son rire communicatif pour la fabuleuse semaine de ski! Et s'il y a bien une personne que je ne pourrais jamais remercier comme il se doit, il s'agit bien sûr d'Eric Beucler. Ce gros râleur incarne aussi la gentillesse et la générosité. Je lui suis très reconnaissante de m'avoir accueillie dans son humble demeure avec Caro à mon arrivée à Paris et pour avoir joué les co-directeurs de thèse! Merci aussi de m'avoir incitée au snowboard!

Enfin, il reste une personne qui vient de partir pour l'Angleterre et que je n'ai pas encore remerciée... mais remercier pour quoi au fait? Pour avoir corrigé ma thèse ou pour avoir fait le voyage afin d'assister à ma soutenance? Non, mais plutôt tout simplement pour avoir rendu mes trajets au labo plus joviaux, pour avoir fait d'agréables et longues (oui parfois trop longues, non?) pauses et pour m'avoir fait mourir de rire alors que les circonstances ne le voulaient pas toujours. En réalité, je te remercie surtout, cher Alan Kristen Vigner Yzambart de Kermabilou, de m'avoir fait découvrir la Bretagne mais aussi les nuits parisiennes! Bien évidemment c'est aussi grâce à toi que j'ai pu partager des moments privilégiés avec le fameux 15 rue Pétion. Merci à Pasc, la voisine et Betty pour les repas du lundi midi et pour les histoires qui n'en finissent pas... Merci à Hervé pour toutes ces ptites coupes! Merci à Nath et Manu les colocs originaux du premier étage. Grâce à vous tous, autant Alan que moi avons pu trouver un peu de réconfort lors d'apéros dinatoires et nous changer les idées quand nous en avons besoin!

Virgi (ou l'expatriée normande), je te remercie d'avoir honoré ma soutenance par ta venue ainsi que pour les nombreux encouragements que j'ai reçus de ta part et pour ta personnalité cachée...

S'il y a bien une personne qui n'a pas cessé de croire en moi, c'est bien Greg, le ptit Suisse! Merci à toi et Sandrine, mais désolée je ne compte toujours pas revenir en Suisse travailler pour le moment.

Quant à toi Sophie, je te remercie de ta venue à ma soutenance. Si j'en suis là aujourd'hui, c'est en grande partie grâce à toi. Tout cela à cause d'une idée loufoque de vouloir partir de l'autre côté du Röstli Graben... Bien que je ne le referai pas maintenant, je ne regrette rien et surtout pas les martini schweeps, les nuits blanches et les voyages au bout du monde! L'amitié à distance, c'est pas facile! Même si j'aimerais que nos routes se croisent un jour je crois qu'il va falloir accepter leur parallélisme et croire en ce qui nous lie... Je te souhaite bon courage pour la fin de thèse et de retrouver ta bonne étoile pour le cours de ta vie.

C'est à Nath et Manu que revient la palme d'or puisque pendant de nombreuses semaines, ma vie se résumait à votre présence. Je n'aurais pu aller jusqu'au bout (car je serais morte de faim avant!) sans votre bonté. Vous avez tous deux éclairé de vos plus beaux rayons l'obscurité dans laquelle j'ai sombré pendant ces derniers mois.

Manu, t'inquiète pas, je ne compte pas me relancer dans une seconde thèse, à moins que... si je me lançais dans la psychologie, qu'est-ce que tu en dis? Sache que tu possèdes le meilleur anti-stress que je connaisse! Je ne pourrais jamais m'en lasser... Merci pour avoir rendu cette période la plus simple possible et pour ton soutien de tous les jours.

Nath, je te remercie énormément pour tous ces knackis avec petits pois! Je me demande encore comment j'aurais fait sans eux! Mais que dirais-tu si on les remplaçait par quelques tapas de Madrid, hein? Encore merci pour la lecture de ma thèse, même si, malgré tout, tu as laissé échapper bon nombre de fautes d'orthographe. Le destin t'a mise sur ma route, voyons ce que les anges décideront...

Je remercie bien entendu ma petite famille. Sans vouloir jouer à Céline Dion, un grand merci à mes grands-parents et à leurs petits coups de pousse tout au long de mes études; vous m'avez permis de découvrir de très beaux endroits sur cette Terre.

Fabien, euh... c'est plutôt toi qui devrait me remercier d'être partie faire des études, non? Je te souhaite bonne chance pour terminer les tiennes en espérant que tu trouves bientôt ta voie, ici ou ailleurs...

Enfin, cette thèse est dédiée à mes parents (même s'il n'y comprennent rien!) qui m'ont encouragée à prendre la route que j'ai suivie jusqu'à aujourd'hui et qui n'ont cessé de se priver pour me donner le meilleur qu'ils puissent m'offrir. Je n'aurais jamais pu en espérer autant. Merci du fond du coeur à vous deux!

# Introduction

Cela fait maintenant plusieurs siècles que l'homme plonge vers la connaissance de la Terre, noyée depuis 4.5 milliards d'années dans un océan d'astres et de poussières. La complexité de cette minuscule tête d'épingle rend ce périple d'autant plus énigmatique pour les scientifiques toujours à la recherche de la moindre découverte qui leur permettrait de progresser dans leur passionnante quête terrestre. Parmi toutes les avancées subsistent encore nombre de questions. Nous ne sommes effectivement pas encore au seuil de prédire les tremblements de terre, cependant c'est à travers cette méconnaissance que la science puise son intérêt. A l'heure où il est déjà question de voyages touristiques dans l'espace, les sciences de la terre perdraient de leur intérêt si le "*Voyage au centre de la Terre*" était lui aussi d'actualité.

Cette science pluridisciplinaire a pour but de comprendre non seulement les phénomènes naturels agissant en surface et interprétables alors par observations de terrain, mais également ceux qui se produisent dans les entrailles de la Terre. Ceux-ci nécessitent par contre des moyens que seule la sismologie peut nous prêter. En effet, en l'absence de carte de l'intérieur de la Terre, seules les ondes sismiques provoquées par les tremblements de terre sont invitées à atteindre le cœur de la planète et à nous en donner une image qui se rapproche au mieux de la réalité. A travers la tomographie, la sismologie est ainsi l'une des rares disciplines qui puisse nous fournir des informations sur la structure profonde du globe. Les ondes de volume, capables de traverser le noyau terrestre, nous renseignent sur tous les niveaux de profondeur mais n'échantillonnent que le chemin parcourant le rai de la station à l'épicentre, alors que les ondes de surface, outil principal de cette thèse, ont l'avantage de fournir des indications sur un segment nettement plus épais. Ceci présente par ailleurs l'atout d'une bonne couverture des océans malgré le manque de stations en mer. Néanmoins et de par leur définition, leur limite de résolution ne dépasse pas la zone de transition entre manteau supérieur et manteau inférieur. A noter que ce sont les principales initiatrices des dommages causés à la surface de la terre par des séismes résultant du mouvement des plaques tectoniques. Cette mobilité est elle-même engendrée par des cellules de convection dans le manteau. Le refroidissement de la Terre dégage en effet de la chaleur dont l'énergie thermique est responsable de la dynamique planétaire. Des remontées ponctuelles de magma appelées "*points chauds*" prennent place en certains endroits de la Terre, souvent océaniques bien que quelques fois continentaux comme c'est le cas pour le point chaud de l'Afar. Ce dernier, situé à l'intersection de trois frontières de plaques, est considéré comme le lieu de prédilection pour étudier le phénomène interactif entre les points chauds et la lithosphère. Afin de surveiller de façon assidue le comportement de la plus jeune région émergée au monde, les scientifiques ont la chance de pouvoir disposer de l'observatoire

géophysique d'Arta (IPGP/ISERST) situé en République de Djibouti dans la dépression de l'Afar. Cet observatoire fut établi en 1976, neuf ans après qu'Haroun Tazieff ait dirigé la première expédition scientifique de l'Erta Alé (Ethiopie), un des rares volcans actifs à posséder un lac de lave en fusion. Dès lors, de nombreuses investigations ont succédé à celle de l'éminent volcanologue. Cette thèse entre justement dans le cadre d'un projet mené par l'INSU (Institut National des Sciences de l'Univers) sous le nom de "Corne de l'Afrique" dont le thème "Panaches" fut animé par I. Manighetti. L'objectif consiste à fournir une image de la structure tri-dimensionnelle du point chaud et d'en définir son origine ainsi que sa profondeur, autrement dit, de déterminer son rôle géodynamique. Le point fort de ce chantier repose sur le côté désertique de la région et par conséquent ses facilités d'accès aux observations géologiques, tandis que son handicap relève du plan politique et de la sécurité qui s'y rattache. L'installation de stations temporaires n'a d'ailleurs malheureusement pas toujours été à la hauteur des espérances escomptées.

L'Afrique est un continent géologiquement intéressant. A travers sa théorie de dérive des continents, A. Wegener révolutionna déjà la science grâce à la similarité entre la bordure occidentale de cette plaque et la bordure orientale de l'Amérique du Sud. De nombreux scientifiques se sont attardés à entreprendre des études tomographiques du continent, mais aucune d'entre elles ne s'était encore réellement consacrée à cette région limitée qu'est la Corne de l'Afrique. L'apport essentiel de cette thèse provient de sa présentation de modèles d'anisotropie, capables de répondre aux questions de flux de matière dans le manteau supérieur.

Cette thèse est divisée en quatre chapitres:

- Le premier chapitre servira de partie introductive à notre travail. Nous relaterons tout d'abord brièvement l'histoire géologique de la région à laquelle nous avons consacré cette étude, à savoir la Corne de l'Afrique. L'intérêt étant principalement dédié au point chaud de l'Afar, nous nous attarderons d'abord sur la définition de ce terme ainsi que sur la vision que l'on a d'un panache mantellique, avant de présenter les motivations d'un tel choix géographique.
- Le second chapitre sera quant à lui consacré à la partie théorique et méthodologique. Nous présenterons les outils utilisés pour l'élaboration des modèles; la dispersion des ondes de surface et l'anisotropie sont deux concepts fondamentaux en sismologie. Nous rappellerons les principes connus du calcul de sismogrammes synthétiques et exposerons une nouvelle méthode utilisée pour le calcul de la vitesse de phase. L'aspect théorique bien connu aujourd'hui de la procédure tomographique est présenté. Finalement, nous discuterons de l'origine et de la sélection des données.
- Le troisième chapitre sera destiné aux résultats de régionalisation du mode fondamental des ondes de Rayleigh et de Love. Des modèles de perturbations de vitesse et les distributions des directions d'axe rapide d'anisotropie seront comparés à des études antérieures. L'amplitude des anomalies de vitesse sous le point chaud de l'Afar sera vérifiée à l'aide de calculs interstations. Quelques cartes de vitesses

de phase des premiers harmoniques des ondes de Rayleigh figureront à la fin du chapitre.

- Le quatrième chapitre traitera de la structure 3D de la région étudiée. L'inversion simultanée des ondes de Love et Rayleigh nous livre les perturbations de vitesses d'ondes  $S_V$  et d'anisotropie azimutale et radiale. Des coupes à travers différents profils de la région seront illustrées afin de déterminer au mieux la structure sismique sous la Corne de l'Afrique. Les résultats d'anisotropie seront confrontés à des études d'ondes  $SKS$  et certains points problématiques seront discutés. Nos modèles nous conduiront à émettre quelques suggestions d'interprétation géodynamique.



# Chapitre 1

## L'Afar, paradis des géologues

Ce premier chapitre est destiné à présenter la région qui nous intéressera tout au long de ce travail, à savoir la Corne de l'Afrique et son point chaud de l'Afar. Après une brève présentation d'une situation géographique et tectonique qui n'existe nulle part ailleurs dans le monde, nous retracerons les événements majeurs qui ont affecté le pays depuis 30 Ma. Afin de pouvoir se repérer dans le temps, une échelle géologique figure à la fin de la thèse (Annexe A). Nous définirons également le terme de point chaud et verrons son évolution dans le temps grâce, notamment, à des expériences de laboratoire et numériques. Quelques hypothèses sur la structure des panaches mantelliques seront mises en avant alors que les interrogations rattachées à l'objet "point chaud" restent encore nombreuses. Le chapitre s'achèvera par les motivations qui ont suscité l'intérêt de ce travail à travers le choix géographique de l'Afar.

### 1.1 Contexte géodynamique

La dépression de l'Afar se situe dans la Corne de l'Afrique, au Sud de la mer Rouge. Comme son nom le laisse entendre, la majeure partie du site a une topographie peu élevée, voire réside à une altitude inférieure à celle du niveau de la mer. Grâce à une vue prise d'avion, on s'aperçoit que s'il n'y avait pas la parcelle d'eau qui les sépare, la péninsule arabique pourrait s'emboîter dans l'Afrique, de la même manière que l'Amérique du Sud y trouverait son encastrement du côté opposé. Cependant, en y regardant de plus près, on remarque une sorte d'excroissance du continent africain, au niveau du Yémen, qui l'empêche de coïncider parfaitement avec l'Arabie (Fig.1.1). Cette région à géométrie triangulaire, surplombée par des hauts plateaux, est ce que l'on nomme "la dépression de l'Afar". C'est également un des déserts les plus chauds de la Terre qui couvre principalement l'Ethiopie, mais aussi le Sud de l'Erythrée et une partie de la Somalie. La sécheresse, mêlée à l'intense activité volcanique et sismique sculptent le paysage de façon spectaculaire depuis près de 30 Ma. De surcroît, l'absence de végétation facilite la découverte de cet endroit unique au monde, où tout ce qui se déroule normalement à plusieurs kilomètres de profondeur est ici exposé à la surface. Les scientifiques ont ainsi le privilège de lire l'histoire de la Terre comme dans un gigantesque livre ouvert de géologie.



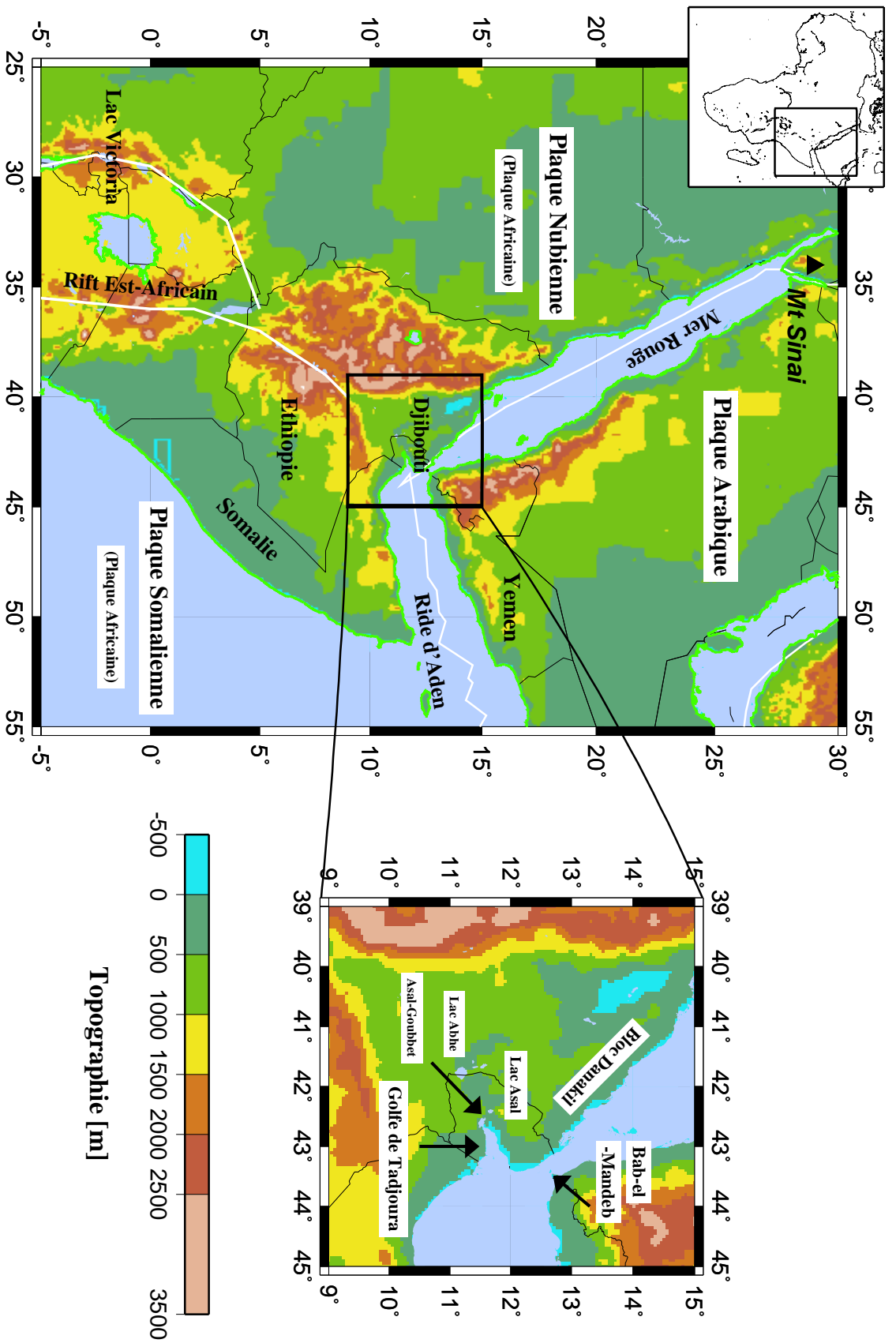


FIG. 1.1: (A gauche) Carte de la Corne de l'Afrique et de la dépression de l'Afar à l'intersection des trois plaques nubienne, somalienne et arabique. La délimitation de ces plaques est définie par la ride de la Mer Rouge, celle d'Aden ainsi que par le rift Est-Africain. La différence dans les couleurs détermine la topographie s'élevant jusqu'à 3500m. (A droite) Zoom sur le triangle de l'Afar et ses quelques singularités géographiques.

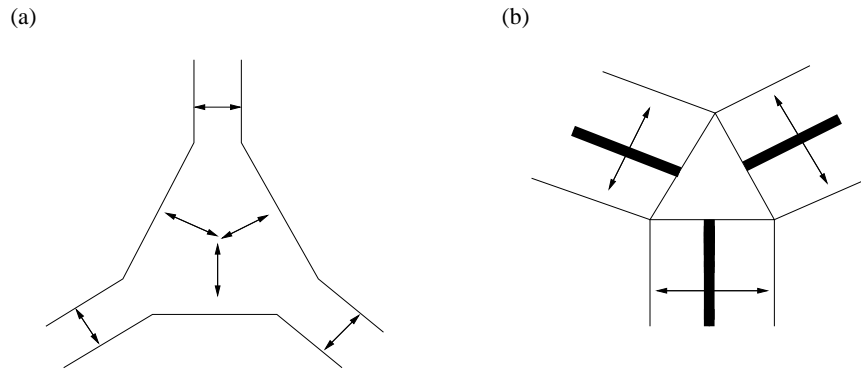


FIG. 1.2: (a) Schéma simplifié de la distribution extensive qui caractérise l'Afar et qui est typique d'une zone de jonction triple continentale. (b) Géométrie de la zone déformée pour une jonction triple océanique. Les doubles flèches divergentes sont représentatives des directions d'extension (D'après Jestin & Huchon, 1992).

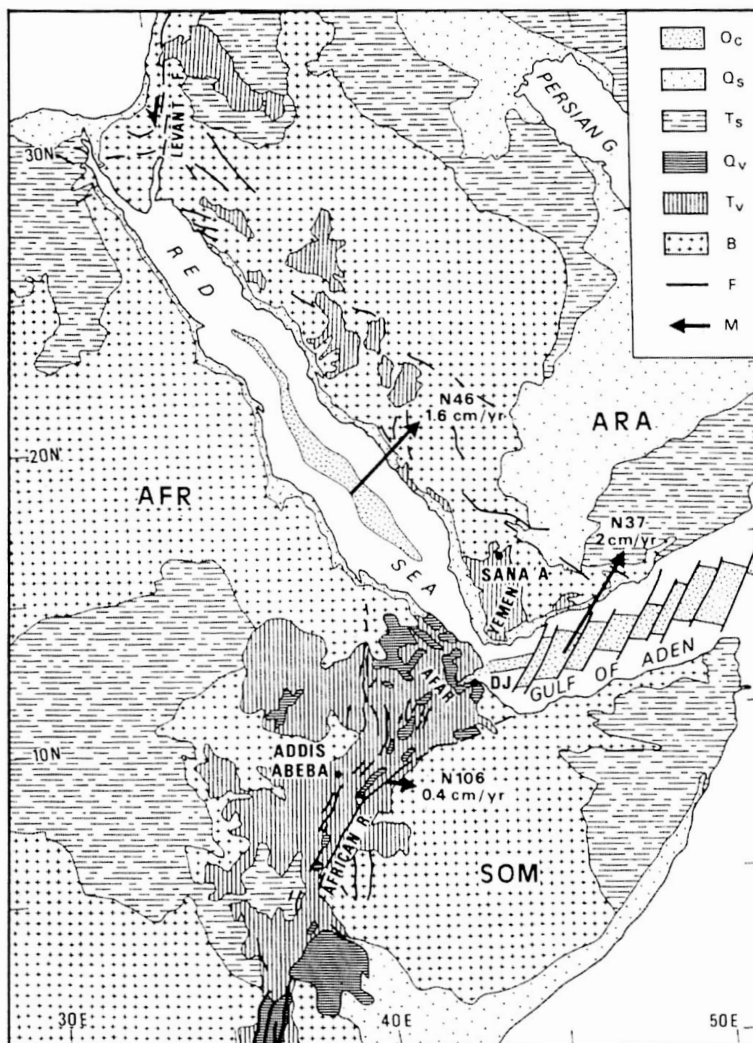


FIG. 1.3: Carte géologique simplifiée de la jonction triple Afar (mer Rouge, golfe d'Aden et Rift éthiopien). O<sub>c</sub>: croûte océanique démontrée par les anomalies magnétiques. Q<sub>s</sub>: sédiments quaternaires. T<sub>s</sub>: sédiments tertiaires. Q<sub>v</sub>: volcanisme quaternaire. T<sub>v</sub>: volcanisme tertiaire. B: socle anté-tertiaire. F: principales failles. Flèches (M): direction et vitesse (en cm/an) du mouvement relatif actuel de l'Arabie (ARA) par rapport à l'Afrique (AFR) et la Somalie (SOM). DJ: Djibouti (Jestin & Huchon, 1992).

TAB. 1.1: Récapitulatif des événements survenus en Afar entre 30 Ma et aujourd'hui. Les vitesses d'ouverture des trois rifts, exprimées en cm/an, proviennent de Jestin & Huchon (1992).

Age [Ma]	Rift Ethiopien	Mer Rouge	Golfe d'Aden
Oligocène (30Ma)	1 <sup>er</sup> événement volcanique (Trapps) Extension E-W	1 <sup>er</sup> événement volcanique (Trapps) Extension E-W	1 <sup>er</sup> événement volcanique (Trapps)
Miocène (23-7 Ma)	Important volcanisme rhyolitique (15-11 Ma)	Océanisation Décrochement du bloc Danakil	Ouverture Océanisation
Pliocène (7-2 Ma)			Golfe de Tadjoura
Aujourd'hui	0.4 cm/an	1.6 cm/an	2 cm/an Rift Asal-Ghoubbet

Comme nous pouvons le constater sur la Figure 1.1, les plaques arabe et nubienne qui constituent ensemble la plaque africaine et la plaque somalienne se rencontrent toutes trois en un point que l'on appelle *point de jonction triple*. Cette disposition d'origine continentale donne lieu à la convergence de trois rifts dont la configuration diffère de celle habituellement admise pour une jonction triple océanique. En effet, dans le cas de l'Afar, les ouvertures se situent aux sommets de la zone de déformation triangulaire (Jestin & Huchon, 1992) (Fig.1.2a) alors que dans le cas océanique, la largeur des rifts correspond avec les côtés du triangle (Patriat & Courtillot, 1984) (Fig.1.2b).

Le régime extensif régnant actuellement dans la Corne de l'Afrique se traduit par les trois rifts suivants:

- La mer Rouge délimite la plaque Arabie de l'Afrique. C'est une entaille longue d'environ 2000km et large de 230km (Gaulier & Huchon, 1991) qui relie le Sud du Sinaï au détroit de Bab-El-Mandeb (Fig.1.1).
- La ride d'Aden s'étend de l'océan Indien jusqu'au Sud de la mer Rouge et sépare la plaque Somalie de l'Arabie. A son extrémité Ouest, elle se prolonge avec le golfe de Tadjoura, à l'intérieur de la République de Djibouti. Ce rift se démarque des deux autres par sa structure *en échelon* (Fig.1.3).

- Le Rift éthiopien ou Est-Africain constitue la frontière entre la Nubie et la Somalie. Il commence au Sud de la dépression, traverse l’Ethiopie, le Kenya (où il se sépare en deux branches, communément appelées la branche orientale et la branche occidentale) et se termine au Sud de la Tanzanie. Il s’étend sur plus de 6000km.

Les deux premiers sont immergés depuis environ 13 Ma alors que le troisième est à l’heure actuelle toujours émergé (Fig.1.3). Bien qu’actives à différents âges, ces limites naturelles datent environ de la même époque (Miocène Inférieur) mais disparaissent toutes en Afar. D’autre part, comme aucune trace de croûte océanique n’a été décelée dans le détroit de Bab-El-Mandeb, cela définit la région comme étant le dernier point d’attache entre l’Afrique et l’Arabie. Ces deux plaques ne cessent pourtant de s’éloigner afin de former, dans le futur, un nouvel océan. Mais auparavant relatons les étapes successives d’une telle mise en oeuvre. Comme l’objectif de ce travail n’est pas de retracer minutieusement la géologie de la région, très complexe dans ses détails. Seul un schéma simplifié des événements qui s’y sont déroulés sera exposé.

C’est en 1967, époque où la théorie de Wegener (Wegener, 1915) à propos de la dérive des continents est enfin admise par la communauté scientifique, qu’une expédition du CNRS (*Centre National pour la Recherche Scientifique*) prend conscience de la formation d’un océan dans la région de l’Afar. En effet, selon la tectonique des plaques, l’ouverture entre deux continents doit mener à la formation d’un océan qui lui-même par sa perpétuelle extension générera une nouvelle croûte océanique. A l’initiative de G. Marinelli et H. Tazieff, une première équipe internationale est alors créée pour en étudier la géologie (Tazieff *et al.*, 1969). Les expéditions se sont depuis répétées jusqu’à nos jours et c’est ainsi que l’on connaît aujourd’hui l’histoire longtemps controversée de la formation de l’Afar. En effet, le modèle de propagation du rift de la mer Rouge de Courtillot (1982) et Courtillot *et al.* (1987) diffère par exemple de celui de Le Pichon & Gaulier (1988). Contrairement aux premiers auteurs, ils distinguent la plaque somalienne de la plaque nubienne et proposent ainsi une augmentation du taux d’expansion des rides de la mer Rouge et d’Aden par 4, incohérente avec un rifting continental continu. En regard de cela, nous allons présenter ici un résumé (Tab.1.1) se découpant en 3 étapes principales:

### 1. Oligocène: Bombement et début du rifting (30 Ma)

Il faut remonter à l’ère Tertiaire, et plus précisément à l’Oligocène, pour constater le premier phénomène qui affecta la région. En effet, il y a près de 30 Ma, alors que l’Afrique et l’Arabie étaient encore soudées l’une à l’autre, un bombement de la croûte et du manteau, causé par une remontée de magma, provoqua des cassures. Cette date, caractéristique de grands changements bioclimatiques avec notamment l’avancée des glaciations, fut retrouvée par Hofmann *et al.* (1997) grâce à des analyses de  $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ . Les auteurs déduisent également que cet important volcanisme fut de courte durée, à savoir, qu’il n’a pu dépasser le million d’années. Des études récentes combinant des analyses de  $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$  et de  $K/\text{Ar}$  viennent appuyer ces résultats. En effet, Coulié *et al.* (2001) estiment que la majeure partie des épanchements basaltiques d’Ethiopie s’édifie autour de 30.5 Ma et en moins de 1 Ma alors que les datations obtenues au Yémen

semblent se répartir davantage dans le temps. Ces énormes épanchements de lave ( $10^6 \text{ km}^3$  sur plus de  $500\,000 \text{ km}^2$ ) ont permis l'empilement de basaltes généralement alcalins que l'on nomme *trapps* et que l'on peut observer sur les plateaux éthiopiens et yéménites (Geukens, 1960; Civetta *et al.*, 1978). Courtillot *et al.* (1999) soulignent l'association de ces épanchements de basalte avec le début d'un rifting continental et l'arrivée d'un nouvel océan. Suite à ce bombement, l'expansion débute avec les premières failles normales datées à 25 Ma (Barberi *et al.*, 1975) qui causent un amincissement de la croûte continentale ainsi que son affaissement. Parmi elles, une importante fracture d'orientation N-S se dessine et deviendra par la suite la mer Rouge et le rift Est-Africain. Nous assistons au stade du rift continental qui caractérise d'ailleurs encore aujourd'hui le grand rift éthiopien et sa série de volcans actifs s'étendant depuis la Tanzanie jusqu'au lac Abhe en Afar. La phase d'extension E-W touche ensuite la majeure partie du triangle de l'Afar (Jestin & Huchon, 1992) (Fig.1.4); l'Afrique résiste alors de plus en plus difficilement aux forces exercées par les mouvements des plaques nubienne et somalienne et se sépare ainsi de l'Arabie. Il en résulte une ouverture dominante de la mer Rouge et du rift éthiopien au détriment du golfe d'Aden qui, lui, résulte de l'éloignement de l'Arabie par rapport à la Somalie. Le Yémen est donc soumis à une extension E-W avant de subir une extension N-S qui sera responsable de l'ouverture nettement plus importante de la ride d'Aden au Miocène Inférieur (20 Ma) (Jestin & Huchon, 1992). La dorsale du Golfe d'Aden est le dernier des trois rifts à se former et pénètre donc dans une croûte continentale déjà déformée. Courtillot *et al.* (1987) résumant cette cinématique par une extension en deux phases, à savoir d'abord une ouverture du rift éthiopien et de la mer Rouge suivie par la propagation du rift du golfe d'Aden.

## 2. Miocène Moyen: Accrétion océanique (23-7 Ma)

La déformation s'est ensuite concentrée en Afar, délaissant quelque peu le Yémen. A cette époque, nous assistons aussi à l'océanisation dans le golfe d'Aden et dans la mer Rouge alors que le rift Est-Africain reste au stade continental. En effet, entre 10 et 15 Ma, l'ouverture de la ride d'Aden commence à se propager très rapidement (13-15 cm/an) d'Est en Ouest (Courtillot, 1980; Manighetti *et al.*, 1997) venant court-circuiter la propagation du rift éthiopien. D'après les données sismiques, Gaulier *et al.* (1988) montrent que l'accrétion océanique de la mer Rouge a débuté vers 13 Ma près du Golfe de Suez. Cette dernière n'est cependant pas synchrone avec la ride d'Aden mais survient, en réalité, un peu plus tard; son plancher crustal se trouve donc être plus jeune que celui du golfe d'Aden (Laughton *et al.*, 1970). Nous nous retrouvons alors dans la situation où deux grosses failles se propagent dans une direction convergente et déchirent petit à petit la plaque africaine d'origine. Chacune évolue indépendamment l'une de l'autre et de façon opposée: celle de la mer Rouge progresse vers le Sud/Sud-Est alors que la ride d'Aden, comme nous venons de le voir, emprunte la direction Ouest/Sud-Ouest jusqu'en Afar (Courtillot, 1980; Courtillot *et al.*, 1987) pour créer plus tard le golfe de Tadjoura. Il s'ensuivra une séparation définitive de l'Arabie et l'Afrique. Toutefois, la véritable fission des plaques ne se réalisera réellement qu'au Pliocène Récent.

Cependant, les deux fissures tardent à se rejoindre. Cela peut s'expliquer par la présence du point chaud que l'on attribue à l'Afar, responsable des épanchements de

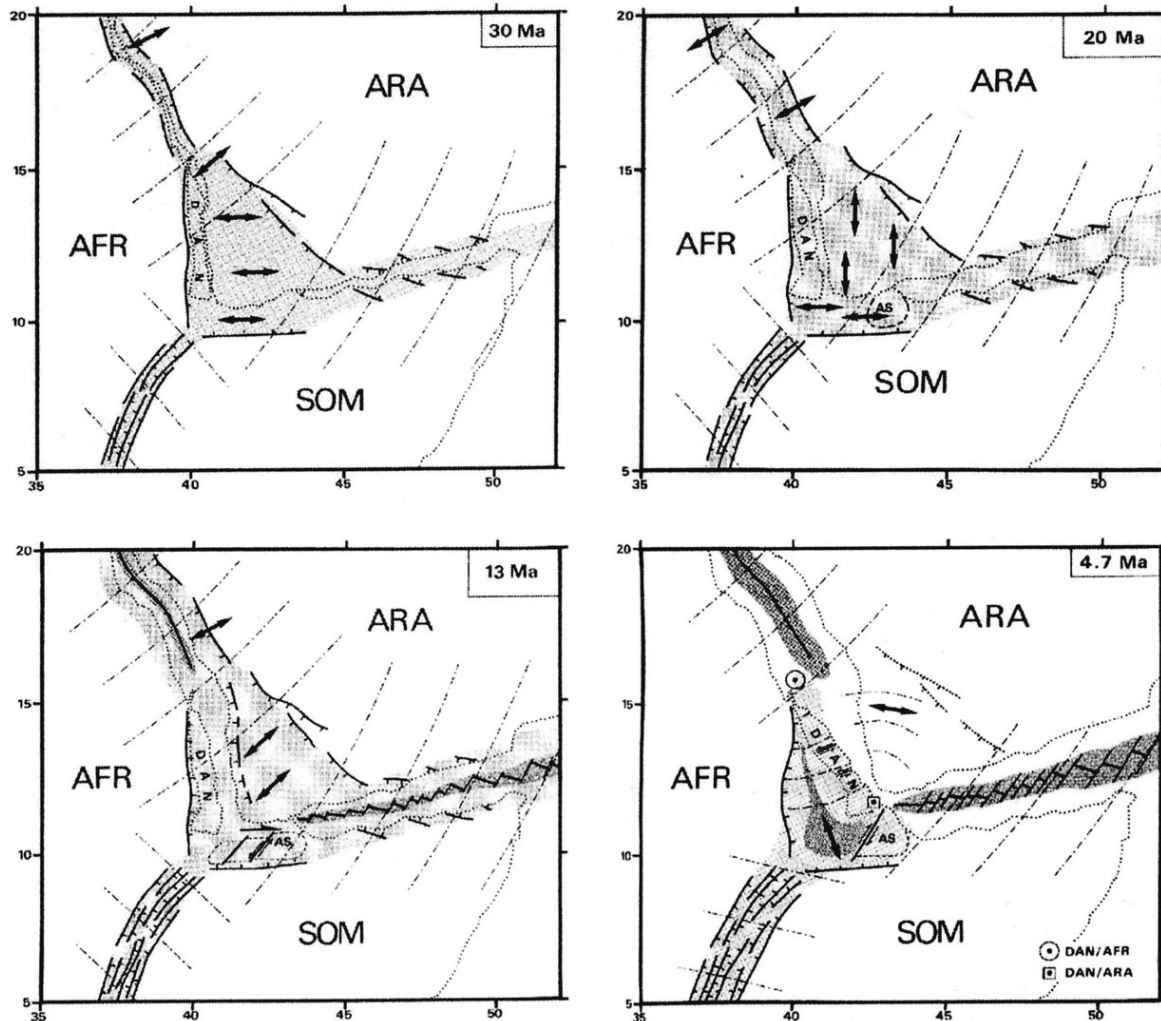


FIG. 1.4: Modèle cinématique du mouvement des plaques Arabie (ARA), Afrique (AFR) et Somalie (SOM) à l'Oligocène (30Ma), au Miocène Inférieur (20Ma), au Miocène Moyen (13Ma) et à la limite Mio-Pliocène (4.7Ma). Lignes pointillées: Lignes de côtes actuelles et limite du bloc Danakil (DAN). Grisé: zone déformée. Grisé foncé: croûte océanique. Doubles flèches divergentes: directions d'extension observées. Lignes tiretées: petits cercles autour des pôles de mouvement relatif. AS: bloc d'Ali Sabieh. La période de l'Oligocène est caractérisée par une phase d'extension E-W dominant le rift éthiopien et la mer Rouge. Influence du golfe d'Aden au Miocène Inférieur, responsable de l'extension N-S observée au Yémen. Accélération du mouvement de l'Arabie par rapport à l'Afrique et à la Somalie par un facteur de l'ordre de 4 au Miocène Moyen. La déformation se concentre alors en Afar et le long de la mer Rouge et du golfe d'Aden, d'où leur océanisation. Rotation du bloc Danakil par rapport à l'Afrique à la limite Mio-Pliocène (Jestin & Huchon, 1992).

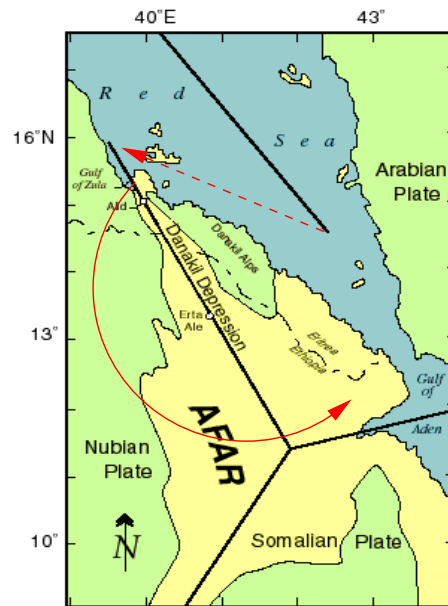


FIG. 1.5: Saut de la ride de la Mer Rouge (flèche rouge en trait pointillé) et rotation du bloc Danakil d'un angle de  $23^\circ$  qui entraîne l'ouverture du triangle de l'Afar. Les deux rotules de la bielle se situent dans le Golfe de Zula (au Nord) et dans le détroit de Bab-el-Mandeb (au Sud). (D'après Barberi & Varet, 1977).

lave datant de 30 Ma dont nous avons parlé précédemment. Il est vrai que la lithosphère s'est considérablement réchauffée et ramollie, adoptant ainsi un caractère ductile, d'où sa résistance au brisement. La rupture n'est par conséquent pas complètement achevée. Entre temps, la ride de la Mer Rouge rencontre quelques problèmes à suivre son axe d'ouverture; elle se décale soudainement vers l'Ouest au niveau de la latitude  $15^\circ\text{N}$  (Fig.1.5). L'Arabie, quant à elle, poursuit sa dérive et accélère même son éloignement par rapport à l'Afrique d'un facteur d'ordre 4 (Le Pichon & Gaulier, 1988), si bien que partant de la zone de faiblesse mer Rouge/rift Est-Africain, une petite partie de l'Afrique que l'on nomme *bloc Danakil* s'est finalement détachée du continent. Cette bielle, que certains auteurs (Barberi & Varet, 1977) songeaient d'introduire en tant que "micro-plaque" pour permettre une meilleure description cinématique, est articulée par deux rotules: l'une au Nord sur la plaque Nubienne, dans la région du Golfe de Zula (Fig.1.5) et l'autre au Sud sur la plaque Arabie, dans la zone du détroit de Bab el Mandeb. En entamant une rotation de  $23^\circ$  dans le sens inverse des aiguilles d'une montre, ce bloc a par conséquent ouvert le triangle de l'Afar (Sichler, 1980). Cette rotation explique également l'extension oblique qui a lieu dans le golfe de Tadjoura. A la même époque (16-10 Ma), le rift éthiopien est encore au stade des fortes éjections rhyolitiques (Gaulier & Huchon, 1991), alors qu'au Yémen, le volcanisme a pratiquement cessé (Capaldi *et al.*, 1987).

### 3. Pliocène à aujourd'hui: Jonction (à partir de 7 Ma)

Nous avons vu que les propagateurs peinent à se connecter. Pour parvenir à leur fin, un réseau complexe de failles se met en place, avec notamment le rift d'Asal-Ghoubbet (Fig.1.1), un prolongement de la ride d'Aden. En son extrémité occidentale se trouve le lac Asal, situé à 155 m au-dessous du niveau de la mer, en République de Djibouti. Ce lac est une impressionnante dépression évaporitique constituée de dépôts de sel et de gypse. Comme il fut déjà mentionné plus haut, l'absence de croûte océanique dans le détroit de Bab-el-Mandeb atteste que la jonction des deux rides ne s'est pas encore produite en domaine océanique. On en conclut que la séparation des plaques Arabie-Afrique n'a pas totalement abouti et se poursuit à l'heure actuelle au rythme de 2 cm/an (Manighetti *et al.*, 1997; Reilinger *et al.*, 1997) en domaine continental. Il semble que la ride de la mer Rouge ne soit plus aussi active qu'auparavant, probablement à cause du bloc Ali Sabieh (Fig.1.4) qui empêcherait sa propagation vers le Sud. Le détroit de Bab El Mandeb n'est d'ailleurs plus le siège d'une activité volcanique et sismique intense, ceci suggérant que l'activité tectonique se soit arrêtée entre 5 Ma et aujourd'hui (Gaulier & Huchon, 1991). Le rift Est-Africain, court-circuité par la ride d'Aden, continue faiblement son ouverture au rythme de 0.5 cm/an (Gaulier & Huchon, 1991) et pourrait être selon Courtillot *et al.* (1987) en phase d'avortement. Comme l'attestent les vitesses de déformation, l'activité de la région se concentre au niveau de la dépression de l'Afar (Ebinger & Hayward, 1996). L'important séisme qui s'est produit en 1978 dans le rift d'Asal-Goubbet témoigne de la forte activité tectonique du rift d'Aden alors que celui-ci a pénétré en Afar il y a moins de 2 Ma. Bien que sa vitesse de propagation soit passée de 10 cm/an à 4 cm/an à l'Ouest de 45°E, sa progression vers le Nord-Ouest pour rejoindre la mer Rouge reste importante. Dans moins de 2 millions d'années, l'Arabie sera bien définitivement séparée de l'Afrique et un véritable océan y prendra sa place dans moins de 5 millions d'années.

## 1.2 Les Points chauds

### 1.2.1 Définition du terme "Point Chaud"

"Rien ne se perd, rien ne se crée, tout se transforme", la célèbre phrase d'Antoine-Laurent de Lavoisier (1743-1794) pourrait très bien s'appliquer à la dynamique de la Terre. En effet, comme le suggéra en 1928 le géologue écossais, Arthur Holmes, suite aux découvertes d'Alfred Wegener sur la dérive des continents, la Terre est constituée de plaques lithosphériques se déplaçant les unes par rapport aux autres grâce à la convection du manteau, principale manifestation du transport de chaleur de notre planète (Solomon & Head, 1982). Ces plaques s'entrechoquent, se chevauchent et se frottent pour sculpter le relief terrestre. Par ailleurs, si le volume de la Terre reste inchangé, la matière qui disparaît dans les zones de subduction doit être compensée par de la matière ascendante. Il existe un recyclage permanent entre la roche de surface qui passe à l'état de fusion lors de sa plongée vers les profondeurs terrestres avant de remonter à nouveau à l'air libre. L'ouverture d'un océan contrebalance ainsi toujours la fermeture d'un autre océan. La création de croûte nouvelle se traduit par des remontées de magma provenant



des entrailles de notre planète. Le volcanisme s'exprime à différents endroits du globe et peut se classer selon deux groupes:

- **Le premier** se situe aux frontières des plaques et peut se diviser en:
  - Zones divergentes, telles que les dorsales océaniques.
  - Zones convergentes, telles que les bassins arrière des zones de subduction.
 La majorité des volcans appartient à cette catégorie (Burke & Wilson, 1976): Le Vésuve, la Montagne Pelée, la Soufrière ou le Mount St-Helens font partie des plus connus.
- **Le second** est, au contraire, un volcanisme intraplaque inexplicable par la théorie de Wegener et qui donne naissance aux points chauds. Il se manifeste principalement au sein des plaques océaniques: l'archipel Hawaïen, les Iles Marshall, la Réunion et les Canaries en sont une belle illustration. Il existe, néanmoins des zones continentales telle que l'Afrique où ce phénomène géologique peut également avoir lieu. De manière générale et pour des raisons évidentes, il est plus difficile d'en repérer la trace sur Terre que sur l'océan.

C'est au 19<sup>ème</sup> siècle, que Charles Darwin observe les premiers signes avant-coureurs d'une théorie sur les *points chauds* ou *hotspot* (en anglais) dans l'archipel des Galapagos. En effet, la faune et le volcanisme de la région surprisent le naturaliste. Cependant ce n'est que plus tard que le terme de point chaud trouve son origine avec Wilson (1963). Ce dernier le définit comme étant une trace laissée sur une plaque en mouvement et générée par une source profonde. Ce n'est qu'une décennie plus tard que Morgan (1971, 1972) suggère l'hypothèse d'un panache thermique provenant de la frontière noyau-manteau (CMB) et dont la particularité serait sa fixité. Aujourd'hui, alors que personne n'est encore en mesure d'ériger une théorie sur les points chauds, tout le monde s'accorde pourtant à dire que le *hotspot* est la signature en surface d'un panache mantellique en profondeur provenant de l'instabilité d'une couche limite. Ce dernier entre parfaitement dans la dynamique du manteau et peut aussi être défini comme l'expression de la circulation de la convection mantellique. La matière chaude, moins dense que la matière ambiante, remonte pour percer la lithosphère et former des chaînes de volcans au fur et à mesure que la plaque défile. Par conséquent, l'âge des volcans croît en s'éloignant du point chaud. On peut associer ce phénomène à une bougie qui resterait stationnaire et sur laquelle on ferait passer une feuille de papier pour constater l'étendue de la trace laissée.

Néanmoins, l'identification des points chauds est loin d'être aisée et chacun possède ses propres critères. Sheriff (1984) les caractérise, par exemple, comme une région à fort flux de chaleur, accompagnée de volcanisme. Pour Crough (1983), le point chaud doit être associé à un important bombement topographique, alors que pour Anderson (1981) c'est une anomalie thermique dans le manteau alimentée par un magma enrichi. Il en découle que le nombre de points chauds sur Terre peut varier selon les auteurs. Morgan (1971) les chiffrait à 50 alors que Fleitout & Moriceau (1992) en dénombraient 96. Quant à Burke & Wilson (1976), ils allaient jusqu'à en recenser 117 alors que plus récemment Steinberger (2000) les évaluait à 44. La Figure 1.6 montre la carte des principaux points chauds selon Duncan & Richards (1991). On remarque une distribution

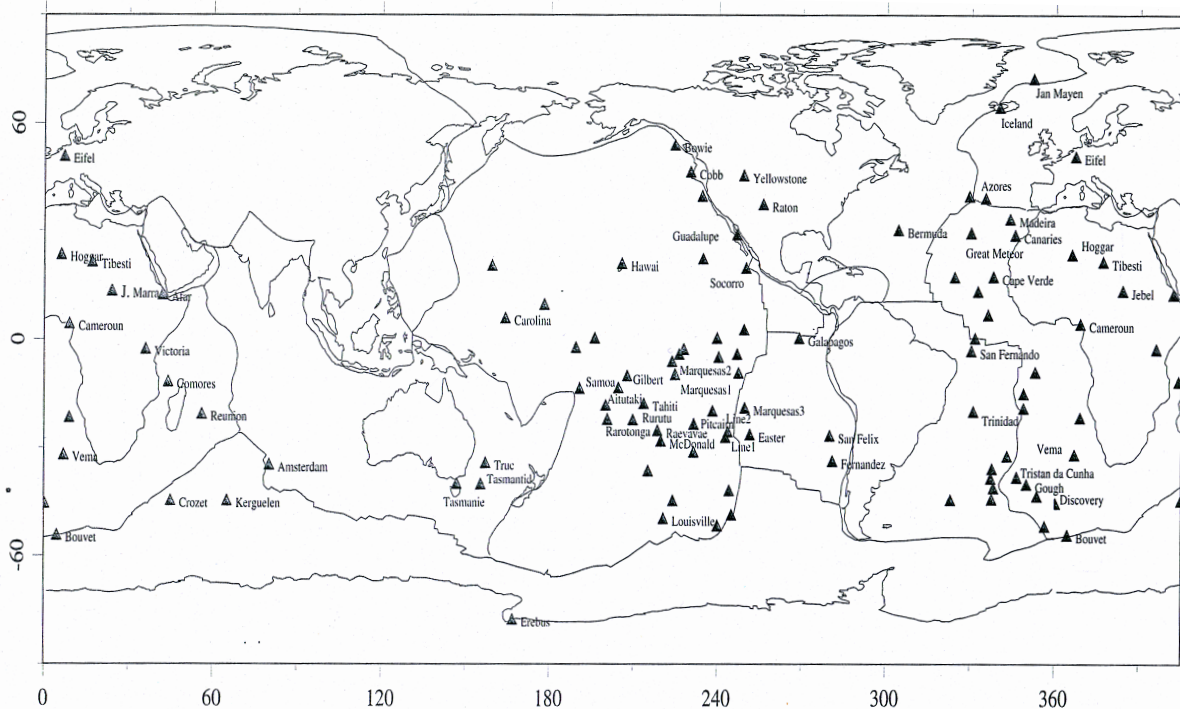


FIG. 1.6: Carte des principaux points chauds de la Terre. On notera que la plupart d'entre eux se situent sur les plaques pacifique et africaine (Duncan & Richards, 1991).

irrégulière et peu hasardeuse; nombre d'entre eux se retrouvent proches des frontières de plaques et la plupart sont situés soit sur la plaque Pacifique soit sur la plaque Afrique. Ils coïncident ainsi avec les anomalies positives du géoïde à grandes longueurs d'ondes (Richards & Hager, 1988b), qui elles-mêmes sont en corrélation avec les régions de faibles vitesses sismiques dans le manteau inférieur (voir section 1.3.2). Mais tant que l'on ne connaîtra pas réellement leur origine, il sera difficile de les isoler. Dans l'attente, Nataf (2000) résume bien l'idée (Fig.1.7) que nous nous faisons aujourd'hui des panaches mantelliques pour lesquels la théorie reste encore énigmatique.

Sur la Figure 1.7, on s'aperçoit que le panache s'apparente à un champignon avec un conduit assez large à sa base qui s'affine lors de sa remontée avant de reprendre un diamètre nettement plus important lors de son approche vers la surface en s'écrasant dans la lithosphère. Nous noterons que l'origine du panache a été placée à la frontière noyau-manteau, mais cela reste une hypothèse. Cette forme particulière est due au contraste de viscosité qui règne entre le coeur chaud de la queue et le manteau plus froid (et donc plus visqueux) qui l'entoure. Plus ce contraste est grand, plus la tête est large par rapport à la tige. En effet, la tête parviendra d'autant mieux à s'élever dans un matériau très visqueux si son diamètre est large alors que la faible viscosité de la queue lui permet plus facilement de circuler rapidement dans un conduit étroit. La tête du panache peut atteindre les 1000km de diamètre alors que la queue ne devrait pas dépasser les 200km dans la partie supérieure. Un tel contraste de viscosité nous laisserait supposer une différence de température avec le manteau supérieur ambiant de quelques

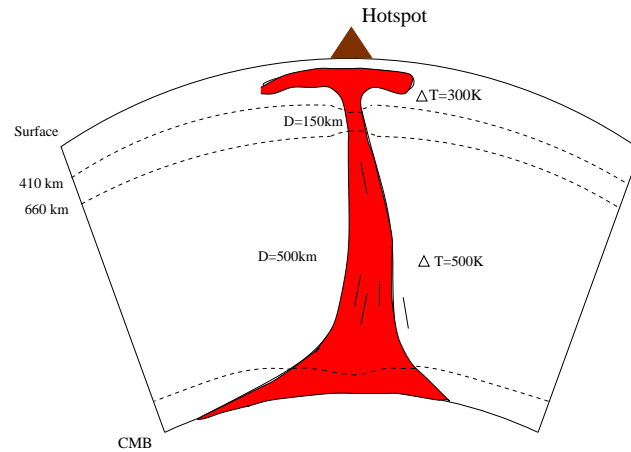


FIG. 1.7: Représentation schématique d'un point chaud à partir d'observations obtenues par la sismologie. Les expériences en laboratoire révèlent une structure en forme de champignon. CMB: Core-Mantle Boundary, D: Diamètre,  $\Delta T$ : Différence de température entre le panache et le manteau ambiant (D'après Nataf, 2000).

centaines de degrés (Stacey & Loper, 1983). L'excès de température est variable selon les panaches et contient d'importantes incertitudes. A partir d'arguments pétrologiques, Watson & McKenzie (1991) avancent une valeur de 250 K pour Hawaii, alors que Nataf & VanDecar (1993) annoncent 300 K sous le point chaud de Bowie. Ces résultats sont assez voisins des valeurs que Shilling (1991) attribue à l'Islande, proche de la dorsale océanique. Quant à l'anomalie de température dans le manteau inférieur, elle devrait être de l'ordre de 500 K (Albers & Christensen, 1996). Ces valeurs sous-entendent un flux de chaleur plus important qu'en d'autres lieux de la Terre et sont ainsi attribuées aux points chauds.

Notons que sur la Figure 1.7, le panache est représenté de manière verticale. Cependant, il peut être entraîné par les mouvements de convection du manteau (Steinberger & O'Connell, 1998), et par conséquent aurait plutôt tendance à dévier. C'est ainsi que l'on pourrait retrouver un écart d'environ 1500km entre la base du panache dans le manteau inférieur et son expression en surface. Cela n'enlève rien à la caractéristique première des points chauds: leur apparente fixité par rapport aux plaques. En supprimant le mouvement relatif des plaques, les points chauds semblent se mouvoir ensemble. Ceci amena Morgan (1972) à la conclusion d'une fixité des points chauds par rapport au manteau dans un intervalle de temps d'environ 50 Ma à 100 Ma (Morgan, 1983). Il est vrai qu'en approximation ils sont stationnaires, car leur vitesse de déplacement est très faible par rapport à la vitesse des plaques. Un point chaud se déplacerait de manière relative aux autres à une allure ne dépassant pas les 5 mm/an (Duncan & Richards, 1991) à 10-20 mm/an (Molnar & Stock, 1987; Sager & Bleil, 1987). Cela en fait un point de repère en cinématique des plaques et il n'est pas rare de se référer aux 47 points chauds de Richards & Hager (1988a). Cependant, ils ne peuvent pas échapper à la circulation de grande échelle. Le manteau inférieur étant de grande viscosité (Richards & Hager,

1984), cela expliquerait l'apparente fixité des points chauds entre eux. Si l'on suppose que le panache prend sa source à la couche limite thermique à la base du manteau, cela voudrait dire que le pied reste stable alors que la queue se courbe à cause du vent mantellique, ou "mantle wind" en anglais (Richards & Griffiths, 1988). Au contraire, si l'on pense que le panache provient de la zone de transition, la forte viscosité permettrait d'ancrer les points chauds.

## 1.2.2 Evidence de l'existence des points chauds

### Expériences numériques et analogiques sur la vie d'un point chaud

Les points chauds génèrent encore aujourd'hui de nombreuses questions et font l'objet d'abondantes études. Malgré l'idée que nous pouvons en avoir, nous émettons toujours des doutes sur leur origine. Comment et à quelle profondeur prennent-ils naissance? Comment évoluent-ils jusqu'à la surface? Etant dans l'impossibilité de nous rendre au milieu du manteau, seules les expériences analogiques en laboratoire et les modélisations numériques ont le pouvoir de reconstituer les phénomènes terrestres cachés en profondeur. C'est ainsi qu'à partir d'expériences en laboratoire, Whitehead & Luther (1975) et Griffiths & Campbell (1990) redessinent l'évolution d'un panache en révélant, tout d'abord, une tête bulbeuse qui entraîne du matériau environnant plus froid dans sa base. Elle est suivie d'un conduit plus fin qui remonte avec un flux rapide et on la voit s'étaler au contact de la lithosphère, lors de son arrivée près de la surface. van Keken (1997) signale que la plupart de la matière d'origine remonte dans la tête du panache et que le conduit est principalement constitué de matériau qui était initialement à l'extérieur de la couche limite et qui a été entraîné par le mouvement de remontée. La Figure 1.8 montre l'évolution d'un panache thermique lors d'une expérience numérique. Contrairement au panache thermochimique de Davaille (1999) (voir paragraphe suivant), le panache thermique ne manifeste aucun caractère oscillatoire. On voit la naissance de la tête bulbeuse du panache (Fig.1.8a) qui s'élève avec une base assez large et une queue relativement fine (Fig.1.8b). A l'approche de la surface, la tête vient s'aplatir sous la lithosphère et prend un diamètre de plus en plus conséquent (Fig.1.8c) alors qu'on voit des plaques plongeantes froides descendre (Fig.1.8d) et s'écraser à la base de la couche thermique (Fig.1.8e). Le panache poursuit son étalement à la surface et commence à s'affaiblir au niveau de sa source (Fig.1.8f-g) avant de disparaître (Fig.1.8h) à la fin d'un cycle qui sera le début d'un suivant en d'autres lieux de la couche thermique.

En ce qui concerne les expériences de laboratoire, Davaille (1999) a récemment entrepris des modélisations analogiques de convection thermochimique dans un fluide stratifié en densité et viscosité (Fig.1.9). Pour un contraste de densité intermédiaire ( $< 1\%$ ), elle observe un régime convectif de domes oscillant verticalement sur toute la couche alors que de petits panaches prennent place en leurs sommets. Ces derniers peuvent être responsables des points chauds alors que les domes seraient assimilés aux *Superpanaches* qui engendrent des régions à gros bombement que l'on nomme *Superswells* en anglais. Elle va jusqu'à suggérer que celui d'Afrique du Sud correspondrait alors à un stade précoce de formation d'un dome alors que celui du Pacifique (Polynésie) serait à

un stade plus avancé et aurait déjà subi un cycle entier d'oscillations s'étalant sur plus de 100 Ma.

### Observations sur la topographie et la gravité

Les mouvements ascendants de matière à l'intérieur de la Terre, induits par les panaches, contribuent à la topographie de surface. Les points chauds sont donc souvent associés à une zone de topographie anormalement élevée pouvant atteindre 3km sur 1000km de diamètre. Une fois encore à partir d'expériences numériques de convection du manteau, Kiefer & Kellogg (1998) ont montré l'influence qu'un panache approchant de la surface terrestre pouvait causer en terme d'élévation de la topographie (env. 1km). Ils confirment par ailleurs que les anomalies du géoïde viennent s'associer au diagnostic de la présence d'un panache en profondeur. Cette corrélation d'excès de topographie et d'anomalie de gravité est entièrement justifiée par soucis d'équilibre isostatique; un surplus de masse engendré par une topographie élevée doit être compensé par de la matière plus légère et donc éventuellement plus chaude, telle celle qui peut constituer un panache mantellique. Pour Crough (1978) et Courtney & White (1986), il est nécessaire d'avoir une source d'origine thermique dans le manteau inférieur afin d'engendrer les élévations et les anomalies de gravité observées au niveau des points chauds. Richards & Hager (1988b) constatent pour leur part une corrélation entre les points chauds et les grandes valeurs du géoïde indiquant des anomalies de faible densité dans cette partie de la Terre. De plus, Lithgow-Bertelloni & Silver (1998) affirment que l'anomalie de faible densité sous l'Afrique induit une déformation topographique à la surface et expliquerait l'existence du *Superswell* sous l'Afrique. De surcroît, Bott (1995) annonce que le bombement que l'on identifie sous le rift Est-Africain est beaucoup trop important pour être expliqué par le simple étirement commun à la majorité des rifts. Toujours grâce à cette association d'anomalies de topographie et de gravité concernant les points chauds, Davies (1988) et Sleep (1990) ont démontré que le flux de chaleur total issu des panaches était responsable d'environ 10% de la chaleur totale évacuée par la Terre et qu'il était ainsi compatible avec la chaleur provenant du refroidissement du noyau, ceci impliquant donc une source à la CMB.

### Observations volcanologiques

Nous venons de voir l'effet qu'un panache pouvait avoir sur la topographie en arrivant près de la surface terrestre. Il existe néanmoins une autre conséquence beaucoup plus importante de la présence d'un point chaud qui, par définition, est l'expression en surface d'un panache mantellique. Lors de sa remontée ce dernier vient percer la lithosphère par éruptions volcaniques et provoque ainsi d'énormes épanchements de lave que l'on nomme en anglais *Large Igneous Provinces (LIPs)* (Cooffin & Eldholm, 1993) et que l'on distingue, par exemple, sur les plateaux yéménites ou somaliens.

Ce volcanisme est effusif et basique. On le retrouve également sur les énormes Trapps du Deccan, en Inde. Ces Trapps trouveraient une coïncidence dans l'espace et dans le temps avec le point chaud de la Réunion auquel ils seraient associés. Le point chaud de l'Islande aurait quant à lui généré les Trapps de l'Atlantique Nord. Jaeger & Rage

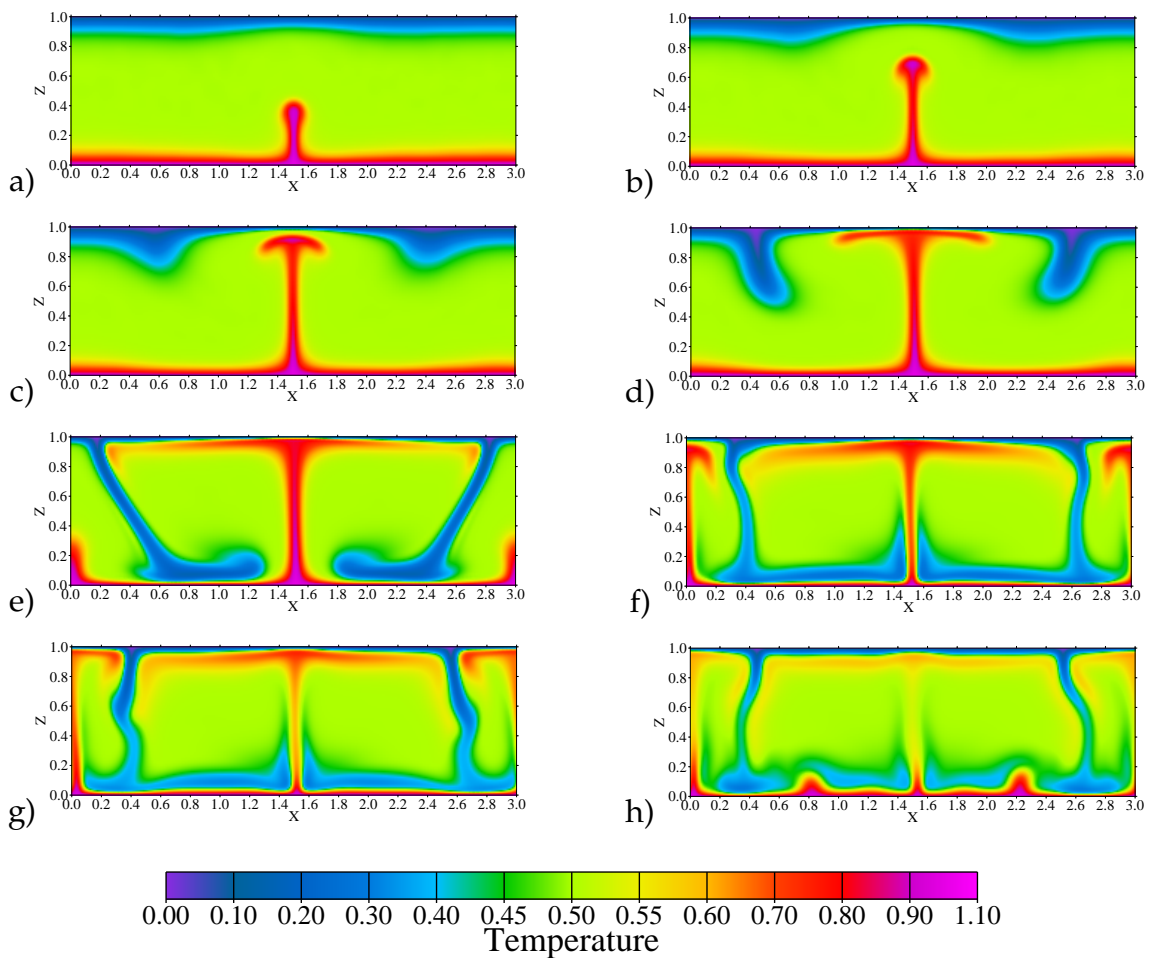


FIG. 1.8: Simulations numériques de l'évolution d'un panache thermique en fonction de la distance horizontale ( $X$ ) et la profondeur ( $Z$ ). Le fluide est incompressible et de viscosité constante. Il n'y a ni chauffage interne ni changement de phase. Le nombre de Rayleigh ( $R_a$ ) vaut  $10^6$  avec  $R_a = (\alpha g \Delta T d^3) / (\kappa \nu)$ .  $\alpha$ : coefficient de dilatation thermique,  $\kappa$ : diffusivité thermique du fluide,  $\nu$ : viscosité cinématique,  $d$ : épaisseur du fluide et  $\Delta T$ : différence de température entre le bas et le haut qui dans ce cas-ci vaut 2000. L'échelle de température indiquée sur la Figure est normalisée par rapport à cette valeur (Communication personnelle, Samuel, 2002).

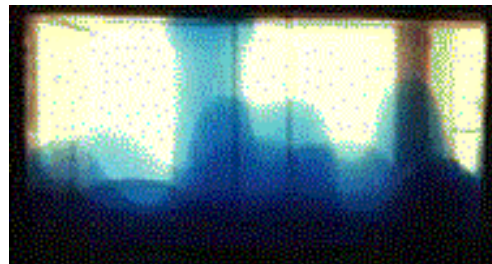


FIG. 1.9: Expérience de laboratoire dans laquelle deux couches de fluides visqueux (mélange d'eau, de sel et cellulose), initialement isothermiques, sont soudainement chauffées par dessous et refroidies par dessus. La couche la plus visqueuse se situe en-bas. On observe un mode de convection de petite échelle représentatif des panaches mantelliques et un autre de plus grande échelle représentatif des Superwell (Davaille, 1999).

(1990) estiment que les basaltes du Deccan ne se sont accumulés qu'en 0.5 Ma alors qu'ils couvrent 500 000 km<sup>2</sup> sur une épaisseur de 2000 m (Beane *et al.*, 1986) et ceux de la province Atlantique Nord auraient mis moins de 2 Ma pour prendre place (White *et al.*, 1987; White & McKenzie, 1989) avec un volume de  $2 \times 10^6$  km<sup>3</sup>, ce qui revient à une moyenne de plus de 1 km<sup>3</sup> par an. Ces énormes volumes de lave installés en si peu de temps ne peuvent s'expliquer que par une rapide décompression du manteau, elle-même explicable par la présence d'un panache mantellique en profondeur (White & McKenzie, 1995). Ils constituent l'observation la plus évidente d'un événement volcanique qui aurait pu survenir à cause de l'existence d'un point chaud.

### 1.2.3 Hypothèses sur la structure des panaches mantelliques

Il a principalement été traité ci-dessus des conséquences engendrées par la naissance des panaches au coeur d'une convection mantellique. Nous avons tenté de voir leur évolution au cours du temps ainsi que leur manifestation en surface. Nous allons à présent nous consacrer davantage à leur composition et à leur structure 3D en profondeur.

#### La géochimie

La géochimie est la science qui étudie la constitution en éléments des roches. Un de ses concepts fondamentaux repose sur la notion de *manteau primitif*. Un manteau primitif est défini comme étant la composition du manteau après séparation du noyau, mais avant séparation de la croûte, en considérant que le noyau ait été formé très tôt alors que la croûte aurait pris beaucoup plus de temps pour se former. Il se trouve être proche d'une composition *chondritique*. D'autre part, il existe un manteau dit *appauvri* ou *depleted* (en anglais). Celui-ci est pauvre en éléments rares et en LIL (*Large Ion Lithophiles*) qui correspond aux éléments tels que l'Uranium (*U*), le Thorium (*Th*), le Plomb (*Pb*), le Potassium (*K*). Ces éléments ont été éliminés par fusion partielle lors de la différenciation et ont été stockés dans la croûte continentale.

Le magma qui donne naissance aux basaltes des rides médio-océaniques (MORB), principal réservoir du manteau, est plus appauvri que celui des basaltes des îles océaniques (OIB). Bien que leur composition géochimique en éléments majeurs soit semblable, si l'on considère leur composition isotopique, les MORB diffèrent passablement des OIB. Ces derniers montrent, en effet, la présence de matériau dégazé considéré comme plus primitif et se trouvant à la base du manteau. Ces basaltes représentent en réalité un magma composé provenant du manteau profond mais aussi du manteau supérieur (en fusion) et possède également une composante de croûte recyclée qui définit le magmatisme de point chaud. Les panaches mantelliques étant issus de ce type de basalte, la signature isotopique d'un point chaud peut alors se distinguer du reste du manteau. Ce magma possède notamment des rapports isotopiques enrichis par rapport au MORB en  $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$ ,  $^{144}\text{Nd}/^{143}\text{Nd}$ ,  $^{206}\text{Pb}/^{204}\text{Pb}$  et parfois  $^3\text{He}/^4\text{He}$ . Le rapport élevé en  $^3\text{He}/^4\text{He}$  correspond à une proportion élevée de dégazage d'hélium et, par conséquent, est considéré comme le meilleur indicateur de la géochimie pour identifier les points chauds ayant une origine à la limite noyau-manteau. En effet, en supposant, comme il est généralement (bien que non universalement) admis, que le

manteau supérieur est plus appauvri que le manteau inférieur, il est aisé d'en déduire que les points chauds proviendraient du manteau inférieur.

### La sismologie

Un des rares chemins qui nous mènent aujourd'hui à l'intérieur de la Terre reste la sismologie. Effectivement, à travers la tomographie, elle nous permet de rendre compte des hétérogénéités contenues en profondeur à partir des différences de vitesses de propagation des ondes. C'est d'ailleurs grâce à la tomographie que l'on commence à imaginer les plaques plongeantes dans le Pacifique (van der Hilst *et al.*, 1991; Fukao *et al.*, 1992) et voir jusqu'à quel niveau elles s'enfoncent (Grand, 1994). La méthode peut aussi s'appliquer aux points chauds et devrait permettre ainsi de répondre à la grande question: "A quel niveau le panache prend-il sa source? La seule certitude étant que ce dernier doit provenir d'une couche thermique, mais est-ce à la frontière noyau-manteau (CMB), au niveau de la couche D'' (zone de très faible vitesse à l'interface noyau-manteau) ou dans la zone de transition? " Cela consiste en un réel défi scientifique et méthodologique, puisqu'il s'agit de cartographier un objet très fin (~100km de diamètre) de 1000km voire 3000km de longueur en l'absence de sources naturelles aux alentours. Malheureusement, ces dimensions sont beaucoup plus petites que celles des plaques plongeantes et les contrastes de température sont assez faibles, d'autant plus que la traduction des anomalies de vitesse en anomalies de températures n'est pas toujours évidente à établir. Courtillot *et al.* (2003) réconcilient les différentes théories sur l'origine des points chauds en suggérant trois niveaux de profondeur pour la naissance d'un panache. Certains d'entre eux remonteraient du manteau inférieur et éventuellement plus précisément de la couche D'' alors que d'autres auraient leur source au niveau de la zone de transition ou seraient des particularités du manteau supérieur, à la façon dont Anderson (2000) conçût l'idée du panache.

Pour détecter le panache à l'aide de la sismologie et essayer de l'imager, différentes approches s'offrent à nous. La procédure de l'imagerie directe est une possibilité. Toutefois il est également envisageable de rechercher les effets indirects causés par les points chauds, tel l'amincissement de la zone de transition.

Il existe, effectivement, deux discontinuités sismiques vers 410 et 660km auxquelles on associe un changement de phase des minéraux. La première correspond à la transition de l'olivine au  $\beta$ -spinel quant à la seconde, elle se traduit par le passage du  $\gamma$ -spinel à la pervoskite et magnesowustite (Fig.1.10). La pente de Clapeyron (qui exprime la pression en fonction de la température) est positive à 410km et négative à 660km. La profondeur de la transition dépend donc de la température. Si un conduit de matière plus chaude que la température du manteau ambiant se présente, cela aura pour conséquences de créer une zone de transition plus fine au voisinage du panache, avec une discontinuité de 410km plus profonde que la normale. Quant à celle de 660km, elle sera au contraire plus superficielle. Nous aurons l'effet inverse en présence d'une plaque plongeante. De cette façon, il a été démontré à l'aide des *receiver functions* que les points chauds d'Hawaii (Li *et al.*, 2000) et d'Islande (Shen *et al.*, 1998; Shen *et al.*, 2002) prenaient leur source dans le manteau inférieur. Cet avis est partagé par d'autres au-



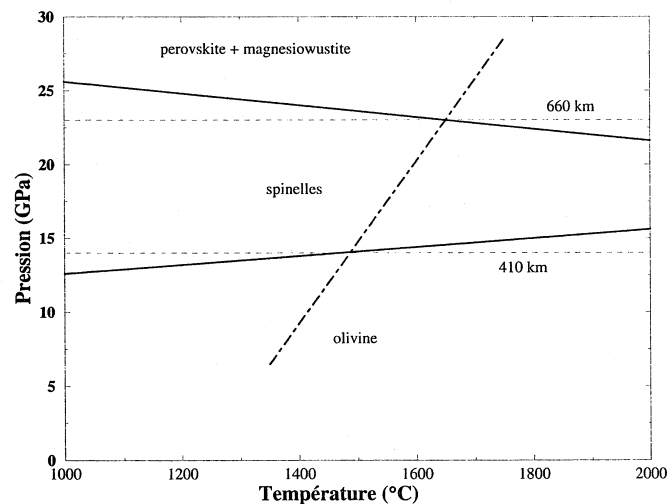


FIG. 1.10: Diagramme de phase au niveau de la zone de transition. Le trait oblique discontinu représente un géotherme typique de référence. Le trait continu indique que la profondeur de la transition dépend de la température (pente de Clapeyron) (Jolivet & Nataf, 1998).

teurs (Loper & Stacey, 1983; Stacey & Loper, 1983; Christensen, 1984; Loper, 1984; Schubert *et al.*, 1987). Cependant des variations similaires d'épaisseur sont détectées ailleurs dans le monde sans qu'elles aient un rapport avec les points chauds. Contrairement à Li *et al.* (2000), Chevrot *et al.* (1999) ne trouvent pas d'affinement de la zone de transition sous Hawaii alors que Vinnik *et al.* (1997) relèvent une zone de faibles vitesses sous le Pacifique en dessous de la zone de transition.

Nous l'avons dit, la tomographie s'avère être un excellent moyen pour déterminer la profondeur à laquelle les panaches prennent naissance. En effet, grâce aux ondes de volume qui pénètrent au cœur de la Terre et leurs temps d'arrivées, Zhao (2001) démontre, par exemple, en employant la technique du tracé de rais que les points chauds d'Hawaii, d'Islande, du Pacifique Sud et de l'Est de l'Afrique sont visibles dans le manteau inférieur. Foulger *et al.* (2001) contredisent cette théorie alors que Garnero & Lay (1997) et Helmberger *et al.* (1998) associent les vitesses lentes de la couche D'' aux points chauds que l'on observe en surface. Par tomographie de diffraction, Ji & Nataf (1998) suggèrent une origine à la base du manteau inférieur pour le cas d'Hawaii. D'un autre côté, les ondes de surface et leur pouvoir dispersif sont bien adaptées pour étudier le manteau supérieur. Bien que la taille d'un panache soit très petite pour être visible, le diamètre plus large de la tête peut être imagé avec plus de succès. C'est ainsi que Hadiouche *et al.* (1989) montrent que les points chauds d'Afrique Centrale seraient tous nourris par la même source provenant de l'Afar, idée que Ebinger & Sleep (1998) appuient à partir de données pétrologiques. Avec le mode fondamental, Ritsema & van Heijst (2000a) observent une signature du point chaud jusqu'à 400km, avec les modes harmoniques en supplément, Debayle *et al.* (2001) l'étendent jusqu'à 600km et en rajoutant encore les ondes de volume, Ritsema *et al.* (1999) annoncent que l'anomalie lente se poursuit jusque dans le manteau inférieur. Ritsema & Allen (2003) utilisent le modèle S20RTS de Ritsema *et al.* (1999) pour déterminer les profils verticaux de vitesses sous 37 points

chauds. Ils observent des perturbations négatives au-delà de 200km de profondeur pour seulement huit d’entre eux dont celui de l’Afar, mais ils précisent qu’il n’est pas évident que le panache s’étende jusque dans le manteau inférieur.

## 1.3 Projet “Corne de l’Afrique”: Pourquoi et comment?

### 1.3.1 Un point triple unique au monde

La *Corne de l’Afrique* regroupe des pays tels que l’Ethiopie, l’Erythrée, la Somalie, le Yémen et la République de Djibouti. Elle abrite, en son coeur, le triangle de l’Afar qui se situe au point de rencontre de trois axes majeurs: les deux rifts océaniques de la mer Rouge et du golfe d’Aden ainsi que le rift continental Est-Africain. La sismicité rend bien compte du régime extensif de la région (Fig.1.11). Il en résulte que la majorité des séismes ont donc plutôt une magnitude inférieure à 5.5 et ne se produisent que rarement à grande profondeur. En Afar, les tremblements de terre ont lieu majoritairement dans les dix premiers kilomètres et atteignent les trente kilomètres en direction du Sud du grand rift africain (Ebinger & Hayward, 1996). Cet inventaire dénote l’intense activité du réseau de failles normales de la dépression qui, avec ses trois axes majeurs, lui vaut le nom de “point triple” intracontinental. C’est aussi un véritable laboratoire à “ciel ouvert”, c’est-à-dire le seul lieu sur Terre où l’on peut assister au déchirement d’un continent sans devoir plonger à plusieurs kilomètres sous l’eau. La sécheresse du pays et l’absence de végétation offrent aux géologues la rare opportunité d’observer facilement l’important réseau de failles. De cette façon, ils peuvent tenter de comprendre les relations conjointes entre le développement des points chauds et la création de nouveaux rifts. Ainsi, la Corne de l’Afrique se trouve être l’un des deux endroits rêvés au monde avec l’Islande pour l’étude des processus de rifting et dorsales.

Il convient que la situation exceptionnelle de l’Afar permet la confrontation des observations géologiques et géophysiques de terrain avec la théorie de la tectonique des plaques. Un point chaud sous l’Afar doit être associé à des vitesses sismiques faibles, à la présence d’une signature isotopique primitive et à un important magmatisme.

D’un point de vue pétrologique, la Corne de l’Afrique représente la plus jeune province basaltique continentale géante au monde. En effet, les énormes effusions de laves basaltiques et rhyolitiques survenues il y a environ 30 Ma (Civetta *et al.*, 1978) ont conduit à la mise en place de Trapps, dont les empilements forment aujourd’hui les hauts plateaux éthiopiens et yéménites qui encadrent la dépression angulaire. Si l’on attribue cet événement volcanique à la présence d’un point chaud sous l’Afar, la région devient donc également un site privilégié pour étudier la mise en place des panaches mantelliques à la surface du globe. Il convient de préciser que le panache que nous allons étudier regroupe 4 des 5 critères (une forte flottabilité, un rapport  $^3\text{He}/^4\text{He}$  important, des vitesses d’ondes  $S_V$  lentes dans le manteau et la présence d’énormes épanchements de lave) que Courtillot *et al.* (2003) utilisent pour caractériser les points chauds.

1976-2001

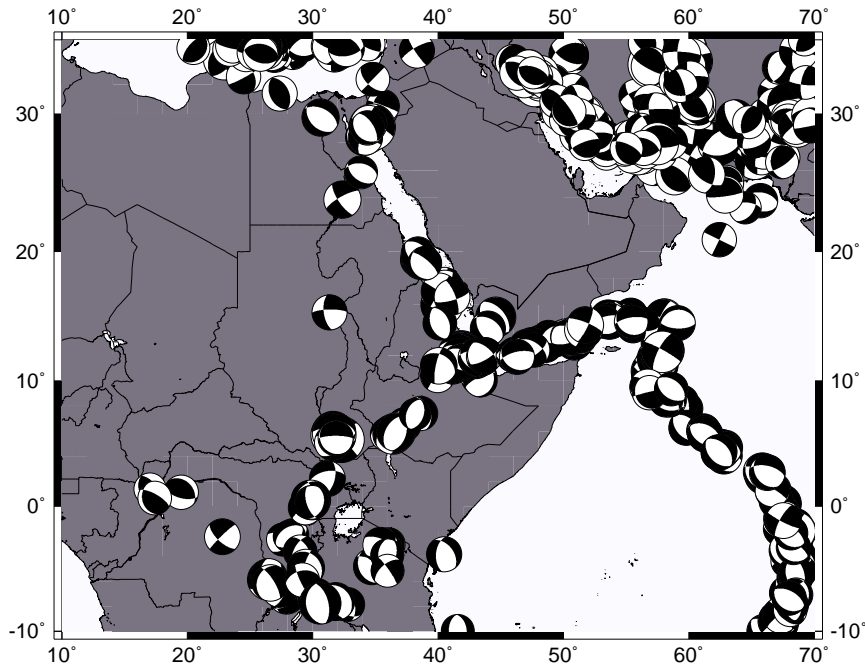


FIG. 1.11: Mécanismes au foyer des tremblements de Terre de magnitude supérieure à 5 et qui se sont produits dans l'est de l'Afrique entre 1976 et 2001. Les CMT (Centroid Moment Tensor) sont issus du catalogue d'Harvard.

### 1.3.2 Le degré 2

D'un point de vue géophysique, la première remarque que l'on peut faire sur l'Afar est la caractéristique d'un flux de chaleur supérieur aux valeurs moyennes du globe, confortant l'idée du panache sous-jacent. Cette anomalie peut aussi se détecter par la sismologie puisque les zones chaudes sont souvent associées à des vitesses lentes. Tous les modèles tomographiques à très grande échelle détectent une anomalie de vitesse lente sous la Corne de l'Afrique. Afin de pouvoir comparer les différents paramètres géophysiques (vitesses sismiques, gravité, magnétisme) entre eux, il est courant d'exprimer tout champ scalaire  $f(r, \theta, \phi)$  d'un de ces paramètres en harmoniques sphériques d'ordre angulaire  $l$  et d'ordre azimutal  $m$ ,  $Y_l^m(\theta, \phi)$ :

$$f(r, \theta, \phi) = \sum_{l=0}^{l_{max}} \sum_{m=-l}^{m=l} a_l^m(r) Y_l^m(\theta, \phi) \quad (1.1)$$

où  $r, \theta, \phi$  sont les coordonnées sphériques.

Le degré 2 ( $l = 2$  dans l'Eq.1.1) du développement de champs scalaires géophysiques en harmoniques sphériques est depuis longtemps reconnu comme la variation latérale la plus importante par rapport à une sphère homogène. Masters *et al.* (1982) ont démon-

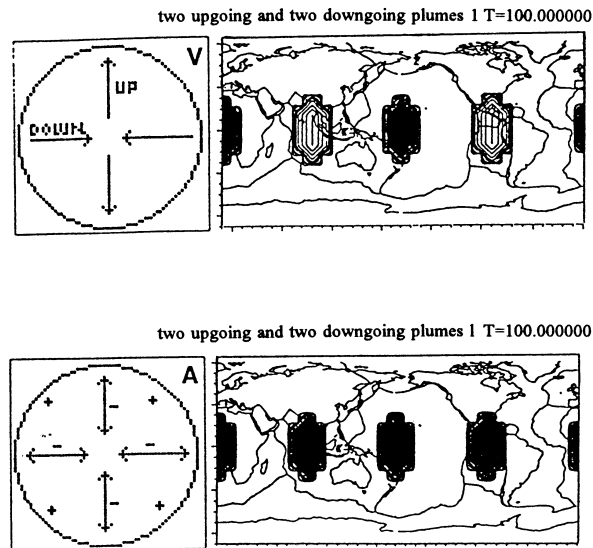


FIG. 1.12: Modèle de courants ascendants et descendants d'une section à l'équateur induisant un degré 2 en vitesse (Haut) et un degré 4 en anisotropie radiale (Bas). Les flèches indiquent le sens du courant de la matière (Montagner & Romanowicz, 1993).

tré l'importance de ce degré 2 en sismologie à partir des localisations de pôles de basses fréquences des modes propres. Cette constatation reflète un mode de convection à grande échelle, communément appelé degré 2. Les modèles tomographiques globaux du manteau supérieur (Montagner & Tanimoto, 1991; Woodhouse & Dziewonski, 1989; Romanowicz, 1990) confirment l'importance de ce degré 2 dans la zone de transition alors qu'il apparaît une prédominance du degré 6 à plus grande profondeur et à plus larges périodes ( $>200s$ ) (Montagner & Tanimoto, 1990). Il se trouve que ce résultat sismique est en relation avec la distribution des 47 points chauds de Richards & Hager (1988a). Cazenave *et al.* (1989) avaient déjà établi cette corrélation des degrés 2 et 6 entre la distribution des *hotspots*, les hétérogénéités du manteau inférieur et le géoïde également à partir de la localisation des pôles des fréquences propres à longues périodes. Cette manifestation dans le manteau inférieur induirait un degré 6 dans le manteau supérieur.

D'autre part, l'anisotropie radiale ( $\xi$ ) du modèle AUM (Anisotropic Upper Mantle) de Montagner & Tanimoto (1991), indicatrice d'un courant de matière vertical ou horizontal, souligne la prédominance du degré 4 pour une profondeur inférieure à 300km. Montagner & Romanowicz (1993) expliquent ces degrés 2 et 6 de vitesse et le degré 4 du paramètre  $\xi$  par deux régions antipodales de flux de matière ascendante en Afar et en Polynésie et deux autres zones de matière descendante à l'Ouest et à l'Est de l'océan Pacifique (Fig.1.12). Le courant montant sous le Pacifique est souvent relié au *Superswell* (McNutt & Fischer, 1987; Nyblade & Langston, 1998), région avec un bombement anormal, une faible bathymétrie et une forte concentration de points chauds. Par conséquent, l'Afrique qui montre de tels critères pourrait également avoir un *Superplume* en profondeur qui alimenterait le volcanisme en surface (Fukao, 1992). Le nombre de points chauds est effectivement très important sur les plaques africaine et pacifique (Fig.1.6).

Or, bien que le degré 6 concorde convenablement avec le degré 2 des vitesses sis-

miques à la base du manteau supérieur, il perd de sa concordance avec le degré 2 des points chauds dans le manteau inférieur. A cette profondeur, il ne s'accorde plus avec le degré 6 de la distribution des *hotspots* (Montagner, 1994), si bien que l'on peut supposer que les panaches ne peuvent être détectés sismologiquement en dessous de la zone de transition. De là surgirait la conclusion d'une source à ce niveau-ci et non pas à la frontière noyau-manteau.

Toutes les études tomographiques globales (Woodhouse & Dziewonski, 1984; Montagner & Tanimoto, 1991; Zhang & Tanimoto, 1993; Trampert & Woodhouse, 1995; Grand *et al.*, 1997; Ekstrom *et al.*, 1997; van der Hilst *et al.*, 1997) mettent en évidence des vitesses lentes sous l'Afrique et notamment à l'Est. A l'échelle régionale, des études faites à partir d'ondes de surface sous l'Océan Indien (Debayle & Lévêque, 1997) ou l'Atlantique (Silveira *et al.*, 1998) ainsi qu'à partir d'ondes de volume en Islande (Wolfe *et al.*, 1997) sont parvenues à localiser la tête des panaches mantelliques associés aux points chauds. Cependant l'utilisation des ondes de surface doit faire appel aux modes harmoniques afin d'atteindre des profondeurs d'investigation permettant d'aller jusqu'à la zone de transition (Cara *et al.*, 1980; Lévêque *et al.*, 1991; Stutzmann & Montagner, 1994; van Heijst & Woodhouse, 1999; ?). Il est vrai que cette partie de la Terre correspond à un minimum dans la résolution du manteau; le mode fondamental des ondes de surface est très peu sensible à cette zone et les ondes de volume peinent à la percevoir sous les océans, en raison du manque de stations et de séismes. Or, ce domaine de profondeur est fondamental d'un point de vue géodynamique puisque c'est ici que se situerait la limite entre les deux échelles de convection.

### 1.3.3 Déploiement d'un réseau temporaire

A l'opposé de certaines autres régions continentales de la Terre, tels que les Etats-Unis par exemple, la structure sismique du Nord de l'Afrique souffre encore d'une forte incompréhension. Cette faible résolution est généralement caractéristique des zones océaniques, lieux où comme nous venons de le faire remarquer, le manque de stations et de tremblements de Terre se fait ressentir. En réalité, le Nord de l'Afrique dispose de très peu de stations permanentes et la géologie n'est pas propice à produire beaucoup de séismes de magnitude supérieure à 5. Néanmoins, la géologie de la Corne de l'Afrique ainsi que toutes les études tomographiques globales ou régionales convergent à dire que l'Afar est alimenté par un panache provenant vraisemblablement du manteau inférieur et induisant des vitesses lentes sous l'Afrique de l'Est. Il resterait à confirmer son origine ainsi qu'à lever l'incertitude sur sa définition latérale encore très faible puisqu'il est difficile de descendre en-dessous des 1000km de résolution. A cette fin, l'INSU (*Institut National des Sciences de l'Univers*) a inscrit dans son programme "Intérieur de la Terre" le projet "Corne de l'Afrique" qui vise une meilleure compréhension des interactions entre l'intérieur de la terre et sa surface grâce à l'un des plus beaux objets qui puisse nous être offert par la nature: le point chaud. Plusieurs domaines des sciences de la Terre (géologie, géochimie, géophysique) sont mis à contribution afin de déterminer la structure 3D et l'origine du panache de l'Afar. Ce chantier pluridisciplinaire d'environ trois ans (1999 à 2002) cherche à définir le rôle des panaches dans la dynamique du man-



FIG. 1.13: Sismomètre Wielandt-Streckeisen STS-2 du type installé en Corne de l'Afrique.

teau en étudiant leurs interactions avec la lithosphère et la croûte sous les dorsales. Il est également intéressant de comprendre de quelle manière ils peuvent perturber la circulation du manteau supérieur et de tenter de savoir si leur rôle est plutôt actif ou passif.

Cette thèse qui entre dans le domaine sismologique de ce programme a donc pu profiter de l'installation de cinq stations temporaires large-bande équipées de sismomètres Wielandt-Streckeisen STS-2 (Fig.1.13). Initialement près de dix stations étaient prévues afin de bien couvrir la zone du point chaud de l'Afar et venir ainsi compléter les deux stations permanentes des réseaux globaux déjà situées dans la dépression: ATD (Géoscope) et FURI (IRIS). Cette mise en oeuvre avait pour but de densifier le réseau relativement faible de la région afin de récolter le plus de données possible lors de l'étude tomographique et ainsi raffiner localement la résolution. Deux stations devaient être implantées en Erythrée (Asmara et Assab), quatre en Ethiopie (Gondar, Desie, Harar et Tendaho), deux au Yémen (Sanaa et Aden) ainsi que vraisemblablement une supplémentaire au Soudan. L'île de Socotra fut également visée mais pour des commodités d'accès, il fallut y renoncer. Malheureusement pour des raisons de sécurité liées aux problèmes politiques de ces pays (les points chauds ne sont pas toujours que d'ordre géologique...), il a fallu revoir nos intentions du départ. Dès lors, seules cinq stations ont été disposées autour du point chaud de l'Afar. Deux d'entre elles ont été implantées au Yémen (Sanaa et Yafe) et les trois autres en Ethiopie (Gondar, Dessie et Alemaya).

Il est évident que la Corne de l'Afrique est une région à haut intérêt géodynamique non seulement grâce à sa position stratégique de *point triple* mais aussi grâce à son point chaud de l'Afar. A travers cette thèse, nous allons tenter d'apporter quelques éléments de réponse aux questions soulevées dans ce chapitre. Ce n'est certes pas la première étude tomographique à partir d'ondes de surface qui image la structure sous-jacente à la région. Néanmoins sa particularité réside dans sa résolution latérale avec un accent sur sa distribution d'anisotropie. Nous verrons que cette dernière est capable de nous

renseigner sur les mouvements de flux de matière malgré son interprétation parfois peu évidente.

# Chapitre 2

## Théorie et Méthodologie

Nous allons, au cours de ce chapitre, exposer les outils qui seront utilisés lors de cette étude tomographique. Nous présenterons tout d'abord, quelques généralités à propos des ondes de surface et leur propriété dispersive ainsi que sur l'anisotropie. Nous décrirons par la suite le calcul des sismogrammes synthétiques à partir de la sommation de modes propres, ce qui nous servira ensuite pour l'inversion de la vitesse de phase. Cette dernière sera déterminée non seulement pour le mode fondamental mais également pour les six premiers modes harmoniques. Nous présenterons les principes de la tomographie sismique, qui à l'instar de la tomographie médicale nous permet d'imager un milieu à partir d'ondes qui le traversent. La recette qui nous mènera à l'élaboration de nos modèles consiste en une inversion en deux étapes: à partir de la vitesse de phase moyenne, nous récupérerons, pour différentes périodes, les vitesses de phase locales le long d'un trajet. Nous obtenons ainsi un modèle 2D que l'on inverse en profondeur afin de dresser un modèle 3D de la structure terrestre.

### 2.1 Généralités

#### 2.1.1 Ondes de surface

Le concept de l'onde est une notion abstraite de transport d'énergie d'un point à un autre sans transfert de matière. Ce phénomène nous permet d'obtenir de l'information sur un milieu.

Les ondes sismiques voyageant à l'intérieur de la Terre sont émises par les tremblements de terre qui se produisent en profondeur. Elles ne sont pas observables de manière directe, mais les mouvements que produisent les vibrations sont convertis en une certaine forme de signal et sont enregistrés par des sismomètres. Cela a permis l'étude de cette variété d'onde depuis plus de 150 ans. En effet, c'est en 1830 que Poisson démontre qu'il existe deux types d'ondes qui peuvent traverser des milieux homogènes et solides: les ondes de compression ( $P$ ) et de cisaillement ( $S$ ), toutes deux regroupées sous le nom d'*ondes de volume*. On attendra 1887 et 1911 pour voir apparaître respectivement les ondes de Rayleigh et de Love, porteuses du nom de leur découvreur. Après les ondes de volume suivaient donc les *ondes de surface*, typiquement observables entre 10 et



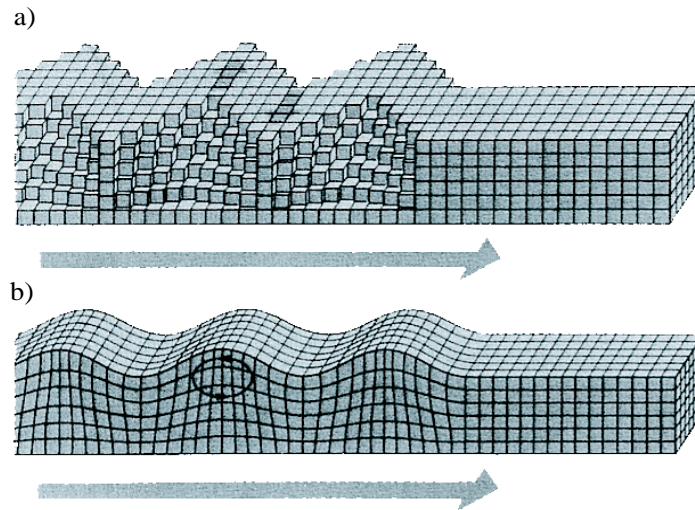


FIG. 2.1: *Mouvement des particules lors d'un passage d'une onde de Love (a) et d'une onde Rayleigh (b). Les ondes se propagent de la gauche vers la droite (D'après Bolt, 1976).*

350s. Ce sont des ondes guidées, stationnaires avec la profondeur et qui se propagent le long de la surface terrestre, tout comme leur nom l'indique. Elles sont, par conséquent, très destructrices lorsqu'un séisme superficiel se produit, mais aussi bien adaptées pour l'étude du manteau supérieur. En effet, contrairement aux ondes de volume, sensibles uniquement le long d'un rai, les ondes de surface échantillonnent une épaisse partie entre la surface et une certaine profondeur, nous offrant ainsi un outil très intéressant pour l'étude de la structure de notre globe. Un autre avantage lié à cette caractéristique est de permettre une bonne couverture des océans, ce qui n'est pas le cas des ondes de volume en raison du manque de stations en mer. Néanmoins, pour le mode fondamental, la profondeur maximale de sensibilité est limitée à la frontière du manteau inférieur avec le manteau supérieur, contrairement aux ondes  $P$ , capables de traverser le noyau.

Les ondes de surface doivent satisfaire à la condition de surface libre, caractéristique de notre planète et représentative du lieu de l'annulation des forces de traction. Les ondes de Rayleigh sont la conséquence de l'interaction d'ondes  $P$  et  $S_V$  interférant de manière constructive aux différentes interfaces de la Terre, alors que la réflexion multiple d'ondes  $S_H$  crée les ondes de Love. La vitesse des ondes de surface est plus lente que celle des ondes de volume; les dernières à apparaître sur un sismogramme sont les ondes de Rayleigh. En revanche, ce sont les ondes qui possèdent les amplitudes les plus fortes à grande distance. En effet, si l'on note  $d$  la distance épacentrale, leur énergie diminue exponentiellement en fonction de la profondeur avec une baisse d'amplitude  $\propto 1/\sqrt{d}$ . En comparaison, les ondes de volume indiquent une baisse d'amplitude  $\propto 1/d$ .

Le mouvement de propagation (Fig.2.1) des ondes de Rayleigh est ellipsoïdal et rétrograde à faible profondeur mais prograde lorsque cette dernière dépasse environ le cinquième de la longueur d'onde. Quant aux ondes de Love, leur mouvement particulière est horizontale et donc parallèle à la surface. Contrairement aux ondes de volume, indépendantes de la fréquence, les ondes de surface ont la grande particularité d'être

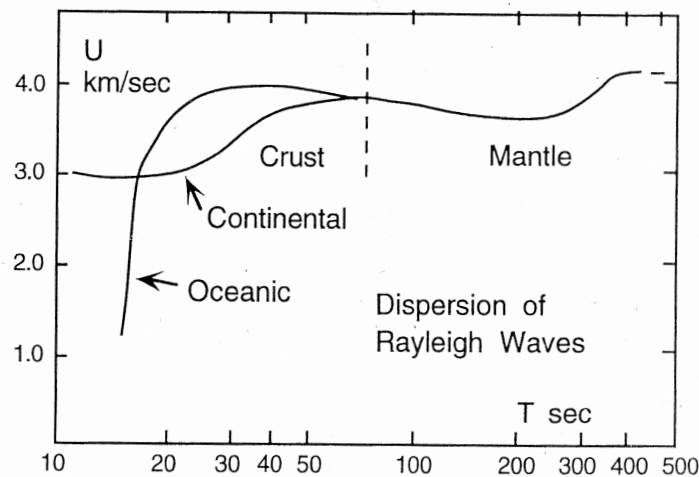


FIG. 2.2: Comparaison des vitesses de groupe pour les ondes de Rayleigh se propageant dans les océans et les continents. (D'après Bath, 1979)

dispersives si elles se trouvent en présence d'une structure verticalement inhomogène. La dispersion est la dépendance de la vitesse en fonction de la période. En effet, de manière générale, les vitesses augmentent avec la profondeur de la Terre, si bien que les longues périodes, qui ont un pouvoir de pénétration plus important, atteignent des vitesses plus élevées que les courtes périodes.

### La dispersion

C'est grâce à l'effet dispersif des ondes de Rayleigh que l'on a pu différencier la structure des continents de celle des océans (Fig.2.2). Le calcul des courbes de dispersion est couramment employé pour définir les hétérogénéités de vitesses dans la Terre. Il sera donc notre première étape dans l'analyse de la structure terrestre grâce aux ondes de surface.

Nous avons dit, précédemment, que la dispersion exprimait la dépendance des vitesses en fonction de la fréquence,  $\omega$ . C'est également à cause de cette dispersion que l'allure d'une onde de surface varie au fur et à mesure qu'elle s'éloigne de la source (Fig.2.3).

Un séisme excite des ondes composées d'un spectre continu de fréquences; chaque onde monochromatique possède sa propre vitesse. Cette dernière sans réelle signification physique est appelée *vitesse de phase*,  $c(\omega)$ . Les différents harmoniques (voir section 2.2.1) interfèrent de manière constructive pour créer des "paquets d'ondes" qui se déplacent le long de la surface avec une vitesse dite *vitesse de groupe*,  $U(\omega)$ . C'est grâce à cette vitesse de groupe que l'énergie d'une onde se propage. La courbe de la vitesse de phase affiche une allure croissante en fonction de la période tandis que celle de la vitesse de groupe présente des extrema notamment aux très longues périodes vers 250s avec la phase d'Airy qui correspond à l'amplitude la plus forte.

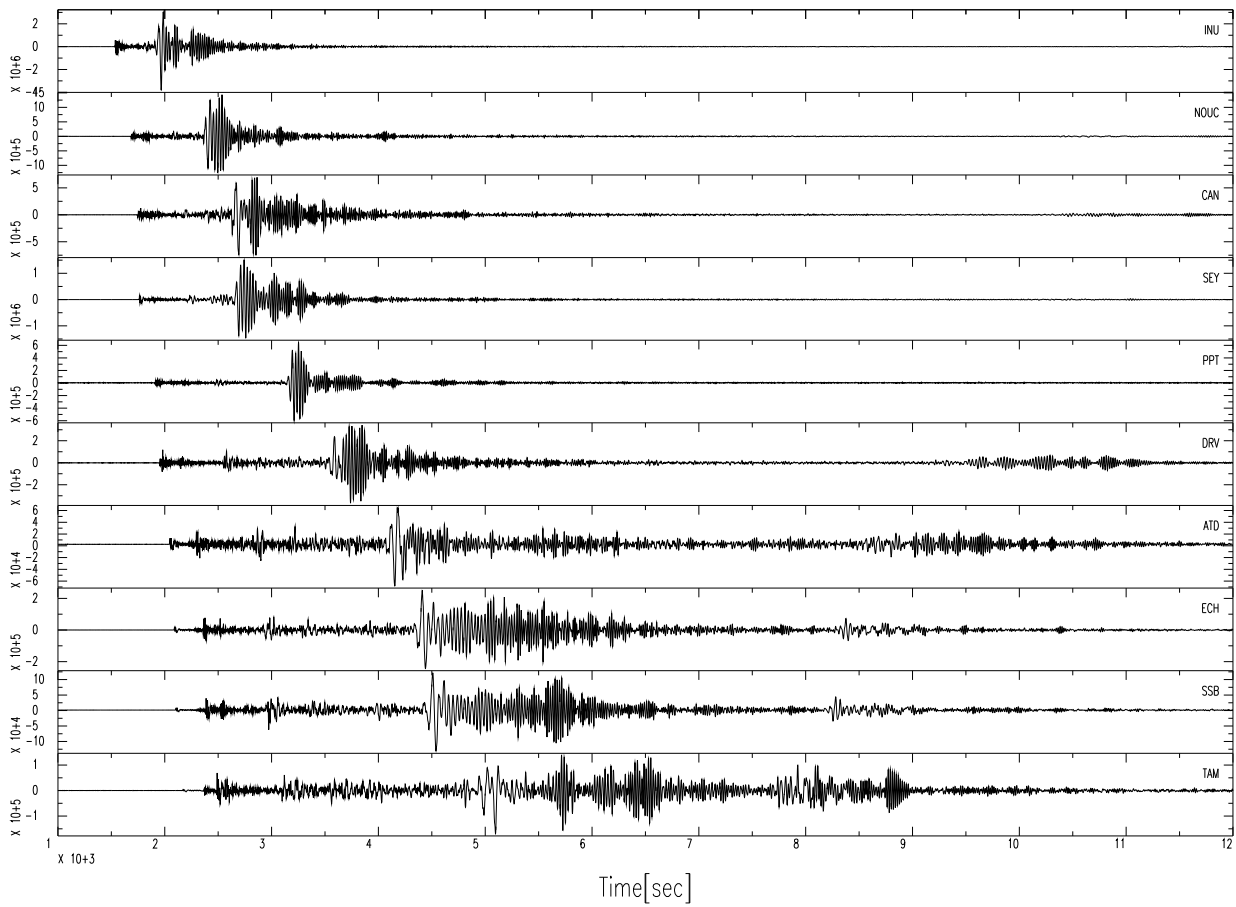


FIG. 2.3: Sismogrammes enregistrés dans différentes stations du réseau GEOSCOPE pour un séisme de magnitude  $M_S=8.1$ , avec un épicentre localisé à 13.06N et 145.31E qui s'est produit le 8 août 1993 à 8h34. Les distances épacentrales sont croissantes de haut en bas. On observe une rapide diminution de l'amplitude des ondes de volume avec la distance et une plus lente décroissance de celle de l'onde de surface. On notera l'étalement du signal avec l'augmentation de la distance qui rend compte de la dispersion.

Bien qu'il existe deux sortes de vitesse pour un type d'onde, il est important de noter que toutes deux sont liées par l'équation suivante:

$$U = \frac{d(kc)}{dk} = \frac{d\omega}{dk} \quad (2.1)$$

où  $k$  est le nombre d'onde.

Même s'il semble *a priori* plus facile de retrouver la vitesse de groupe, la vitesse de phase présente l'avantage d'être plus linéaire lors de l'inversion en profondeur (voir section 2.3.3), contrairement à  $U$  dont les dérivées partielles par rapport aux paramètres ont deux extrema avec la profondeur. C'est pour cette raison que l'on préfère calculer la vitesse à laquelle une phase constante  $\phi$ , se propage. Cette dernière peut se décomposer d'après Nakanishi & Anderson (1984) selon la somme suivante:

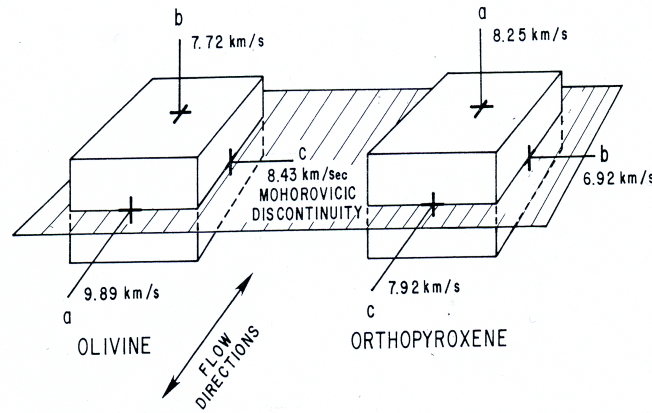


FIG. 2.4: Orientations des axes rapides dans le manteau supérieur pour l'olivine et l'orthopyroxène. Pour l'olivine, cet axe est généralement orienté dans la direction du flot de matière (D'après Christensen & Lundquist, 1982).

$$\phi(T) = \frac{\omega \Delta}{c(T)} + \underbrace{\phi_0 + \phi_S + \phi_I}_{\text{PhaseInitiale}} \quad (2.2)$$

$\phi_S$  étant la phase à la source,  $\phi_0$  le nombre de passages aux pôles qui est nul dans notre cas (étude régionale),  $\phi_I$  la phase due à la réponse instrumentale et  $c(T)$  la vitesse de phase associée à la phase observée.  $T$  est la période et  $\Delta$  la distance épacentrale. La somme de  $\phi_0$ ,  $\phi_S$  et  $\phi_I$  constitue la phase initiale que l'on suppose connue. En mesurant  $\phi(T)$ , nous pouvons déduire la vitesse de phase  $c(T)$ .

### 2.1.2 Anisotropie sismique

Contrairement au corps isotrope qui, indépendamment de l'orientation, se comporte de façon identique, l'anisotropie caractérise un milieu qui possède des propriétés différentes selon la direction considérée, abstraction faite du caractère homogène du milieu. Bien que ce soit un terme courant dans plusieurs domaines scientifiques, l'anisotropie sismique, qui intéresse plus particulièrement les sismologues, tient une place très importante dans l'étude de la Terre. Elle permet, par exemple, de définir les racines des cratons (Montagner, 1994), d'étudier le couplage lithosphère/manteau ou de comprendre la convection mantellique. Montagner (1998) note la présence d'une forte anisotropie dans la couche D'' à la base du manteau, dans la zone de transition (entre manteau inférieur et supérieur) et dans la partie supérieure du manteau. L'anisotropie permet de détecter les couches limites et de cartographier la convection mantellique puisque les cristaux composant les roches se déforment selon les directions d'écoulement convectif. D'autre part, les variations de vitesses d'ondes sismiques sont causées non seulement par les anomalies de température ou de composition chimique mais aussi par l'anisotropie sismique. Par conséquent, afin de ne pas imager des structures erronées, l'anisotropie est un paramètre à ne pas délaissier lors d'études tomographiques.

## L'anisotropie à toutes les échelles

L'anisotropie sismique trouve son origine dans deux domaines de profondeur différents. Dans la croûte par exemple, elle est causée par la distribution de fissures dans les roches (Crampin & Booth, 1985) alors que dans le manteau supérieur, elle serait plutôt due à une orientation préférentielle de réseaux cristallins (LPO)<sup>1</sup> et notamment ceux qui constituent l'olivine dans un flux convectif (Nicolas & Christensen, 1987). Il faut dire que c'est un phénomène qui s'exprime à tous les niveaux, que ce soit à la simple échelle d'un minéral ou à celle de notre planète Terre pour une vision plus macroscopique. L'olivine, justement, manifeste une différence de vitesse de plus de 20% entre son axe rapide (a) et son axe perpendiculaire le plus lent (b) (Fig.2.4). En général, l'axe rapide est orienté parallèlement à la direction principale du flot de matière. De la même manière, l'orthopyroxène et le clinopyroxène ont une anisotropie d'environ 10% (Christensen & Lundquist, 1982). Ces minéraux sont les principaux constituants du manteau supérieur, d'où la forte anisotropie dans les 400 premiers kilomètres de la Terre, et surtout jusqu'à 200km, car il reste encore des incertitudes concernant la profondeur maximale atteinte par l'anisotropie. Plus on pénètre à l'intérieur de la Terre, plus les minéraux subissent une augmentation de température et de pression qui rend leur structure plus isotrope (Meade *et al.*, 1995) et implique une anisotropie mystérieuse dans la couche D'' (Vinnik *et al.*, 1989) et la zone de transition (Montagner & Kennett, 1996; Vinnik & Montagner, 1996).

A plus large échelle, l'anisotropie joue un rôle primordial en sismologie et se détecte autant par les ondes de volume (Fukao, 1984) que par les ondes de surface (Forsyth, 1975; Schlue & Knopoff, 1977). Dans un solide élastique isotrope, deux types d'ondes se propagent à travers le milieu: les ondes  $P$  et les ondes  $S$ . Mais dans un corps anisotrope, les ondes  $S$  se partagent en ondes de polarisation horizontales ( $S_H$ ) et verticales ( $S_V$ ) toutes deux avec une vitesse différente. Il s'agit de "*shear-wave splitting*". Cela s'apparente à la biréfringence en optique, lorsqu'un rayon lumineux se dédouble en traversant un milieu anisotrope. Vinnik *et al.* (1984) ont étudié ce type d'anisotropie grâce à l'étude des ondes  $S$  qui se réfléchissent à l'interface noyau-manteau ( $SKS$  ou  $ScS$ ). La résolution latérale de l'anisotropie reste malheureusement encore assez pauvre (difficile à résoudre en dessous de 1000km). Un autre type d'anisotropie a été découvert sur des profils océaniques pour expliquer les différences de temps de trajet des ondes  $P$  selon les azimuts (Hess, 1964). Cette anisotropie qualifiée d'azimutale concerne à la fois les ondes de volumes et les ondes de surface alors que l'anisotropie dite de polarisation ou radiale découle d'une incompatibilité des vitesses de phase entre une onde de Rayleigh et une onde de Love pour un même trajet (Anderson, 1961; McEvelly, 1964). Elle ne peut s'expliquer par des hétérogénéités latérales.

## Le tenseur élastique

Ces trois manifestations de l'anisotropie proviennent d'une sensibilité des ondes sismiques différente selon les coefficients du tenseur élastique anisotrope. Celui-ci in-

---

1. Lattice Preferred Orientation

tervient dans la loi de Hooke généralisée ou loi de l'élasticité linéaire (Eq.2.3).

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl}\varepsilon_{kl} \quad (2.3)$$

Les constantes de proportionnalité,  $C_{ijkl}$  sont appelées *modules élastiques* et définissent les propriétés du milieu. C'est un tenseur d'ordre 4 qui contient 81 termes. Par la somme linéaire, il relie les 9 éléments du tenseur de contraintes,  $\sigma_{ij}$  aux 9 autres éléments du tenseur de déformation,  $\varepsilon_{kl}$ . En tant qu'exemple, nous n'écrivons que la première des 9 équations:

$$\begin{aligned} \sigma_{11} = & C_{1111}\varepsilon_{11} + C_{1112}\varepsilon_{12} + C_{1113}\varepsilon_{13} \\ & + C_{1121}\varepsilon_{21} + C_{1122}\varepsilon_{22} + C_{1123}\varepsilon_{23} \\ & + C_{1131}\varepsilon_{31} + C_{1132}\varepsilon_{32} + C_{1133}\varepsilon_{33} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Le tenseur de contraintes et celui des déformations étant symétriques, cela réduit le nombre d'équations indépendantes à 6. Par conséquent, il ne reste plus que 36 coefficients indépendants sur 81 (Eq.2.5).

$$C_{ijkl} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} & C_{16} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & C_{24} & C_{25} & C_{26} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} & C_{34} & C_{35} & C_{36} \\ C_{41} & C_{42} & C_{43} & C_{44} & C_{45} & C_{46} \\ C_{51} & C_{52} & C_{53} & C_{54} & C_{55} & C_{56} \\ C_{61} & C_{62} & C_{63} & C_{64} & C_{65} & C_{66} \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

De plus, en raison des différentes symétries des tenseurs  $\sigma$  ( $\sigma_{ij}=\sigma_{ji}$ ) et  $\varepsilon$  ( $\varepsilon_{kl}=\varepsilon_{lk}$ ) ainsi qu'en considérant l'énergie élastique ( $W = 1/2\sigma_{ij}\varepsilon_{ij}$ ), le tenseur élastique devient également symétrique ( $C_{ijkl} = C_{jikl} = C_{ijlk} = C_{klij}$ ). Ainsi, nous n'obtenons plus que 21 paramètres indépendants qui décrivent un milieu anisotrope. Quant au milieu isotrope, seuls 2 paramètres suffisent, à savoir les coefficients de Lamé,  $\lambda$  et  $\mu$ . Ce dernier étant aussi appelé *module de cisaillement* ou de *rigidité* est une mesure de résistance; plus il est grand plus le corps est indéformable, d'où sa valeur nulle pour un liquide.

### Anisotropie radiale et azimutale

Comme il a été énoncé plus haut, deux types d'anisotropie peuvent être observés lorsqu'on travaille avec les ondes de surface. En considérant une cellule convective simple, la Figure 2.5 rend compte des deux principaux paramètres anisotropes,  $\xi$  et  $G$ .

- **Le premier type** est l'*anisotropie radiale* ou *anisotropie de polarisation* ( $\xi$ ). Ce phénomène relié à la biréfringence des ondes de cisaillement n'existe que dans un milieu transversalement isotrope, c'est-à-dire dans un milieu qui contient un axe de symétrie verticale. Dans ce cas, le nombre de paramètres indépendants s'élève à cinq:  $A, C, F, L, N$  (Love, 1944) auxquels on ajoute la densité  $\rho$  (Anderson, 1961). Ces coefficients sont reliés aux composantes du tenseur élastique (Tab.2.1). Dans ce type de milieu ou également dans une structure cristallographique hexagonale, quatre de ces constantes s'expriment

en termes de vitesses d'ondes  $P$  et  $S$  se propageant perpendiculairement ( $V$ ) ou parallèlement ( $H$ ) à l'axe de symétrie (Tab.2.1). L'interprétation de  $F$  est, par contre, plus compliquée et demande des informations sur une direction de propagation supplémentaire.

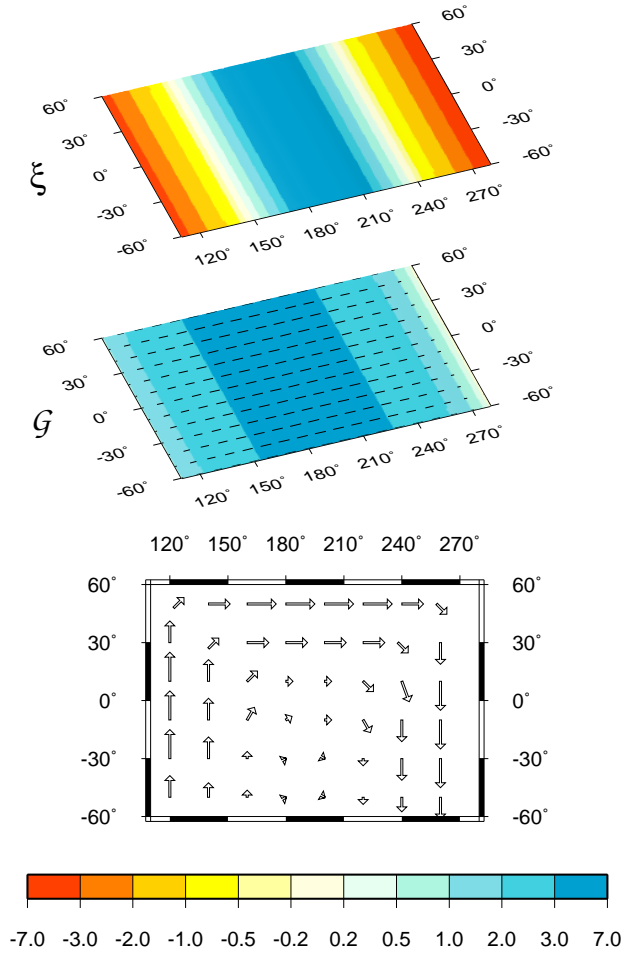


FIG. 2.5: Schéma d'une cellule convective simple d'un mouvement circulaire indiqué par les flèches. Influence de l'écoulement sur les paramètres d'anisotropie radiale ( $\xi$ ) et azimutale ( $G$ ), respectivement exprimés en ‰ et en MPa. Les traits du paramètre  $G$  représentent l'orientation préférentielle de l'olivine. L'écoulement vertical (ascendant ou descendant) est caractérisé par une faible anisotropie azimutale et une anisotropie radiale négative ( $\xi < 0$ ) alors qu'un écoulement horizontal induit une forte anisotropie azimutale ainsi qu'une anisotropie radiale positive ( $\xi > 0$ ) (D'après Montagner, 2002).

L'anisotropie radiale s'exprime en réalité par le rapport:

$$\xi - 1 = (N - L)/L = (V_{SH}^2 - V_{SV}^2)/V_{SV}^2 \quad (2.6)$$

Comme il est illustré dans la Figure 2.5, si  $V_{SH}$  est plus grande que  $V_{SV}$  (autrement dit  $\xi > 0$ ), nous aurons tendance à interpréter cela comme un mouvement horizontal de matière alors que l'inverse ( $\xi < 0$ ) désignera plutôt des courants verticaux (Anderson & Regan, 1983). Nous verrons dans l'inversion en profondeur (voir section 2.3.3) que les

TAB. 2.1: Définition des paramètres de Love et leur équivalence en vitesses sismiques.  $V_{PH}$  et  $V_{PV}$  ( $V_{SH}$  et  $V_{SV}$ ): Respectivement vitesses d'ondes  $P$  ( $S$ ) se propageant horizontalement et verticalement par rapport à l'axe de symétrie.

Paramètres de Love	Tenseur élastique	Vitesses
A	$C_{11} = C_{22}$	$\rho V_{PH}^2$
C	$C_{33}$	$\rho V_{PV}^2$
F	$C_{31} = C_{32}$	
L	$C_{44} = C_{55}$	$\rho V_{SV}^2$
N	$C_{66}$	$\rho V_{SH}^2$

ondes de Rayleigh sont décrites à partir des constantes  $A$ ,  $C$ ,  $L$ ,  $F$  et celles de Love par  $N$  et  $L$ .

Pour revenir au tenseur élastique défini dans l'équation 2.5, les équivalences de la Table 2.1 permettent d'écrire  $C_{ijkl}$  comme suit:

$$C_{ijkl} = \begin{pmatrix} A & A - 2N & F & 0 & 0 & 0 \\ A - 2N & A & F & 0 & 0 & 0 \\ F & F & C & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & L & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & L & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & N \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

- **L'autre type d'anisotropie** est l'*anisotropie azimutale* ( $G$ ), directement dérivée de la variation de la vitesse de phase en fonction de l'angle d'incidence de l'onde par rapport aux axes cristallographiques. On l'observe soit sur les ondes de surface (Forsyth, 1975) soit sur les ondes de volumes (Hess, 1964). Sur la Figure 2.5, nous voyons que les régions de courants ascendants ou descendants sont plutôt caractérisées par de faibles variations azimutales ( $G$  proche de 0). Notons que ces dernières sont en corrélation avec une valeur négative du paramètre  $\xi$ .

Ces deux types d'anisotropie ont des conséquences sur la phase si bien que les effets d'anisotropie se traduisent par des déphasages. Montagner & Nataf (1986) ont dérivé une technique qui peut expliquer simultanément ces deux formes d'anisotropie observables en sismologie (section 2.3).



## 2.2 Calcul de la vitesse de phase

### 2.2.1 Sismogrammes synthétiques

La première étape de notre travail tomographique consiste à obtenir les courbes de dispersion de chaque trajet. Mais ces vitesses de phase ne sont pas directement mesurables à partir du sismogramme. Or, comme toute situation à problème inconnu, on essaye de se reporter à ce qui fait office de référence. Comme nous le verrons dans la section 2.2.2, les vitesses de phase recherchées seront donc acquises par comparaison de la donnée réelle avec un sismogramme synthétique, lui-même calculé à partir d'un modèle mathématique de Terre élastique à symétrie sphérique. Le *Preliminary Reference Earth Model (PREM)* (Dziewonski & Anderson, 1981) sera le modèle de référence utilisé. Ainsi, en supposant une certaine géométrie de la source et une structure transverse isotrope à axe vertical entre l'hypocentre et le récepteur, nous sommes capables de reproduire un signal généré par un tremblement de terre.

Nous allons donc décrire ci-dessous une des méthodes de calcul les plus appliquées en sismologie et classiquement nommée calcul de sismogrammes synthétiques par sommation de modes propres.

#### Sommation de modes propres

La Terre est un corps déformable et son déplacement causé par un tremblement de terre se mesure à l'aide d'un sismomètre. L'enregistrement ou sismogramme est la réponse terrestre à une source d'excitation (séisme) et se caractérise par son amplitude et sa période. Grâce à une Transformée de Fourier, tout phénomène périodique peut être décrit sous forme d'une somme infinie de composantes fréquentielles discrètes infiniment proches. En effet, pour un séisme de magnitude généralement supérieure à 6.5 et grâce à deux propriétés physiques intrinsèques à la Terre qui sont sa dimension finie et sa surface libre, les paquets d'ondes de surface ont suffisamment d'énergie pour parcourir plusieurs fois le tour de la Terre et se rejoindre. Elles finissent ainsi par interférer de manière constructive entre elles pour produire des ondes stationnaires qui oscillent à des fréquences qui dépendent directement de la structure interne du milieu. La Figure 2.6 illustre l'analyse spectrale d'un signal de longue durée (48 heures) sur laquelle on peut voir apparaître des pics à des fréquences particulières que l'on appelle *fréquences propres*. Par analogie à la musique, elles s'apparenteraient aux sons émis par les instruments. A titre d'exemple, la Figure 2.7 représente les premières vibrations ondulatoires (ou harmoniques) d'une corde de guitare fixée à ses deux extrémités. Ces vibrations s'avoisinent aux oscillations libres d'une Terre 3D et sont communément appelées *modes propres* de la Terre.

Comment les calculer? Supposons que nous nous trouvons dans le cas d'un modèle à symétrie sphérique, isotrope, élastique et non-rotatif. L'équation du mouvement, ou équation élasto-dynamique, s'exprime alors de la façon suivante:

$$\rho(r) \frac{\partial^2 \vec{u}_i(r, t)}{\partial t^2} = \partial_j \vec{\sigma}_{ij} + \rho g_i + f_{Ei} + f_{Ii} \quad (2.8)$$

## Séisme : Iles Balleny 25/03/1998 -- Station : ECH

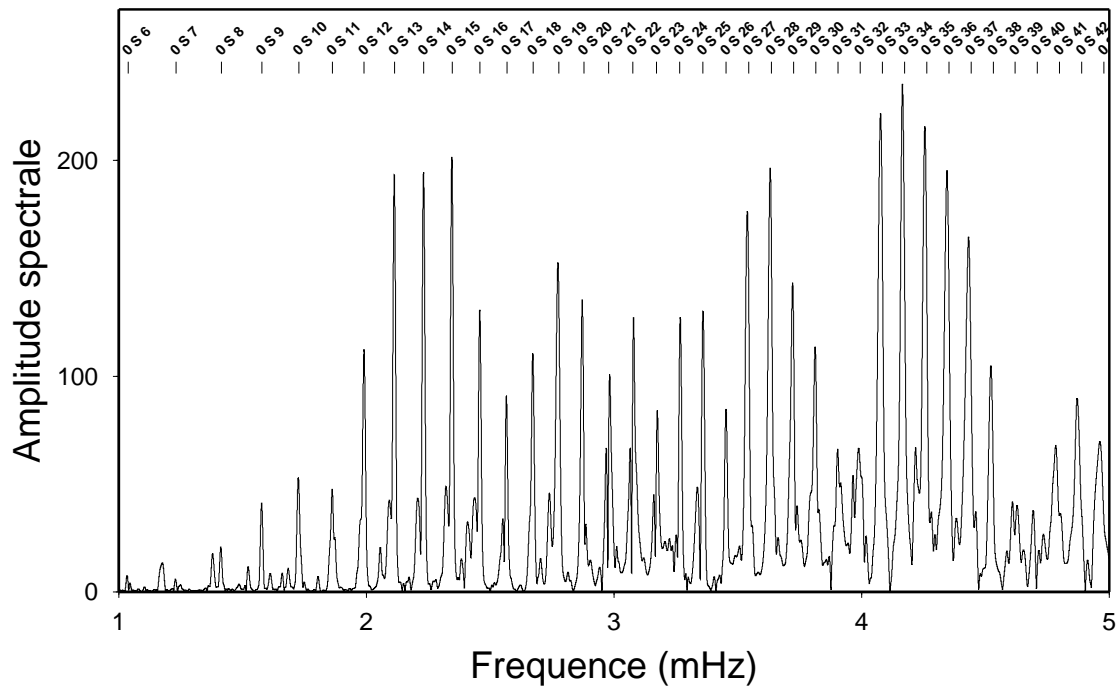


FIG. 2.6: Spectre calculé pour un séisme de magnitude 8 enregistré à la station ECH (GEO-SCOPE) le 25 mars 1998 à 3H12'25 dans les îles Balleny (62.877S/149.527E). On note l'apparition de pics très fins correspondant aux fréquences propres du mode fondamental ( $n=0$ ) sphéroïdal  ${}_0S_i$  (Communication personnelle, Millot, 2002).

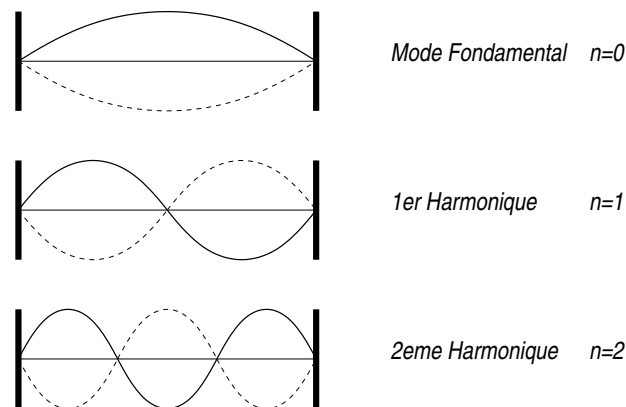


FIG. 2.7: Les 3 premiers modes propres des vibrations d'une corde de guitare fixée à ses deux extrémités. Chacun d'eux correspond à une onde stationnaire d'une fréquence et d'une longueur d'onde déterminées par les conditions limites de la corde. Les points de la corde (en dehors des bouts fixes) qui ont une amplitude de déplacement nulle sont les noeuds de vibration. Le mode fondamental est celui qui ne possède aucun noeud ( $n=0$ ) autre que les extrémités, le second mode ou premier harmonique en contient un ( $n=1$ ), le troisième ou second harmonique deux ( $n=2$ ), et ainsi de suite.

où  $\vec{u}_i(r, t)$  désigne le déplacement à un certain point du rayon terrestre ( $r$ ) au temps  $t$  selon l'axe  $i$ ,  $\rho$  est la densité,  $\vec{\sigma}$  le tenseur des contraintes,  $\rho g_i$  la composante du champ de gravité,  $f_{Ei}$  l'ensemble des forces extérieures telles une explosion nucléaire ou les forces magnétiques, par exemple et  $f_{Ii}$  les forces d'inertie (Coriolis et centrifuge). Après avoir effectué une Transformation de Fourier (passage dans le domaine fréquentiel) l'équation s'écrit:

$$-\rho(r)\omega^2\vec{u}_i(r, \omega) = \partial_j\vec{\sigma}_{ij} + \rho g_i + f_{Ei} + f_{Ii} \quad (2.9)$$

Trouver les modes propres de la Terre revient à résoudre cette équation avec l'annulation des forces extérieures (les 3 derniers termes de l'équation 2.9 valent 0). Dès lors, il nous faut considérer les conditions aux limites appropriées à notre planète, à savoir la continuité des vecteurs de déplacement et de contrainte à la surface, que l'on peut également formuler comme étant l'annulation de la traction aux interfaces. Ainsi, nous cherchons les solutions en termes d'oscillations stationnaires de:

$$-\rho(r)\omega^2\vec{u}_i(r, \omega) - A(r)\vec{u}_i(r, \omega) = 0 \quad (2.10)$$

où  $A(r)$  est l'opérateur élastique englobant tous les effets dynamiques auxquels est sensible le déplacement après avoir appliqué la théorie des perturbations au premier ordre (Woodhouse & Dahlen, 1978).

$$A(r)\vec{u}(r, \omega) = \nabla\vec{\sigma}_{ij} - [\nabla(\rho\vec{u})](r, \omega)g(r) + \nabla(\rho\vec{u}g)(r, \omega) - \rho(r)\nabla\psi(r, \omega) \quad (2.11)$$

$\psi$  désigne le potentiel de la perturbation de gravité  $\delta g$ . L'objectif est de chercher les valeurs propres (fréquences propres) ainsi que les vecteurs propres (fonctions propres) de cet opérateur.

En supposant notre modèle sphérique, on peut procéder à la séparation des variables de coordonnées sphériques ( $r, \theta, \phi$ ). Nous recherchons donc une solution pour le vecteur déplacement de la forme:

$$\vec{u}(\mathbf{r}, \omega) = [{}_nU_l^m(r, \omega)e_r + {}_nV_l^m(r, \omega)\nabla_1 - {}_nW_l^m(r, \omega)(e_r \times \nabla_1)]Y_l^m(\theta, \phi) \quad (2.12)$$

avec  $(e_r, e_\theta, e_\phi)$ , le repère sphérique et  $\nabla_1$  le gradient horizontal sur la sphère unité  $[\nabla_1 f(r) = \partial_\theta f(r)e_\theta + (\sin\theta)^{-1}\partial_\phi f(r)e_\phi]$ .  $Y_l^m$  désigne l'harmonique sphérique d'ordre angulaire  $l$  et d'ordre azimutal  $m$ :

$$Y_l^m(\theta, \phi) = (-1)^m \left[ \frac{2l + l(l - m)!}{4\pi(l + m)!} \right]^{\frac{1}{2}} P_l^m(\cos\theta)\exp(im\phi) \quad (2.13)$$

où  $P_l^m(\cos\theta)$  désigne les polynômes de Legendre alors que  $l$  et  $m$  sont des entiers,  $-l \leq m \leq l$ .

De la même manière, nous pouvons décomposer la traction radiale  $\vec{\sigma}e_r$  comme suit:

$$\vec{\sigma} \cdot e_r = [{}_n R_l^m(r, \omega) e_r + {}_n S_l^m(r, \omega) \nabla_1 - {}_n T_l^m(r, \omega) (e_r \times \nabla_1)] Y_l^m(\theta, \phi) \quad (2.14)$$

En introduisant ce type de solution (Eq.2.12 et 2.14) dans l'équation 2.10, nous obtenons un découplage des équations régissant  ${}_n U_l^m(r)$ ,  ${}_n V_l^m(r)$ ,  ${}_n R_l^m(r)$  et  ${}_n S_l^m(r)$  d'une part et celles contenant  ${}_n W_l^m(r)$  et  ${}_n T_l^m(r)$  d'autre part. Ces termes sont les fonctions propres radiales auxquelles sont associées les fréquences propres  $\omega$ .  $n$ ,  $l$  et  $m$  sont respectivement les nombres quantiques radial, angulaire et azimutal. Le problème à résoudre se pose donc en 6 équations de 6 inconnues. Et dans un cas transversalement isotrope à axe vertical, 2 types d'oscillation en dérivent (Takeuchi & Saito, 1972). Premièrement, les oscillations sphéroïdales pour lesquelles le rotationnel du déplacement s'annule et deuxièmement, les oscillations toroïdales pour lesquelles le déplacement radial et la divergence du déplacement disparaissent. Les équations dépendent de  $n$  et  $l$  mais absolument pas de  $m$  étant donné que le modèle de référence est sphérique. C'est ce que l'on appelle une dégénérescence en  $m$ : à une fréquence propre donnée,  $2l + 1$  fonctions propres lui sont attribuées. Cette dégénérescence disparaît lorsque l'on introduit la rotation et l'ellipticité dans notre modèle.

Si l'on définit à l'aide des harmoniques sphériques la base des vecteurs propres orthogonaux qui décrivent la sphère (Eq.2.15),

$$\begin{aligned} e_r &= Y_l^m \vec{e}_r \\ \nabla_1 &= \frac{1}{\sqrt{l(l+1)}} \left( \frac{\partial Y_l^m}{\partial \theta} \vec{e}_\theta + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial Y_l^m}{\partial \phi} \vec{e}_\phi \right) \\ e_r \times \nabla_1 &= \frac{1}{\sqrt{l(l+1)}} \left( \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial Y_l^m}{\partial \phi} \vec{e}_\theta - \frac{\partial Y_l^m}{\partial \theta} \vec{e}_\phi \right) \end{aligned} \quad (2.15)$$

les déplacements sphéroïdaux peuvent s'exprimer de la façon suivante:

$$\begin{aligned} u_r &= {}_n U_l Y_l^m \\ u_\theta &= \frac{1}{\sqrt{l(l+1)}} {}_n V_l \frac{\partial Y_l^m}{\partial \theta} \\ u_\phi &= \frac{1}{\sqrt{l(l+1)}} {}_n V_l \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial Y_l^m}{\partial \phi} \end{aligned} \quad (2.16)$$

et les déplacements toroïdaux comme suit:

$$\begin{aligned} u_r &= 0 \\ u_\theta &= \frac{1}{\sqrt{l(l+1)}} {}_n W_l \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial Y_l^m}{\partial \phi} \\ u_\phi &= \frac{1}{\sqrt{l(l+1)}} {}_n W_l \frac{\partial Y_l^m}{\partial \theta} \end{aligned} \quad (2.17)$$

### Coefficients d'excitation des modes propres

L'avantage des modes propres est qu'ils constituent une base complète de fonctions que nous noterons  $\vec{u}_k$ , avec l'indice  $k$  regroupant l'ensemble des nombres quantiques  $(n, l, m)$ . Cette base remplit la condition d'orthonormalisation:

$$\int_V \rho u_k^* u_{k'} dV = \delta_{kk'} \quad (2.18)$$

avec  $*$  désignant la conjugaison complexe et  $V$  le volume de la Terre. Cela étant aussi l'équivalent de:

$$\int_0^r \rho(r) [{}_n U_l^2(r) + l(l+1) {}_n V_l^2(r)] r^2 dr = \int_0^r \rho(r) l(l+1) {}_n W_l^2(r) r^2 dr = 1 \quad (2.19)$$

Tout déplacement en un point quelconque  $\vec{r}$  de la Terre répondant à une force peut être exprimé en fonction de cette base et sera solution de:

$$-\rho(r)\omega^2 \vec{u}_i(r, \omega) - A(r)\vec{u}_i(r, \omega) = f(r, \omega) \quad (2.20)$$

où  $r$  est ici le vecteur position en coordonnées sphériques  $(r, \theta, \phi)$ .

Nous calculerons donc le sismogramme synthétique par sommation de modes propres:

$$\vec{u}(\vec{r}, \omega) = \sum_k a_k(\omega) |k\rangle \quad (2.21)$$

où  $a_k$  est l'excitation du mode  $\vec{u}_k$ , ici noté  $|k\rangle$ .

Une fois les fonctions propres retrouvées, il nous faut évaluer l'excitation des différents modes par les tremblements de Terre. On obtient les coefficients d'excitation en remplaçant cette dernière équation dans l'équation 2.9 et en utilisant les relations d'orthonormalisation. Nous obtenons ainsi:

$$a_k(\omega) = \frac{\langle k|f\rangle(\omega)}{\omega_k^2 - \omega^2} \quad (2.22)$$

Si l'on suppose que la source est causale et temporellement ponctuelle, cette dernière peut être exprimée par  $\vec{f}(\vec{r}, t) = \vec{F}(\vec{r})H(t)$ , avec  $H(t)$  représentant la fonction d'Heaviside. Nous montrons ensuite d'après Gilbert (1971) que:

$$a_k(t) = \langle k|F\rangle \frac{(1 - \cos(\omega_k t))}{\omega_k^2} \quad (2.23)$$

Rappelons que  $[1 - \cos(\omega_k t)]/\omega_k^2$  est la Transformée de Laplace de  $1/[\rho(\omega^2 + \omega_k^2)]$ . Notons le produit scalaire  $\langle k|F\rangle = S_k$  qui correspond à  $\int_V \vec{u}_k^*(r) \vec{F}(\vec{r}) dV$ . Nous arrivons à un déplacement qui s'exprime en fonction d'un terme source et d'un terme de propagation:

$$\vec{u}(r, \theta, \phi) = \sum_k - \underbrace{\left[ \int_V \vec{u}_k^*(r) \vec{F}(\vec{r}) dV \right]}_{\text{Source}} \cdot \underbrace{\vec{u}_k(\vec{r}) \frac{1 - \cos(\omega_k t)}{\omega_k^2}}_{\text{Récepteur}} \quad (2.24)$$

Cette expression correspond au premier ordre de l'approximation de Born dans son approximation asymptotique d'ordre 0 (qui est l'équivalent d'une approximation haute fréquence). Il ne reste ensuite qu'à modéliser la source sismique. En travaillant avec les longues périodes et excepté pour les très gros séismes, la source peut être considérée comme spatialement ponctuelle, étant donnée sa faible dimension. Aki & Richards (1980) montrent ainsi que le terme source dépend du tenseur de second ordre des moments sismiques  $M$  ainsi que de celui des déformations ( $\varepsilon$ ) puisque:

$$F(r) = -M \frac{\partial}{\partial r} \delta(r - r_s) \quad (2.25)$$

où  $r_s = (r_s, \theta_s, \phi_s)$  sont les coordonnées de la source.

Nous avons alors en utilisant la symétrie du tenseur des moments sismiques:

$$\begin{aligned} S_k &= \int_V \vec{u}_k^*(r) \vec{F}(\vec{r}) dV = -M \frac{\partial}{\partial r} \delta(r - r_s) dV \\ &u_k^*(r_s) M = \varepsilon^*(r_s) M \end{aligned} \quad (2.26)$$

où  $\varepsilon^*(r_s) M$  est le complexe conjugué du tenseur des déformations associé au mode  $k$ .

Le sismogramme synthétique  $S(r, \theta, \phi)$  s'exprime au final par le produit scalaire de la réponse instrumentale qui dépend de la composante ( $\vec{v}$ ) avec le déplacement ( $\vec{u}$ ):

$$S(r, \theta, \phi) = \vec{v} \cdot \vec{u} = \sum_k (\varepsilon^* M) \vec{v} \cdot \vec{u}_k \frac{1 - \cos(\omega_k t)}{\omega_k^2} \quad (2.27)$$

### 2.2.2 Algorithme des "Montagnes russes"

Une fois les sismogrammes synthétiques calculés, il nous est à présent possible d'obtenir les vitesses de phase moyennes le long de chaque trajet. Dans cette optique, nous avons employé la méthode d'inversion développée par ?). Celle-ci utilise une technique que l'on appelle *montagnes russes*. Elle combine, dans un premier temps, la détection de toutes les solutions possibles dans une grande bande de basses fréquences et dans un second temps, une inversion aux moindres-carrés pour chacune de ces solutions trouvées afin d'identifier les variations du modèle à plus petites longueurs d'onde. Un des avantages proposé par cette méthode est qu'elle offre la possibilité de retrouver non seulement la vitesse du mode fondamental mais également celle des six premiers modes harmoniques. Ceci représente une tâche pourtant difficile à résoudre étant donné la sous-détermination et la très forte non-linéarité du problème dues aux arrivées simultanées des différentes branches de modes supérieurs.

Dès lors, encore peu de sismologues se sont investis dans la conquête des modes harmoniques. C'est pourquoi, contrairement à l'affluence des modèles tomographiques

d'ondes de surface utilisant le mode fondamental, peu d'études faisant appel à l'information des modes harmoniques existent aujourd'hui. La première concernant un modèle globale traitait les quatre premiers modes et date de 1994 (Stutzmann & Montagner, 1994). Les auteurs (Stutzmann & Montagner, 1993) recalculaient les fonctions propres du nouveau modèle de Terre obtenu à l'iteration précédente. Ainsi, ils gagnaient en précision afin de déterminer aux mieux les sismogrammes synthétiques nécessaires à l'iteration suivante. Néanmoins, auparavant Cara & Lévêque (1987) proposaient de déterminer les vitesses de phase des quatre premiers modes avec une technique d'inversion de la forme d'onde basée sur le filtrage variable. Cette procédure fut, par la suite, automatisée par Debayle en 1999. Entre temps, van Heijst & Woodhouse (1997) proposaient une méthode basée sur des fonctions de cross-corrélation. Les perturbations de vitesses de phase et d'amplitude sont déterminées pour la branche du mode le plus énergétique. Sa forme d'onde est ensuite extraite du sismogramme afin de déterminer la variation de vitesse de phase et d'amplitude de la seconde branche qui contiendra le plus d'énergie et ainsi de suite. Dernièrement, Yoshizawa & Kennett (2002) ont proposé de calculer les vitesses de phase à partir d'un modèle issu du *neighbourhood algorithm* (NA) développé par Sambridge (1999).

Nous allons ci-dessous présenter de façon succincte la méthode utilisée pour l'étude de notre région. Le lecteur se référera à (?) pour de plus amples détails.

Nous avons vu dans la section précédente (section 2.2.1) comment les sismogrammes synthétiques étaient calculés par sommation de modes propres d'après un modèle 1D de référence (PREM), une réponse instrumentale et des paramètres source donnés (Woodhouse & Girnius, 1982). Il s'agit de la première étape du calcul de la vitesse de phase.

Chaque donnée réelle et son synthétique correspondant avec corrections d'ellipticité et de rotation sont ensuite filtrés dans la bande de fréquences 2-25mHz (40-500 sec), domaine dans lequel nous procéderons à l'inversion. Cette fenêtre permet de retrouver la vitesse de phase des 6 premiers modes harmoniques; au delà du 7<sup>ème</sup> mode, le signal possède une amplitude négligeable. Pour chaque sismogramme, la fenêtre temporelle du mode fondamental ainsi que celle des harmoniques est pointée, ce qui permet également de s'assurer de la bonne concordance entre la donnée réelle et son synthétique. Il est important de souligner qu'une imprécision raisonnable dans le pointé ne changera aucunement le résultat de l'inversion. La Figure 2.8 illustre un exemple de pointé pour un sismogramme réel et son synthétique.

Pour des questions de convenance, l'inversion a lieu dans le domaine fréquentiel. Nous effectuons une Transformée de Fourier du signal contenu dans la fenêtre sélectionnée, mais seules les amplitudes supérieures à un seuil fixé à 10 % de l'amplitude maximale normalisée du spectre sont retenues pour l'inversion, ce qui évite d'inverser du bruit, synonyme de pollution du signal (Fig.2.9).

## Problème direct

Exprimons à présent le problème direct du calcul de la vitesse de phase. En supposant tout d'abord qu'au premier ordre, l'effet de la perturbation sur la phase domine celui de la perturbation sur l'amplitude (Li & Tanimoto, 1993), la relation entre le spectre

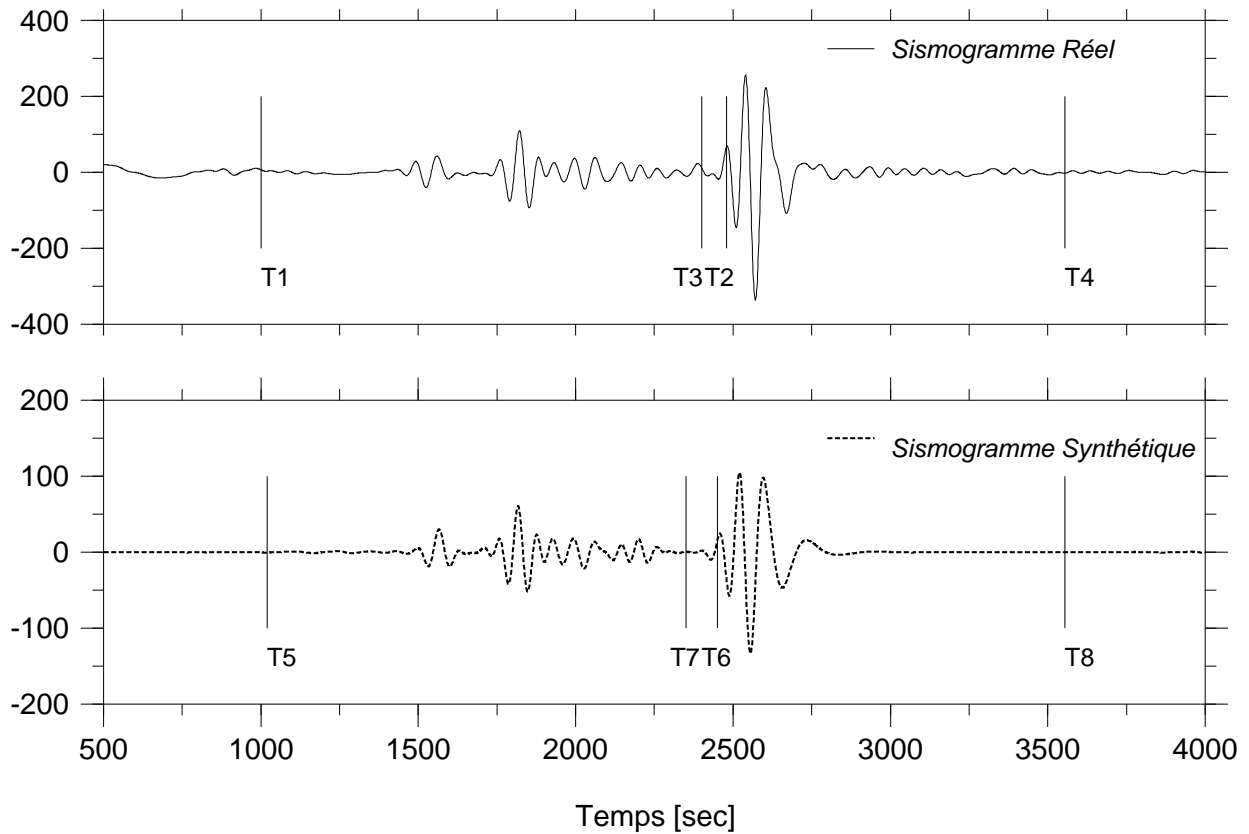


FIG. 2.8: Exemple de pointé des sismogrammes enregistrés sur la composante verticale à la station SAY (Fig.2.17). Le séisme (1.34N/126.56E) s'est produit le 27 août 2001 à 1H16'47.5 à 32km de profondeur et avec une magnitude de 5.9.  $T_1$  et  $T_2$  délimitent la fenêtre temporelle des modes harmoniques de la donnée réelle (en haut) alors que  $T_3$  et  $T_4$  délimitent celle du mode fondamental. Il en est respectivement de même avec  $T_5$  et  $T_6$  du synthétique (en bas) et  $T_7$  et  $T_8$ . Un filtre passe-bande entre 2 et 25 mHz a été appliqué sur les deux sismogrammes.



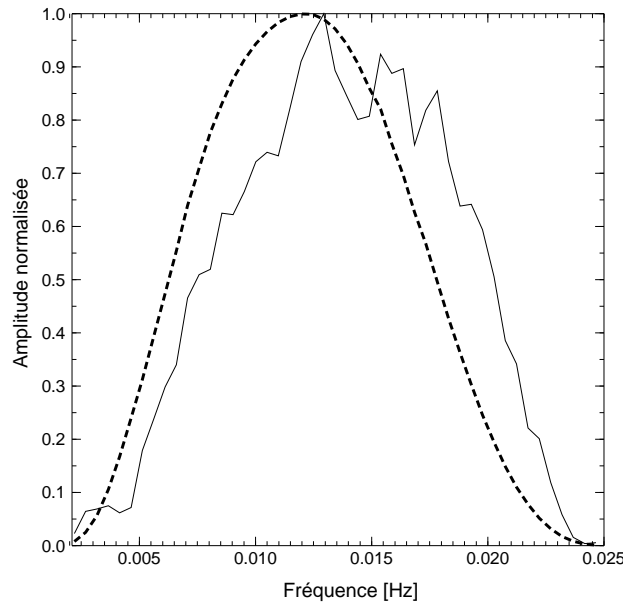


FIG. 2.9: Spectre du mode fondamental de la donnée réelle (trait plein) et de son synthétique (trait pointillé) correspondant aux sismogrammes de la Figure 2.8. L'amplitude est normalisée par rapport à l'amplitude maximale.

d'un sismogramme enregistré ( $r$ ) et celui de son synthétique correspondant ( $s$ ) est la suivante:

$$A_r(\vec{r}, \omega) \exp[i\Phi_r(\vec{r}, \omega)] = \sum_{j=0}^n A_{s_j}(\vec{r}, \omega) \exp[i(\Phi_{s_j}(\vec{r}, \omega) + \delta\phi_{s_j}(\vec{r}, \omega))] \quad (2.28)$$

où  $A$  représente l'amplitude du spectre,  $\phi$  la phase,  $\vec{r}$  la position source-récepteur et  $\omega$  la fréquence angulaire. Si l'on exprime la phase comme une fonction de la vitesse de phase, nous pouvons récrire l'équation 2.28 en suivant Kanamori & Given (1981):

$$A_r(\vec{r}, \omega) \exp[i\Phi_r(\vec{r}, \omega)] = \sum_{j=0}^n B_j(\vec{r}, \omega) \exp\left[i\left(\psi_j(\vec{r}, \omega) - \frac{\omega\theta a}{C_{r_j}(\vec{r}, \omega)}\right)\right] \quad (2.29)$$

avec  $a$  désignant le rayon terrestre,  $\theta$  la distance épacentrale (en radians) et  $C_{r_j}(\vec{r}, \omega)$  la vitesse de phase réelle et moyenne le long d'un trajet pour le  $j^{\text{ème}}$  mode. C'est par ailleurs celle que nous souhaitons retrouver.  $B_j(\vec{r}, \omega)$  contient l'amplitude à la source et l'atténuation alors que  $\psi_j(\vec{r}, \omega)$  désigne la phase à la source. Si l'on introduit le paramètre sans dimension pour chaque mode  $\mathbf{p}_j(\vec{r}, \omega)$  qui contient la vitesse de phase du modèle de référence 1D notée  $C_{s_j}(\omega)$ :

$$\mathbf{p}_j(\vec{r}, \omega) = \frac{C_{r_j}(\vec{r}, \omega) - C_{s_j}(\omega)}{C_{s_j}(\omega)} \quad (2.30)$$

on arrive à:

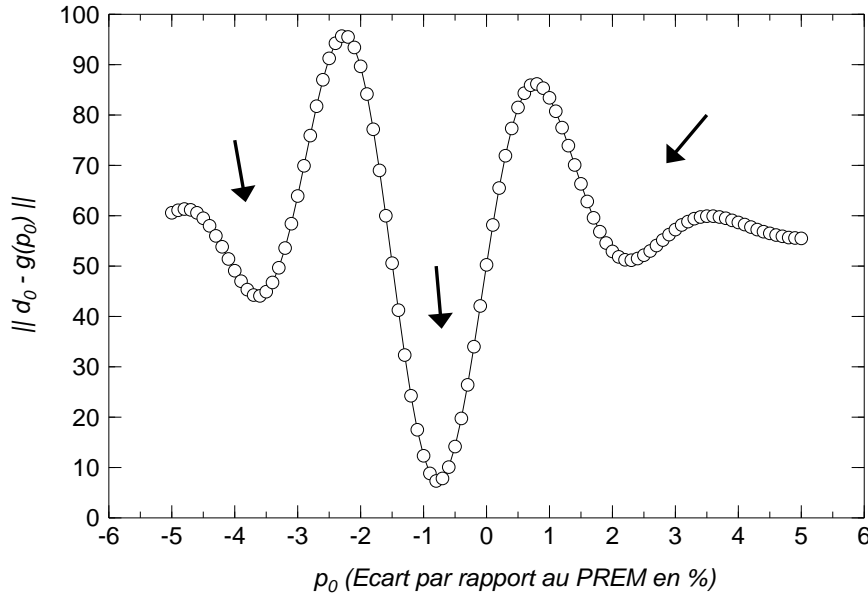


FIG. 2.10: Exploration de l'espace des modèles de départ possibles à très grande échelle fréquentielle entre -5% et 5% avec un pas de 0.1%. L'écart (ou distance) entre la donnée ( $d$ ) et son image obtenue par la fonction  $g$  est calculé pour chaque  $\mathbf{p}_{k=0}$ . Chaque minimum que l'on désigne ici par une flèche est susceptible d'être un modèle de départ.

$$A_r(\vec{r}, \omega) \exp [i\Phi_r(\vec{r}, \omega)] = \sum_{j=0}^n A_{s_j}(\vec{r}, \omega) \exp \left[ i \left( \Phi_{s_j}(\vec{r}, \omega) + \frac{\omega a \theta}{C_{s_j}(\omega)} (\mathbf{p}_j(\vec{r}, \omega) - \mathbf{p}_j^2(\vec{r}, \omega) + \mathbf{p}_j^3(\vec{r}, \omega)) \right) \right] \quad (2.31)$$

La dernière partie de l'équation représente la perturbation de la phase  $\delta\phi_{s_j}(\vec{r}, \omega)$  (Eq.2.28) exprimée au troisième ordre et  $\mathbf{p}_j(\vec{r}, \omega)$  est le paramètre vectoriel à retrouver.

### Problème inverse

Le processus d'inversion se déroule en deux étapes. Nous supposons en premier lieu qu'à très longues périodes, le modèle de référence PREM rend bien compte des données. A partir de là, le problème direct (Eq.2.31) est calculé tous les 0.1% entre -5% et +5% par rapport à la vitesse de phase correspondant au PREM. On image ensuite la différence entre la donnée ( $d$ ) et la valeur obtenue par le problème direct  $g(\mathbf{p})$ ,  $\|d - g(\mathbf{p})\|$ . En dessinant la courbe, on s'aperçoit ainsi aisément de la non-linéarité du problème (Fig.2.10). Tous les minimums sont sélectionnés et chacune des vitesses de phase qui leur est attribuée est susceptible d'être un modèle de départ  $\mathbf{p}_{k=0}$ . Pour le mode fondamental, le  $\mathbf{p}_{k=0}$  sélectionné concorde dans la majorité des cas avec celui qui se trouve le plus proche de 0, mais cette étape prend toute son importance lors du traitement des modes harmoniques. Bien que dans la Figure 2.10 le minimum global (qui constitue le modèle de départ) coïncide avec le modèle qui se rapproche le plus du PREM, il est possible que

pour une autre donnée, il corresponde à celui qui en est le plus éloigné. Cette technique permet d'exploiter à grandes "longueurs d'onde" le modèle *a priori* le plus adapté. Il est effectivement important de partir d'un bon modèle de départ afin de remédier quelque peu à la très forte non-linéarité du problème qui survient lors du traitement des modes supérieurs.

L'inversion est effectuée localement pour chaque  $\mathbf{p}_{k=0}$  en utilisant une matrice de covariance *a priori* de plus petite longueur d'onde et en considérant l'algorithme d'optimisation aux moindres-carrés (Tarantola & Valette, 1982) (Eq.2.32).

$$\mathbf{p}_k = \mathbf{p}_0 + C_{p0} \cdot G_{k-1}^T (C_{d0} + G_{k-1} \cdot C_{p0} \cdot G_{k-1}^T)^{-1} [\mathbf{d} - g(\mathbf{p}_{k-1}) + G_{k-1}(\mathbf{p}_{k-1} - \mathbf{p}_0)], \quad (2.32)$$

avec  $k$ , l'indice d'itération,  $C_{p0}$  et  $C_{d0}$  respectivement la matrice de covariance *a priori* sur les paramètres et les données,  $\mathbf{p}_{k=0}$  le modèle de départ, et  $G_{k-1} = \frac{\partial g(\mathbf{p}_{k-1})}{\partial \mathbf{p}_{k-1}}$  la matrice des dérivées partielles de la fonction  $g$ .

La fonction "coût"  $S(p_k)$  définie dans l'équation 2.33 est déterminée à chaque itération afin d'obtenir le résultat le plus probable.

$$S(\mathbf{p}_k) = \frac{1}{2} \cdot [(g(\mathbf{p}_k) - \mathbf{d}_0)^T \cdot C_{d0}^{-1} \cdot (g(\mathbf{p}_k) - \mathbf{d}_0) + (\mathbf{p}_k - \mathbf{p}_0)^T \cdot C_{p0}^{-1} \cdot (\mathbf{p}_k - \mathbf{p}_0)] \quad (2.33)$$

En effet, il est impossible de retrouver la valeur réelle du paramètre  $\mathbf{p}_k$ , à cause de la contamination des données par le bruit ou des erreurs de mesure, même négligeables. Par conséquent, nous cherchons à minimiser l'écart entre les données que le modèle est capable de nous prédire et les données observées. Un exemple de résultat d'une inversion de vitesse de phase pour le mode fondamental et les six premiers modes harmoniques est présenté dans la Figure 2.11. Nous noterons le manque d'excitation des 4<sup>ème</sup>, 5<sup>ème</sup> et 6<sup>ème</sup> modes harmoniques aux longues périodes. En considérant l'équation 2.31, on s'aperçoit qu'un seul sismogramme suffit pour mesurer la vitesse de phase du mode fondamental, alors que pour celle des modes harmoniques, le problème est sous-déterminé. Afin de remédier à cela, le nombre de données indépendantes a été augmenté en rassemblant des événements suffisamment proches pour supposer que chaque trajet donne un résultat équivalent à un trajet commun. Des boîtes sont donc créées avec un angle maximum de 2° dans la direction transverse au grand cercle du trajet et de 4° dans la direction longitudinale. Seules les boîtes contenant au minimum 3 séismes (le maximum étant fixé à 8 séismes) peuvent permettre de retrouver les vitesses de phase des modes harmoniques. Dans ce cas, la vitesse de phase est calculée pour un trajet allant de la station au barycentre de l'essai des épicentres.

Les erreurs *a posteriori* sortant de l'inversion nous serviront à remplir la fonction de covariance *a priori* sur les données dans l'étape de régionalisation. Mais avant, le résultat de chaque inversion est vérifié un à un. Pour ce faire, on corrige dans le domaine fréquentiel le sismogramme synthétique à partir de la nouvelle vitesse de phase retrouvée. Ceci permet de recalibrer la phase bien qu'il soit difficile de contraindre de façon exacte l'amplitude. Il est donc inévitable d'avoir quelques incohérences lors de la comparaison. Un exemple donné avant et après inversion est illustré dans la Figure 2.12. Si

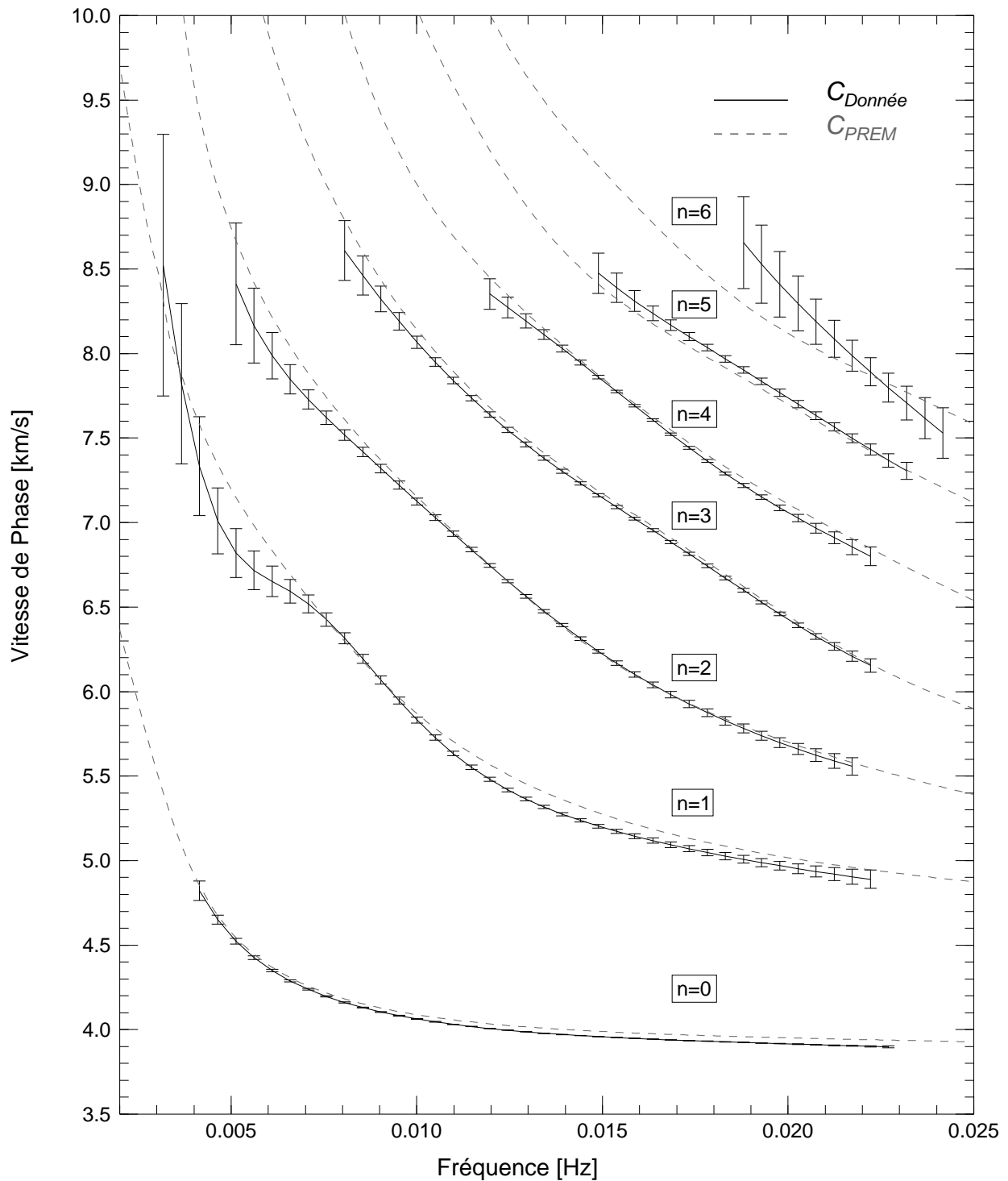


FIG. 2.11: Résultat de l'inversion pour le trajet correspondant à la station SAY et le barycentre (2.378N 126.687E). La donnée présentée en Figure 2.8 fait partie des 7 séismes rassemblés dans une même boîte. En trait plein, la vitesse de phase de la donnée pour le mode fondamental et les modes harmoniques ainsi que les barres d'erreurs correspondantes. En trait tireté, la vitesse de phase pour le modèle de référence (PREM). La bande de fréquence est comprise entre 2mHz et 25mHz (respectivement 500s et 40s).

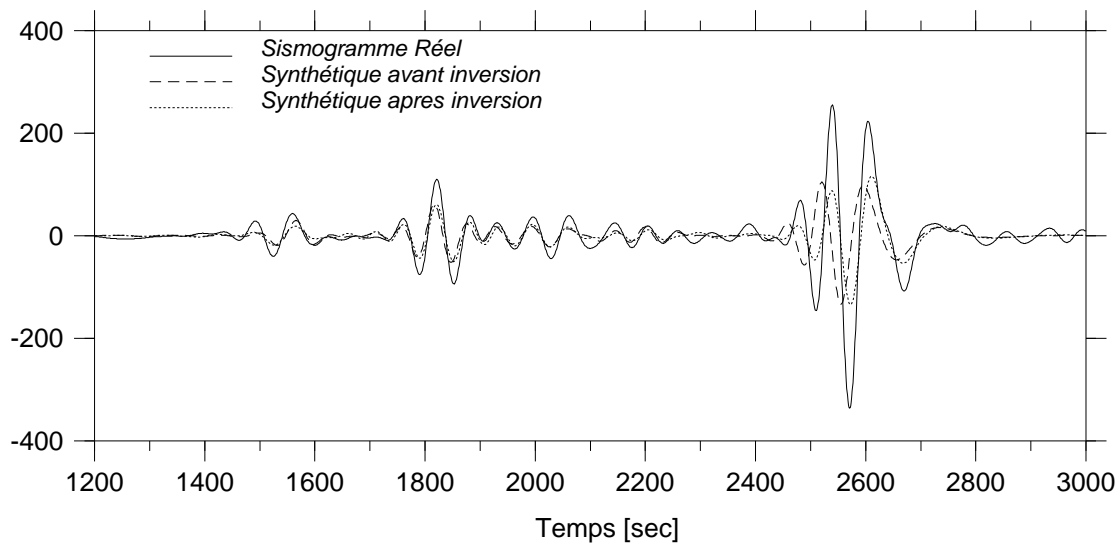


FIG. 2.12: Comparaison de la donnée réelle (trait plein) correspondant à la Figure 2.8 avec le synthétique avant inversion (trait tireté) et le synthétique modifié après inversion (trait pointillé).

le sismogramme après inversion ne correspond pas à la donnée réelle ou si la courbe de dispersion n'a pas un aspect lisse, nous rejetons le résultat. Néanmoins, les vitesses de phase ne sont mesurées que sur un certain nombre de fréquences, alors que pour comparer le sismogramme synthétique avec la donnée, ce dernier doit être corrigé sur l'ensemble du domaine fréquentiel. De plus, le fait de traiter le signal selon deux parties (séparation du mode fondamental et des modes harmoniques) induit des problèmes de raccords temporels aux limites des fenêtres. Pour ces raisons, il est donc inévitable d'avoir quelques incohérences lors de la comparaison.

## 2.3 Procédure tomographique

### 2.3.1 Introduction à la tomographie

La tomographie (du grec *tomos* qui veut dire *coupe*) est une méthode couramment employée en géophysique afin d'obtenir une image de la Terre à des endroits où il est impossible de s'y rendre. Toutefois, cette technique est davantage connue à travers la médecine. Alors que les sismologues travaillent avec les ondes émises par des tremblements de terre, les ultrasons ou les rayons X utilisés par les médecins sont des outils permettant d'imager le corps humain à partir d'autres formes de tomographie, telles que les radios, les scanners ou les échographies. Le but consiste à extraire l'information d'un milieu à partir d'observations sur les ondes qui le traversent. En effet, les paramètres physiques du corps varient dans l'espace et ces hétérogénéités laterales provoquent des variations du temps de parcours des ondes. En médecine, les vitesses des ondes sont affectées par différents coefficients d'absorption (des os, des tissus) qui constituent l'inconnu du problème. Dans le domaine de la sismologie, ces variations de vitesses sont associées à des anomalies de température et à des différences de com-

position chimique et minéralogique. Grâce à la tomographie sismique, nous cherchons donc à connaître les structures terrestres responsables de ces perturbations de vitesses par rapport à un modèle moyen de référence. C'est aussi ce que l'on appelle résoudre un problème inverse. Cela consiste à retrouver l'origine cachée qui provoque les observations qui en découlent. Cependant, il est généralement plus facile de prédire un effet dû à une cause que de trouver la cause à une conséquence. Autrement dit, nous savons habituellement résoudre le problème direct mathématique (Eq.2.34) qui décrit les observations (ou données), notées par le vecteur  $\mathbf{d}$  à partir de paramètres connus, notés par le vecteur  $\mathbf{p}$ .

$$\mathbf{d} = G\mathbf{p} \quad (2.34)$$

$G$  étant l'opérateur linéaire contenant les dérivées partielles qui relie l'ensemble des données à l'ensemble des paramètres. C'est aussi lui qui contient la physique du problème. Malheureusement, en ce qui concerne notre planète, nous connaissons rarement les paramètres en profondeur qui livrent les données que l'on enregistre en surface. La recherche des paramètres inconnus est ce que l'on appelle un problème inverse. L'équation 2.34 devient alors:

$$\mathbf{p} = G^{-1}\mathbf{d} \quad (2.35)$$

Si le nombre de données ( $n_D$ ) est supérieur au nombre de paramètres ( $n_P$ ), on dit que le problème est surdéterminé; dans le cas inverse, il est sous-déterminé. Or,  $n_D$  diffère généralement de  $n_P$ , si bien que  $G$  est une matrice non-inversible puisque non carrée. Afin de pouvoir l'inverser, il est courant de multiplier chaque terme de l'équation 2.34 par la transposée de  $G$ , notée  $G^T$  ( $G_{ji}^T = G_{ij}$ ) afin de définir une matrice inverse généralisée de taille  $n_P \times n_P$ . Celle-ci correspond à la minimisation de l'écart entre les données réelles et les données synthétiques. Nous récrivons par conséquent l'équation 2.35 comme suit:

$$\mathbf{p} = [G^T G]^{-1} G^T \mathbf{d} = \tilde{G}^{-1} \mathbf{d} \quad (2.36)$$

où  $\tilde{G}^{-1}$  est la matrice inverse généralisée recherchée. Dans notre cas,  $\mathbf{d}$  est le vecteur des données et plus précisément les vitesses de phase obtenues elles-mêmes par inversion (section 2.2.2) et qui représentent les observations connues du problème. Les paramètres  $\mathbf{p}$  inconnus que l'on recherche traduisent les hétérogénéités de la Terre et son anisotropie. Mais afin de pouvoir résoudre le problème inverse, il est nécessaire de savoir calculer le problème direct puisque la comparaison entre la réponse estimée et celle observée est une partie intégrante de l'algorithme d'inversion. Celui-ci est considéré comme un problème d'optimisation puisqu'à chaque itération, une fonction coût est calculée afin de déterminer l'écart le plus petit entre l'observation et le modèle prédit.

Contrairement à la géophysique, la tomographie médicale est très précise. D'une part, il y a peu d'effets non-linéaires à cause des faibles variations de vitesses des rais et d'autre part, les caractéristiques des constituants du corps (os, organes) sont bien connus. De plus, la localisation des sources et l'intensité des émissions sont contrôlées, ce qui n'est malheureusement pas le cas en sismologie. Par ailleurs, la Terre est un corps

extrêmement complexe, si bien qu'un nombre considérable de paramètres entre en jeu, souvent plus important que le nombre de données. Alors que l'on cherche à se placer dans un cas de surdétermination du problème ( $n_D > n_P$ ), nous rencontrons plus souvent la sous-détermination ( $n_D < n_P$ ) qui offre malheureusement des solutions non-unicques, à savoir plusieurs modèles de Terre différents peuvent expliquer les données.

Il existe différentes façons de procéder lors d'une étude tomographique. Nous l'avons dit, celle qui nous concerne se réalise en deux étapes successives. A partir des vitesses de phase moyennes calculées entre chaque épicycle et station, nous allons tenter de retrouver, pour différentes périodes, les vitesses de phase locales le long de chaque trajet. Cette première étape de l'inversion tomographique porte le nom de régionalisation et nous livre une image 2D de la structure de la région. Dans un second temps, afin d'obtenir un modèle 3D, nous procédons à l'inversion en profondeur à partir des résultats obtenus grâce à la régionalisation.

### 2.3.2 Régionalisation

Le paramètre inconnu que nous recherchons dans l'inversion de la vitesse de phase est à présent utilisé comme donnée pour retrouver les variations latérales de vitesse de phase à une certaine période. Nous disposons de la courbe de dispersion le long de chaque trajet mais ignorons encore les vitesses de phase locales en chaque point du rai. Leur détermination est rendue possible grâce à la régionalisation.

#### Problème direct

En optique, le principe de Fermat dit que parmi tous les trajets possibles reliant un point source à un point récepteur, le rayon perpendiculaire à la surface de l'onde sera celui qui correspond au chemin optique extremal (minimal ou maximal), indépendamment des perturbations de trajectoire dues aux différences de propriétés physiques le long du rai. En sismologie, ce principe est souvent appliqué aux temps de parcours. Par conséquent, en considérant cette approximation au premier ordre, nous pouvons relier linéairement la vitesse de phase moyenne  $C(T)$  aux vitesses de phase locales  $C(T, M)$  au point  $M$  par l'expression suivante (Sato & Santo, 1969):

$$\frac{\Delta}{C_{\Delta}(T)} = \int_S^R \frac{1}{C(T, M)} ds \quad (2.37)$$

avec  $T$  désignant la période et  $\Delta$  la distance épicyentrale entre la source ( $S$ ) et le récepteur ( $R$ ). A noter que cette expression n'est valable que si l'hétérogénéité est faible ( $\frac{\Delta C}{C} \ll 1$ ) et si la période est comprise entre 50 et 300s, sinon le *scattering* devient trop important (Snieder, 1988). En se plaçant dans l'approximation du grand cercle, il faut également que la longueur d'onde sismique ( $\lambda = cT$ ) soit nettement inférieure à l'échelle spatiale des hétérogénéités ( $\Lambda$ ) pour que ces dernières puissent être visibles. Or, il se trouve qu'une grande partie des cartes de vitesses de phase publiées aujourd'hui montrent des échelles d'hétérogénéités semblables à la largeur de la zone de Fresnel.

Si l'on se réfère à la physique de l'optique ondulatoire, en théorie une onde (telle que la lumière par exemple) qui traverse une fente dont la taille est de l'ordre de la longueur d'onde ou plus petite, crée un phénomène de diffraction. Il en résulte un signal balistique de forte intensité au centre mais entouré de petites franges de diffraction de faible intensité qui viennent en réalité perturber ou déformer l'image. Il en est de même en sismologie et c'est pour cette raison qu'il est préférable de considérer  $\lambda \ll \Lambda$  si l'on ne veut pas introduire des artefacts lors de la tomographie. Néanmoins, dans la réalité, il est difficile d'observer ces petites franges de second ordre, car l'intensité de la zone centrale est beaucoup plus grande que celle de ces franges.

D'autre part, il se trouve qu'avec les couvertures actuelles de données, le nombre important de rais peut nous permettre de reconsidérer la limite de résolution. En effet, si l'on suppose une zone d'étude d'une surface  $S$  que l'on divise en blocs de superficie  $L_{cor}^2$ , avec  $L_{cor}$  définissant la longueur de corrélation, nous pouvons établir la relation suivante:  $L_{cor} = \sqrt{\frac{Sn_p}{n_d}}$ , où  $n_p$  est le nombre de paramètres indépendants à retrouver et  $n_d$  le nombre de données. Signalons toutefois que ce critère sort de l'optique géométrique.

Pour revenir à la définition de la vitesse de phase locale (Eq.2.37), Smith & Dahlen (1973) ont démontré dans le cas des ondes de surface la dépendance de la vitesse en chaque point  $M$  selon l'azimut du rai,  $\psi$  en présence d'anisotropie azimutale:

$$C(T, M) = C_0(T, M) + \alpha_1(T, M)\cos 2\psi(M) + \alpha_2(T, M)\sin 2\psi(M) + \alpha_3(T, M)\cos 4\psi(M) + \alpha_4(T, M)\sin 4\psi(M) \quad (2.38)$$

que l'on peut aussi écrire:

$$C(T, M) = C_0(T, M) \left[ 1 + \frac{\alpha_1(T, M)}{C_0(T, M)} \cos 2\psi(M) + \frac{\alpha_2(T, M)}{C_0(T, M)} \sin 2\psi(M) + \frac{\alpha_3(T, M)}{C_0(T, M)} \cos 4\psi(M) + \frac{\alpha_4(T, M)}{C_0(T, M)} \sin 4\psi(M) \right] \quad (2.39)$$

où  $C_0(T, M)$  est la vitesse isotrope en chaque point que l'on souhaite retrouver. Les paramètres  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$  et  $\alpha_4$  dépendent des propriétés élastiques du milieu et déterminent l'anisotropie azimutale au point  $M$  recherchée.

Afin de poser le problème de façon linéaire, Montagner (1986) utilise cette équation (Eq.2.39) en considérant la lenteur et non plus la vitesse. De plus, en supposant que les termes en  $\alpha_i(T, M)/C_0(T, M)$  sont très petits, cela permet de remplacer les termes anisotropes par un développement limité d'ordre 1. En substituant l'équation 2.39 dans 2.37, le problème direct s'écrit:

$$\frac{\Delta}{C_\Delta(T)} = \int_\Delta \frac{ds}{C_0(T, M)} - \int_\Delta \frac{\alpha_1(T, M)}{C_0(T, M)^2} \cos 2\psi(M) ds - \int_\Delta \frac{\alpha_2(T, M)}{C_0(T, M)^2} \sin 2\psi(M) ds - \int_\Delta \frac{\alpha_3(T, M)}{C_0(T, M)^2} \cos 4\psi(M) ds - \int_\Delta \frac{\alpha_4(T, M)}{C_0(T, M)^2} \sin 4\psi(M) ds \quad (2.40)$$



Montagner & Nataf (1986) ont montré que la dépendance en  $4\psi$  est négligeable pour le mode fondamental des ondes de Rayleigh, de même que les termes en  $2\psi$  pour celui des ondes de Love. C'est ainsi que la régionalisation à partir d'ondes de Rayleigh sera effectuée uniquement avec les termes en  $2\psi$  et celle à partir d'ondes de Love uniquement avec les termes en  $4\psi$ . Le terme en  $0\psi$  décrit quant à lui, l'isotropie transverse avec axe vertical; il est relié à l'anisotropie de polarisation ou radiale.

### Problème inverse

Le problème direct étant posé, il reste à résoudre le problème inverse formulé par l'équation 2.35. Nous avons vu, dans la section précédente, quels étaient les paramètres à déterminer alors que le vecteur des données est représenté par les vitesses de phase moyennes  $C_\Delta(T)$ . En admettant le principe de Fermat, les dérivées partielles de la matrice  $G$  sont déterminées par le terme  $1/\Delta$  de chaque trajet. Nous pouvons récrire l'équation 2.34 comme suit:

$$\mathbf{d} = G_v \mathbf{p}_v + G_{\alpha_1} \mathbf{p}_{\alpha_1} + G_{\alpha_2} \mathbf{p}_{\alpha_2} + G_{\alpha_3} \mathbf{p}_{\alpha_3} + G_{\alpha_4} \mathbf{p}_{\alpha_4} \quad (2.41)$$

avec  $G_v = 1/\Delta$ ,  $G_{\alpha_1} = \cos 2\psi/\Delta$ ,  $G_{\alpha_2} = \sin 2\psi/\Delta$ ,  $G_{\alpha_3} = \cos 4\psi/\Delta$ ,  $G_{\alpha_4} = \sin 4\psi/\Delta$

Afin de retrouver les paramètres  $\mathbf{p}$ , Montagner (1986) utilise l'algorithme d'inversion de Tarantola & Valette (1982):

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_0 + C_{p_0} G^T (C_{d_0} + G C_{p_0} G^T)^{-1} [\mathbf{d} - g(\mathbf{p}) + G(\mathbf{p} - \mathbf{p}_0)] \quad (2.42)$$

avec l'exposant  $T$  désignant la transposée de  $G$ ,  $\mathbf{d}$  représentant les données mesurées,  $d_0$  les données synthétiques déterminées dans le modèle *a priori* ( $\mathbf{p}_0$ ).  $C_{d_0}$  est la matrice de covariance *a priori* sur les données et  $C_{p_0}$  la matrice de covariance *a priori* sur les paramètres qui peut s'écrire de la façon suivante:

$$C_{p_0} = \begin{pmatrix} C_{p_v} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C_{\alpha_1} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & C_{\alpha_2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{\alpha_3} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{\alpha_4} \end{pmatrix} \quad (2.43)$$

Effectivement, Montagner (1986) émet l'hypothèse qu'il n'existe aucune corrélation *a priori* entre les termes isotropes et anisotropes ainsi qu'entre les termes anisotropes eux-mêmes, d'où la nullité des éléments non-diagonaux de cette matrice.

$C_{d_0}$  est également une matrice diagonale qui contient les erreurs *a posteriori* élevées au carré sortant de l'inversion de la vitesse de phase et majorée d'une erreur sur la localisation. L'équation 2.42 peut s'exprimer de façon intégrale par:

$$\mathbf{p}(r) = \mathbf{p}_0(r) + \sum_i \sum_j \int_V dr' C_{p_0}(r, r') G_i(r') S_{ij}^{-1} F_j \quad (2.44)$$

où

$$S_{ij} = C_{a0ij} + \int_V dr_1 \int_V dr_2 G_i(r) C_{p0}(r_1, r_2) G_j(r_2) \quad (2.45)$$

et

$$F_j = \mathbf{d}_j - g_j(p) + \int_V dr'' G_j(r'') [\mathbf{p}_j(r'') - \mathbf{p}_{0j}(r'')] \quad (2.46)$$

Notre problème étant linéaire,  $g(\mathbf{p}) = G\mathbf{p}$  et par conséquent:

$$F_j = \mathbf{d}_j - \int_V dr'' G_j(r'') \mathbf{p}_{0j}(r'') \quad (2.47)$$

Le passage à la forme continue présente l'avantage de ne pas avoir besoin de paramétriser le modèle en fonction de la tectonique de surface. De plus, elle n'implique pas nécessairement une corrélation entre la structure superficielle et celle en profondeur. Cette approche revient à augmenter infiniment le nombre de blocs en réduisant leur taille vers l'infiniment petit. Or, le passage d'une région divisée en un nombre fini de blocs à une région contenant une infinité de blocs augmente aussi considérablement le nombre de paramètres du modèle. Le problème est alors sous-déterminé. Il nous est nécessaire d'ajouter une contrainte *a priori* dite fonction de covariance. Pour deux points géographiques appartenant au modèle, cette fonction notée  $C_{p0}(r, r')$  s'écrit:

$$C_{p0}(r, r') = \sigma(r)\sigma(r') \exp \left[ \frac{\cos \Delta_{rr'} - 1}{L_{cor}^2} \right] \quad (2.48)$$

$\Delta_{r,r'}$  est la distance entre les points  $r$  et  $r'$ ,  $L_{cor}$  est la longueur de corrélation, c'est-à-dire la distance en dessous de laquelle deux points sont fortement corrélés. Elle agit comme un filtre spatial avec une corrélation d'autant plus forte que la distance est faible.  $\sigma(r)$  et  $\sigma(r')$  sont les écarts-types *a priori* sur les paramètres du modèle. Ce sont eux qui contraignent l'amplitude des anomalies de vitesse ou d'anisotropie.

### Correction des effets de croûte

Les premiers kilomètres de la Terre sont caractéristiques d'une structure très hétérogène. En effet, l'épaisseur de la croûte varie de 7 à 70km selon les endroits du globe. Or, comme leur nom l'indique, les ondes de surface sont sensibles aux couches superficielles de la Terre et ce même aux longues périodes (Dziewonski, 1971; Montagner & Jobert, 1981). La partie crustale peut donc biaiser les anomalies de vitesse de phase ou de groupe à plus grande profondeur. Nous avons donc intérêt à prendre en compte les variations latérales superficielles afin de déterminer la contribution apportée par la croûte sur les vitesses de phase et de mieux contraindre leurs résultats. Nous avons utilisé la partie crustale du modèle 3SMAC (3D Seismological Model A priori Constrained), un modèle global 3D de la croûte et du manteau supérieur (jusqu'à 5711km à partir du centre de la Terre) qui inclue les hétérogénéités provenant d'observables géophysiques, géologiques et géochimiques (Nataf & Ricard, 1996; Ricard *et al.*, 1996). Il est défini pour des cellules de  $2^\circ \times 2^\circ$  sans toutefois prendre en compte l'anisotropie. La Figure 2.13 montre les variations d'épaisseur de la croûte dans la région de la Corne de l'Afrique.

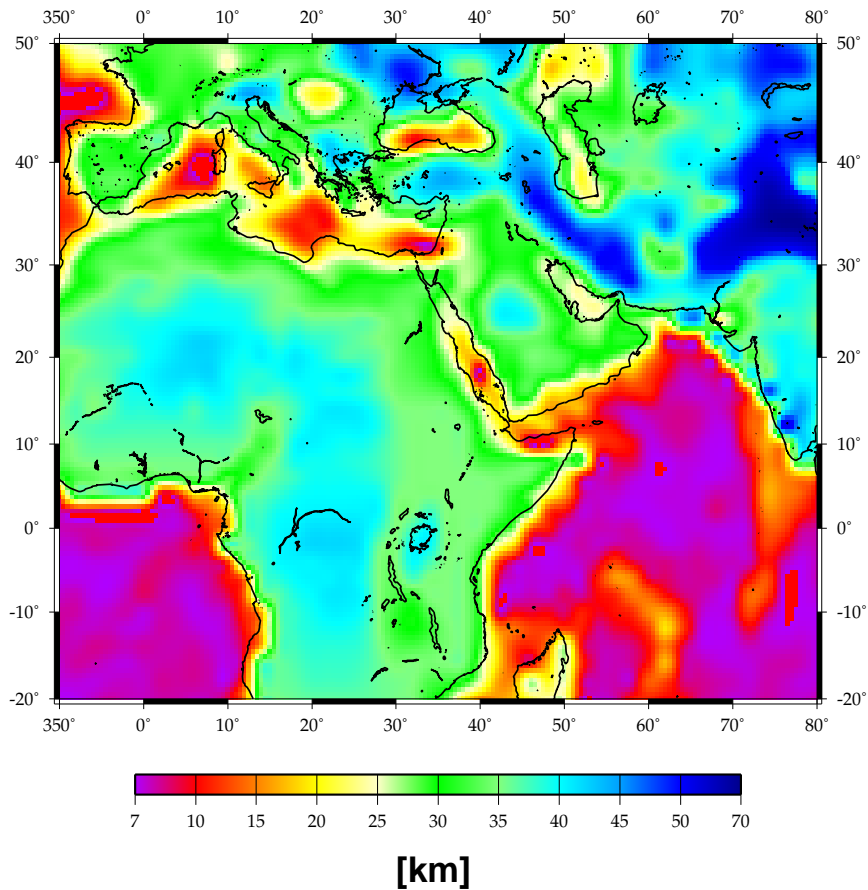


FIG. 2.13: Profondeur du Moho (limite croûte-manteau) dans la région de la Corne de l'Afrique.

Nous noterons au passage que la croûte y est peu épaisse et ne fluctue que très légèrement. Nous pouvons d'ores et déjà nous attendre à ce que les trajets traversant le continent africain soient faiblement affectés.

Il existe deux façons de s'affranchir des effets de croûte non linéaires. La première vise à utiliser les informations *a priori* de 3SMAC lors de la régionalisation. Dans ce cas, les vitesses de phase de référence varient selon la position géographique et l'écart de vitesse ( $\delta C$ ) s'estime par rapport aux vitesses associées à la croûte:

$$\frac{\Delta}{C_{\Delta}(T)} = \int_{\Delta} \frac{1}{C_{3SMAC}(T, M) + \delta C(\theta, \phi, \psi, T)} ds \quad (2.49)$$

La seconde manière de décontaminer la structure profonde des parties superficielles consiste à corriger les données brutes avant la régionalisation. Cette méthode est bien adaptée aux études tomographiques où l'on régionalise avant d'inverser en profondeur. En outre, Montagner & Jobert (1988) ont montré que la réduction de variance était bien meilleure dans ce cas. De plus, l'amplitude des hétérogénéités obtenue après inversion est dépendante du choix des paramètres *a priori*, si bien que pour toutes ces raisons nous avons choisi d'appliquer cette deuxième méthode.

Nous connaissons, pour chaque trajet, la vitesse de phase moyenne entre l'épicentre

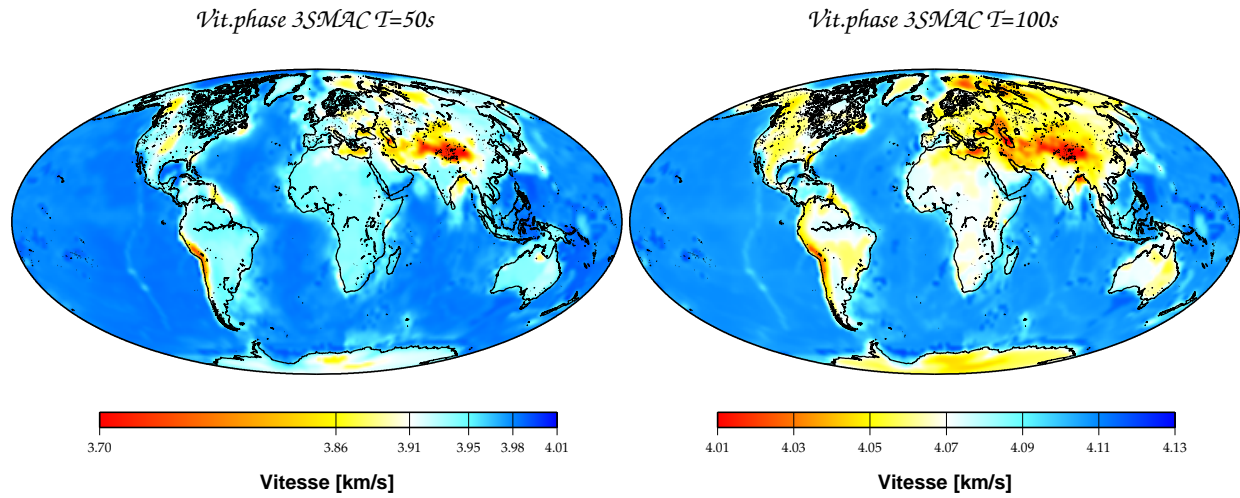


FIG. 2.14: Cartes de vitesses de phase pour le modèle de 3SMAC à 50s et 100s du monde fondamental. Les océans sont caractérisés par des vitesses rapides alors que des vitesses lentes sont associées au Tibet et aux Andes.

et la station. Nous allons, pour chacun d'eux, estimer la perturbation de vitesse causée par la croûte de notre modèle de référence (PREM) et notée  $\delta C_{3SMAC}(T)$ . Afin de déterminer cette perturbation, nous créons dans un premier temps un modèle contenant la structure de 3SMAC en surface et celle de PREM en dessous du Moho. Comme nous l'avons noté dans la Figure 2.13, ce dernier varie selon les lieux géographiques. Puis, grâce au calcul des fonctions propres dans chaque cellule de  $2^\circ \times 2^\circ$  du modèle, nous dérivons les vitesses de phase,  $C_{3SMAC}(T)$ . La Figure 2.14 illustre les cartes qui en découlent pour les périodes de 50s et 100s.

Dès lors, il suffit de faire la différence entre  $C_{3SMAC}(T)$  et les vitesses de phase du PREM,  $C_{PREM}(T)$ :

$$\delta C_{3SMAC}(T) = C_{3SMAC}(T) - C_{PREM}(T) \quad (2.50)$$

Les vitesses corrigées,  $C_{cor}(T)$  s'obtiennent alors par la différence suivante:

$$C_{cor}(T) = C_{\Delta}(T) - \delta C_{3SMAC}(T) \quad (2.51)$$

Ce sont ensuite par rapport à ces vitesses corrigées  $C_{cor}(T)$  que l'on va tenter de retrouver les anomalies de vitesse. Une fois la correction des effets crustaux appliquée, ces dernières seront reliées aux structures subcrustales. Si les ondes traversent des régions à très forte épaisseur crustale ou, au contraire, des régions proches des dorsales océaniques, la conséquence de la correction pourra être très significative. Prenons l'exemple de la Figure 2.15 qui illustre un trajet purement continental causé par un séisme en Inde et enregistré à la station KEG au Caire. Nous remarquons que la vitesse de phase corrigée est plus rapide que celle qui ne l'est pas, tout particulièrement aux basses périodes, à savoir aux fréquences qui échantillonnent le mieux la croûte (Fig.2.15). Ceci s'explique par le fait qu'en corrigeant de la croûte, on remplace celle-ci par du manteau dont la vitesse est plus rapide. Nous avons l'effet inverse pour des trajets à dominance océanique.

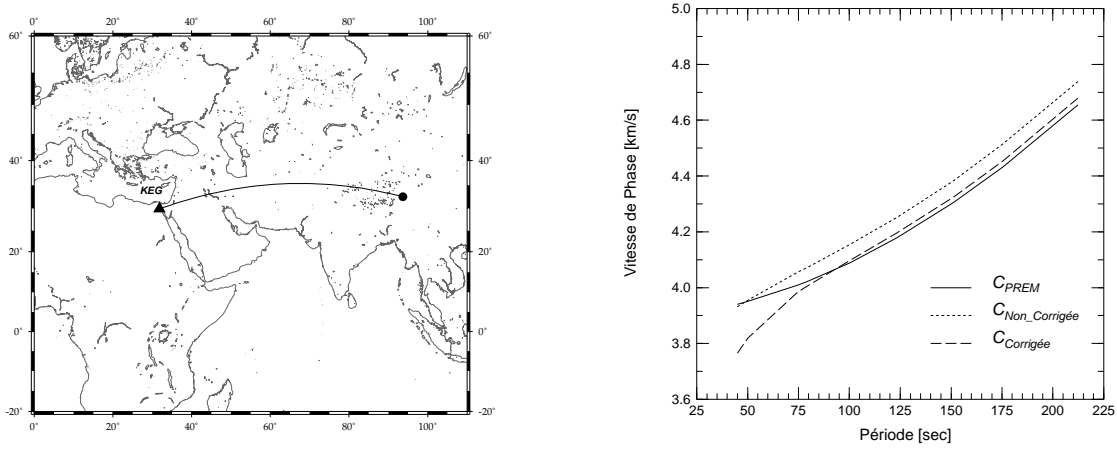


FIG. 2.15: A gauche, présentation d'un trajet purement continental enregistré à la station KEG, au Caire et qui s'est produit en Inde le 29 Juin 1994 à 18H22'32. A droite, les vitesses de phase corrigées de la croûte (trait tireté) et non corrigées (trait pointillé) par rapport aux vitesses de phase calculées dans le modèle de référence, PREM (trait plein).

L'équation du problème direct de la régionalisation devient alors:

$$\frac{\Delta}{C_{\Delta}(T) - \delta C_{3SMAC}(T)} = \int_{\Delta} \frac{1}{C(T, M)} ds \quad (2.52)$$

### 2.3.3 Inversion en profondeur

Nous allons à présent traiter la seconde étape de l'inversion afin de retrouver la structure de la région en fonction de la profondeur. Nous exprimons la vitesse de phase pour un nombre d'onde  $k$ , comme étant la somme de la vitesse de phase dans le modèle de référence isotrope,  $C_0(k)$ , et de sa perturbation au premier ordre,  $\delta C(k)$ :

$$C(k) = C_0(k) + \delta C(k) \quad (2.53)$$

Grâce au principe de Rayleigh (Smith & Dahlen, 1973), autrement nommé principe de stationnarité de l'énergie,  $\delta C(k)$  se calcule au premier ordre comme suit:

$$\delta C(k) = \frac{C}{2\omega^2} \frac{\int_0^{\infty} \gamma_{ijkl} \epsilon_{ij} \epsilon_{kl}^* dz}{\int_0^{\infty} \rho u_k u_k^* dz} \quad (2.54)$$

où  $\omega$  est la fréquence angulaire,  $z$  la profondeur,  $u_k$  la composante  $k$  du vecteur déplacement,  $\epsilon_{ij}$  le tenseur des déformations du milieu, et  $\gamma_{ijkl}$  le tenseur des constantes élastiques correspondant à la perturbation du milieu. Quant à l'astérisque, elle désigne le complexe conjugué. Grâce à la symétrie des tenseurs  $\epsilon_{ij}$  et  $\gamma_{ijkl}$ , on peut simplifier la notation des indices pour le tenseur élastique de la façon suivante:

$$\gamma_{ijkl} \Rightarrow c_{pq} \begin{cases} if & i = j \Rightarrow p = i \\ if & k = l \Rightarrow q = k \\ if & i \neq j \Rightarrow p = 9 - i - j \\ if & k \neq l \Rightarrow q = 9 - k - l \end{cases} \quad (2.55)$$

En faisant de même pour le tenseur des déformations, nous transformons le tenseur d'ordre 2 en vecteur de six composantes. Comme il est possible que plusieurs  $\gamma_{ijkl}$  correspondent à un  $c_{pq}$  donné,  $\gamma_{ijkl}$  est remplacé par  $n_{pq}c_{pq}$ , où  $n_{pq}$  est le nombre de  $\gamma_{ijkl}$  donnant le même  $c_{pq}$ . L'équation 2.54 devient ensuite:

$$\delta c(k) = \frac{C}{2\omega^2} \frac{\int_0^\infty n_{ij} c_{ij} \epsilon_i \epsilon_j^* dz}{\int_0^\infty \rho u_k u_k^* dz} \quad (2.56)$$

En considérant les expressions du tenseur des déformations et celles des déplacements données dans Montagner & Nataf (1986), la perturbation au premier ordre de la vitesse de phase (Eq.2.56) s'exprime par l'équation 2.57 dans le cas des ondes de Rayleigh.

$$\delta C_R(k, \psi) = \frac{1}{2C_{0R}(k)} [R_1(k) + R_2(k)\cos(2\psi) + R_3(k)\sin(2\psi) + R_4(k)\cos(4\psi) + R_5(k)\sin(4\psi)] \quad (2.57)$$

avec  $\psi$  désignant l'azimut du nombre d'onde  $k$  et

$$\begin{aligned} R_0(k) &= \int_0^\infty \rho(U^2 + V^2) dz \\ R_1(k) &= \frac{1}{R_0} \int_0^\infty [V^2 dA + \frac{U'^2}{k^2} dC + \frac{2U'V}{k} dF + (\frac{V'}{k} - U)^2 dL] dz \\ R_2(k) &= \frac{1}{R_0} \int_0^\infty [V^2 B_c + \frac{2U'V}{k} H_c + (\frac{V'}{k} - U)^2 G_c] dz \\ R_3(k) &= \frac{1}{R_0} \int_0^\infty [V^2 B_s + \frac{2U'V}{k} H_s + (\frac{V'}{k} - U)^2 G_s] dz \\ R_4(k) &= \frac{1}{R_0} \int_0^\infty V^2 E_c dz \\ R_5(k) &= \frac{1}{R_0} \int_0^\infty V^2 E_s dz \end{aligned} \quad (2.58)$$

alors que pour les ondes de Love, nous l'exprimons de la façon suivante:

$$\delta C_L(k, \psi) = \frac{1}{2C_{0L}(k)} [L_1(k) + L_2(k)\cos(2\psi) + L_3(k)\sin(2\psi) + L_4(k)\cos(4\psi) + L_5(k)\sin(4\psi)] \quad (2.59)$$

avec

$$\begin{aligned}
L_0(k) &= \int_0^\infty \rho W^2 dz \\
L_1(k) &= \frac{1}{L_0} \int_0^\infty [W^2 dN + \frac{W'^2}{k^2} dL] dz \\
L_2(k) &= \frac{1}{L_0} \int_0^\infty -\frac{W'^2}{k^2} G_c dz \\
L_3(k) &= \frac{1}{L_0} \int_0^\infty -\frac{W'^2}{k^2} G_s dz \\
L_4(k) &= \frac{1}{L_0} \int_0^\infty -W^2 E_c dz \\
L_5(k) &= \frac{1}{L_0} \int_0^\infty -W^2 E_s dz
\end{aligned} \tag{2.60}$$

$U(z)$  et  $V(z)$  sont les fonctions propres non perturbées exprimant les déplacements des ondes de Rayleigh et  $W(z)$  celles des ondes de Love.  $U', V', W'$  représentent leurs dérivées par rapport à la profondeur  $z$ . Les 13 fonctions  $A, C, F, L, N, B_c, B_s, G_c, G_s, H_c, H_s, E_c$  et  $E_s$  sont des combinaisons linéaires des coefficients élastiques ( $C_{ij}$ ). Comme nous l'avons déjà vu pour une partie d'entre elles dans la section 2.1.2, leurs relations s'expriment comme suit:

$$\begin{aligned}
A &= \frac{3}{8}(C_{11} + C_{22}) + \frac{1}{4}C_{12} + \frac{1}{2}C_{66} = \rho V_{PH}^2 \\
C &= C_{33} = \rho V_{PV}^2 \\
F &= \frac{1}{2}(C_{13} + C_{23}) \\
L &= \frac{1}{2}(C_{44} + C_{55}) = \rho V_{SV}^2 \\
N &= \frac{1}{8}(C_{11} + C_{22}) - \frac{1}{4}C_{12} + \frac{1}{2}C_{66} = \rho V_{SH}^2 \\
B_c &= \frac{1}{2}(C_{11} - C_{22}) \\
B_s &= C_{16} + C_{26} \\
G_c &= \frac{1}{2}(C_{55} - C_{44}) \\
G_s &= C_{54} \\
H_c &= \frac{1}{2}(C_{13} - C_{23}) \\
H_s &= C_{36} \\
E_c &= \frac{1}{8}(C_{11} + C_{22}) - \frac{1}{4}C_{12} - \frac{1}{2}C_{66} \\
E_s &= \frac{1}{2}(C_{16} - C_{26})
\end{aligned} \tag{2.61}$$

Les termes  $R_1$  et  $L_1$  des équations 2.57 et 2.59 impliquent 5 paramètres indépendants  $A, C, F, L, N$  et correspondent au milieu transversalement isotrope avec axe de symétrie vertical équivalent. Effectivement, ce sont des termes en  $0\psi$  moyennés sur tout azimut. A noter que  $A, C, L, N$  sont calculables à partir des mesures des vitesses d'ondes  $P$  et  $S$  avec une propagation perpendiculaire ou parallèle à l'axe de symétrie. Les termes en  $2\psi$  dépendent de 3 paramètres ( $B, H, G$ ) avec l'indice  $s$  décrivant le sinus et l'indice  $c$  le

cosinus dans la formulation de Smith & Dahlen (1973). Quant aux termes en  $4\psi$ , ils ne dépendent que de  $E$ .  $B, G, H$  décrivent respectivement les variations azimutales en  $2\psi$  des termes  $A, L, F$  et  $E$  celles en  $4\psi$  de  $N$  et  $A$ .

Nous noterons un point important qui ressort des équations 2.57 et 2.59 qui définissent le problème direct de l'inversion en profondeur: les noyaux des termes azimutaux ( $R_2$  à  $R_5$  et  $L_2$  à  $L_5$ ) sont également présents dans les termes constants de  $R_1$  et  $L_1$ , ce qui facilite le calcul des dérivées partielles par rapport aux combinaisons des coefficients élastiques entre un milieu transverse isotrope et une Terre sphérique. Par exemple, dans le cas des ondes de Rayleigh, le noyau de  $H$  ( $= 2U'V/k$ ) est identique à celui de  $F$ . Par conséquent, il nous est possible de calculer entièrement la perturbation des vitesses de phase des ondes de surface à partir d'un modèle à isotropie transverse avec axe de symétrie vertical.

Cependant, comme les données sont incapables de résoudre autant de paramètres anisotropes, Montagner & Anderson (1989) ont établi des corrélations entre eux pour différentes orientations et minéralogies du manteau supérieur. A partir de deux modèles pétrologiques et minéralogiques, l'un pyrolitique (Ringwood, 1975) et l'autre piclogitique (Anderson & Bass, 1984; Anderson & Bass, 1986), ils sont ainsi parvenus à réduire l'espace des paramètres indépendants. Ces corrélations sont prises en compte lors de l'inversion en profondeur, dans la matrice de covariance *a priori* des paramètres.

Grâce à la régionalisation, nous avons obtenu l'écart des vitesses de phase pour une pulsation  $\omega$  donnée. Or, d'après le principe de Rayleigh que nous venons de voir, il est possible de retrouver l'écart de la vitesse de phase pour un nombre d'onde  $k$  constant. Ce dernier peut lui-même s'exprimer en fonction des dérivées partielles par rapport aux paramètres anisotropes. Nous arrivons donc à l'équation suivante:

$$(\delta C_n)_\omega = \frac{C}{U} (\delta C_n)_k = \sum_i \sum_j \frac{C}{U} \left[ \frac{\partial C_{nj}^i}{\partial p_j^i} dp_j^i \right] \frac{dz_j}{\Delta h} \quad (2.62)$$

L'indice  $i$  désigne les différents paramètres,  $j$  les profondeurs et  $n$  définit le mode.  $U$  est la vitesse de groupe et  $\Delta h$  représente l'épaisseur de normalisation des dérivées partielles et équivaut à 1000km. On s'aperçoit que d'après cette équation, si l'on veut déterminer les paramètres  $p^i$ , il nous faut connaître les dérivées partielles de la vitesse de phase  $\partial C_{nj}^i / \partial p_j^i$ . Afin de les obtenir, nous calculons tout d'abord les dérivées partielles des périodes propres  ${}_n T_l$  par rapport à chaque paramètre  $p^i$  ( $A, C, F, L, N$ ) dans une Terre sphérique (Fig. 2.16). En utilisant  $\frac{\partial C}{C}|_k = \frac{\partial \omega}{\omega}|_k$  et la relation 2.63, ces dernières sont ensuite converties en dérivées partielles de la vitesse de phase.

La vitesse de phase sera d'autant plus sensible à une perturbation si les dérivées partielles sont importantes. Comme l'indique la Figure 2.16, les ondes de Love ne sont absolument pas sensibles aux paramètres  $A, C$  et  $F$ . D'autre part, en ce qui concerne le mode fondamental, la résolution en profondeur du paramètre  $L$  lié à la vitesse des ondes  $S_V$  ne dépasse pas les 200km pour une période de 50s et la résolution espérée ne pourra outrepasser les 300km pour une période de 100s.

$$\frac{p}{C} \left( \frac{\partial C}{\partial p} \right)_T = - \frac{C}{U} \frac{p}{T} \left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_k \quad (2.63)$$



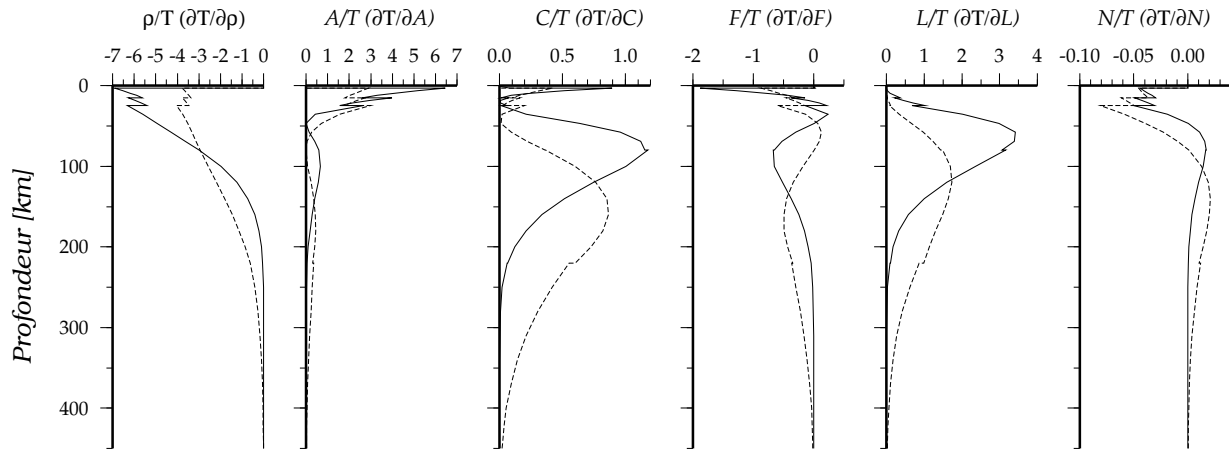
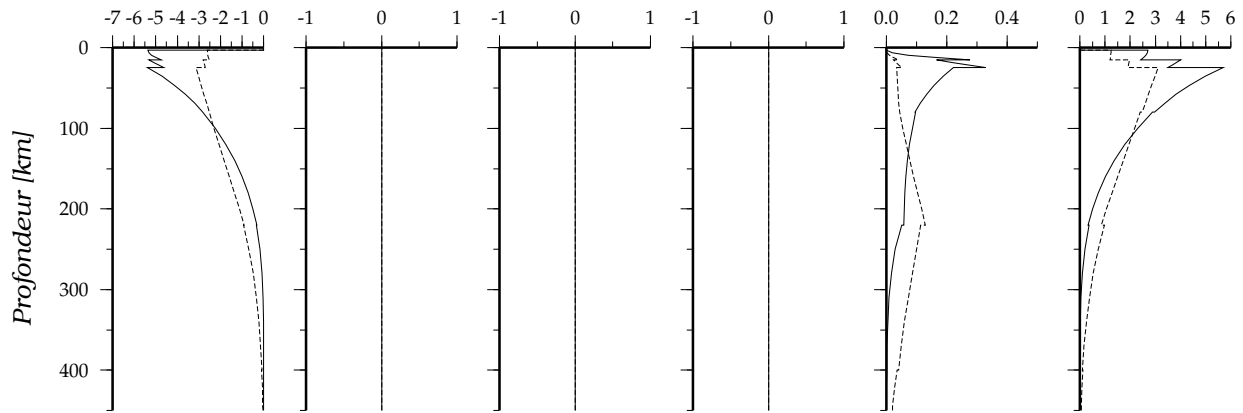
**RAYLEIGH****LOVE**

FIG. 2.16: Dérivées partielles des périodes propres  $nT_l$  pour le mode fondamental ( $n=0$ ) des ondes de Rayleigh (Haut) et des ondes de Love (Bas) à 50s (trait plein) et à 100s (trait pointillé).

L'inversion est à nouveau réalisée à partir de l'algorithme de Tarantola & Valette (1982) par rapport aux paramètres anisotropes  $\rho$ ,  $A$ ,  $L$ ,  $\xi$ ,  $\phi$ ,  $\eta$  (Anderson, 1961). Comme nous connaissons les relations entre  $\rho$ ,  $A$ ,  $C$ ,  $F$ ,  $L$ ,  $N$  et  $\rho$ ,  $A$ ,  $L$ ,  $\xi$ ,  $\phi$ ,  $\eta$ , il nous est aisé de calculer les dérivées partielles de la phase par rapport à ce deuxième ensemble de paramètres.

$$\begin{aligned}
 \phi &= C/A &= (V_{PV}/V_{PH})^2 \\
 \xi &= N/L &= (V_{SH}/V_{SV})^2 \\
 \eta &= F/(A - 2L)
 \end{aligned}
 \tag{2.64}$$

avec  $\phi$  désignant l'anisotropie des ondes  $P$ ,  $\xi$  celle des ondes  $S$  et  $\eta$ , le cinquième paramètre élastique pour décrire complètement l'isotropie transverse. L'avantage est que  $\phi$ ,  $\xi$  et  $\eta$  sont des coefficients représentatifs de l'anisotropie et sont égaux à 1 dans un milieu isotrope.

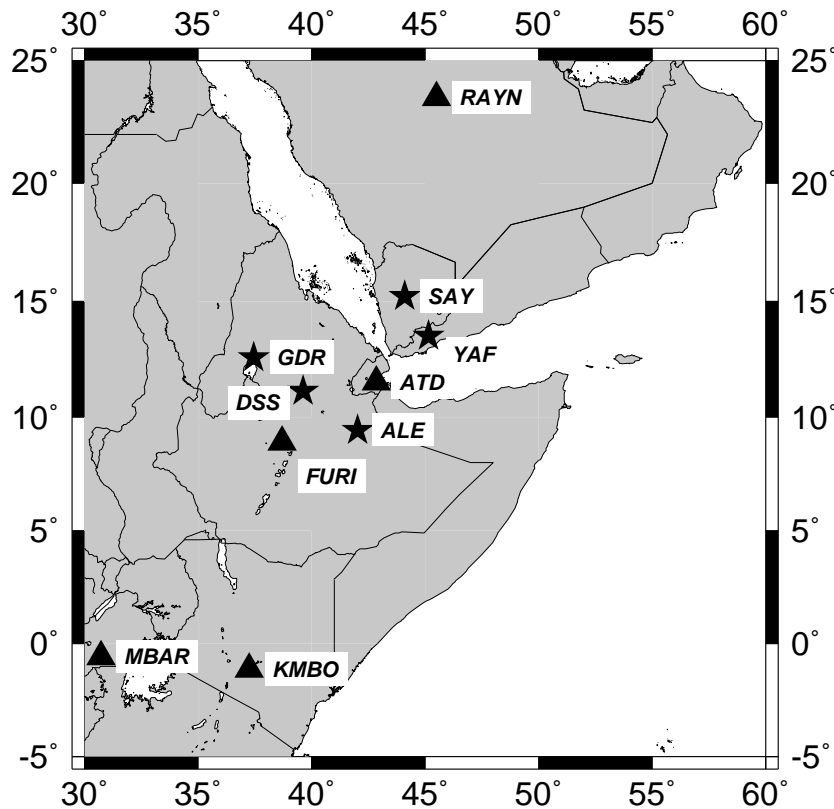


FIG. 2.17: (Etoiles) Stations temporairement installées dans la Corne de l'Afrique par l'INSU. ALE=Alemaya, DSS=Dessie, GDR=Gondar, SAY=Sanaa, YAF= Yafe. Voir Tableau 2.2 pour leurs coordonnées exactes. (Triangles) Stations des réseaux permanents GEOSCOPE et IRIS.

## 2.4 Origine des données

Pour mener à bien toute étude tomographique, il est non seulement important de recueillir le plus grand nombre possible de données, mais il est également primordial d'obtenir les meilleures couvertures spatiale et azimutale, notamment pour l'interprétation des résultats d'anisotropie. En effet, quelques trajets qui se croisent parfaitement sont préférables à un paquet de rais provenant d'une même direction. Dans cette optique, une bonne répartition des stations et des séismes s'impose. Un des problèmes récurrents de la tomographie est que la majorité des sismomètres est installée sur les continents et que les tremblements de terre se produisent davantage aux frontières des plaques qu'au milieu des océans. Par conséquent, malgré l'incessante augmentation des récepteurs permanents, il reste toujours difficile d'obtenir la couverture optimale en trajets. Une des façons de remédier au problème réside dans l'utilisation des ondes de surface. Elles sont souvent employées dans le cas d'études globales du manteau supérieur. L'installation de stations temporaires dans le but de densifier le réseau permanent et de disposer d'un plus grand nombre de données capable d'améliorer la résolution latérale constitue une autre éventualité.

### 2.4.1 Les stations temporaires

Le Nord de l’Afrique n’étant pas doté d’un réseau très dense de récepteurs large-bande, l’INSU (l’Institut National des Sciences de l’Univers) est parvenu grâce au projet “Corne de l’Afrique” à installer cinq stations supplémentaires autour du point chaud de l’Afar, et ceci en dépit des problèmes politiques de cette région. Ces stations large-bande sont des sismomètres Wielandt-Streckeisen STS-2, capables d’enregistrer à la fois des courtes (quelques centièmes de secondes) comme des longues périodes (quelques minutes). Ils sont réputés pour leur installation simple et rapide, leur transport sécurisé et pour leur adaptation à des opérations sur une large gamme de températures. Comme les STS-1, ils fournissent un signal de sortie proportionnel à la vitesse du sol, mais ils disposent de trois capteurs identiques inclinés, placés chacun à 120 degrés, contrairement aux trois capteurs orthogonaux du STS-1 (2 horizontaux et un vertical). Le numériseur utilisé pour convertir le signal analogique généré par le sismomètre en signal numérique facilement exploitable est du type TITAN et enregistre de façon continue.

TAB. 2.2: Coordonnées de chaque station temporaire de l’INSU avec le début et la fin de son fonctionnement. A titre d’information, les séismes supérieurs à une magnitude de 5.5, de 6 et de 7 ont été répertoriés et la dernière colonne indique le nombre de séismes exploités sur le nombre total de séismes récoltés.

STAT.	LAT[°]	LONG[°]	ELEV[m]	DEBUT	FIN	$5.5 \leq M < 6$	$6 \leq M < 7$	$M \geq 7$	TOT.
ALE	9.42	42.02	1551	24Mar2000	26Oct2001	7	14	5	21/148
DSS <sup>a</sup>	11.12	39.63	2538	19Jun1999	18Dec2001	9	13	8	27/237
GDR <sup>b</sup>	12.58	37.45	2134	19Mar2000	22Jan2002	4	3	6	11/120
SAY	15.21	44.11	2265	29Oct1999	11May2002	32	39	12	53/295
YAF <sup>c</sup>	13.87	45.23	2307	5Apr2001	15May2002	8	12	4	19/73

<sup>a</sup> Manque 30Jul2000 au 2Sep2000

<sup>b</sup> Manque 25Jan2001 au 5Avr2001

<sup>c</sup> Pb synchronisation 11May2001 au 29Aug2001

La Figure 2.17 présente les cinq stations françaises et leur localisation. Trois d’entre elles (ALE, DSS, GDR) sont situées en Ethiopie. Les deux restantes ont été installées au Yémen en octobre 1999 pour ce qui concerne SAY et avril 2001 pour YAF (Tab.2.2). Cette dernière est restée entreposée durant une période très courte (moins d’une année) alors que SAY est celle qui a eu la durée la plus longue (plus de deux ans). La qualité des données qu’elles fournissent est relativement inégale d’une station à l’autre, principalement à cause de leur emplacement. La station SAY est, par exemple, située en plein coeur de Sanaa, sur un bassin comportant quelques dizaines de mètres de sédiments meubles et favorisant ainsi le bruit haute fréquence alors que YAF est située sur de la roche cristalline dans les Hauts-Plateaux du Sud-Ouest du Yémen. Au regard du Tableau 2.2, nous observons d’ailleurs que cette station possède le meilleur rapport de

qualité. En effet, plus du quart des données récoltées ont pu être exploitées alors que seul un douzième est associé à la station GDR. Il est dommage qu'elle ne soit pas restée en fonction plus longtemps et qu'elle ait subi les désagréments des rats, nos fervents amateurs de fils d'antenne GPS... Un exemple de signaux enregistrés sur les trois composantes à la station YAF est illustré dans la Figure 2.18. L'apport de toutes ces données dans la tomographie sera au nombre de 131 pour les ondes de Rayleigh et de 58 pour les ondes de Love.

Les données de deux autres réseaux temporaires ont également été intégrées dans cette étude. Il s'agit de celles de l'expérience PASSCAL avec d'une part, ses vingt stations large-bande en Tanzanie, en fonction de Mai 1994 jusqu'à Juin 1995 et d'autre part les neuf autres déployées en Arabie Saoudite de Novembre 1995 à Février 1997. La contribution de ces données s'élèvent à 512 pour les ondes de Rayleigh et 230 pour les ondes de Love. Etant donné l'important nombre de stations mis en oeuvre, l'expérience INSU en comparaison s'avère plutôt satisfaisante.

### 2.4.2 Sélection des données

La majorité des données provient des réseaux permanents tels que GEOSCOPE, IRIS, MedNet et GEOFON. Au total, 73 stations ont été répertoriées (Annexe B). Pour chacune d'elles, les séismes obéissant aux critères suivants ont été recueillis:

- Une magnitude supérieure à 5.7 est recommandée pour une bonne visibilité du signal.
- Une distance épacentrale comprise environ entre 3 500km et 15 000km, afin de bien départager le mode fondamental des modes harmoniques, difficiles à séparer. Par ailleurs, en utilisant le train R1 (onde parcourant le trajet le plus court entre la source et le récepteur), une distance trop grande induira des ondes de surface trop proches du train R2 (trajet parcourant la Terre dans le sens inverse au train R1) et avec une distance trop faible, les ondes de surface n'ont pas le temps de se former correctement.
- Un azimuth de trajet couvrant la région d'intérêt.

Les requêtes ont rassemblé un total de 13 835 données s'étalant sur une période de 1990 à 2002 pour chacune des trois composantes Nord, Est et Verticale (soit 41 505 sismogrammes). Les composantes horizontales ont respectivement subi la rotation en composantes Longitudinale et Transversale. Un filtre passe-bande entre 40 et 500s (domaine dans lequel les vitesses de phase ont été calculées) a été appliqué sur chacune des données. Malheureusement, toutes ne peuvent être exploitées en raison du bruit les contaminant. A noter que ce sont les ondes de la composante verticale qui contiennent le moins de bruit. Une première sélection a donc lieu et seules 3 260 trajets d'ondes de Rayleigh de la composante verticale vont pouvoir atteindre l'étape suivante. Celle-ci consiste à calculer le sismogramme synthétique correspondant à chaque donnée ainsi qu'à pointer le signal correspondant au mode fondamental et aux modes harmoniques.

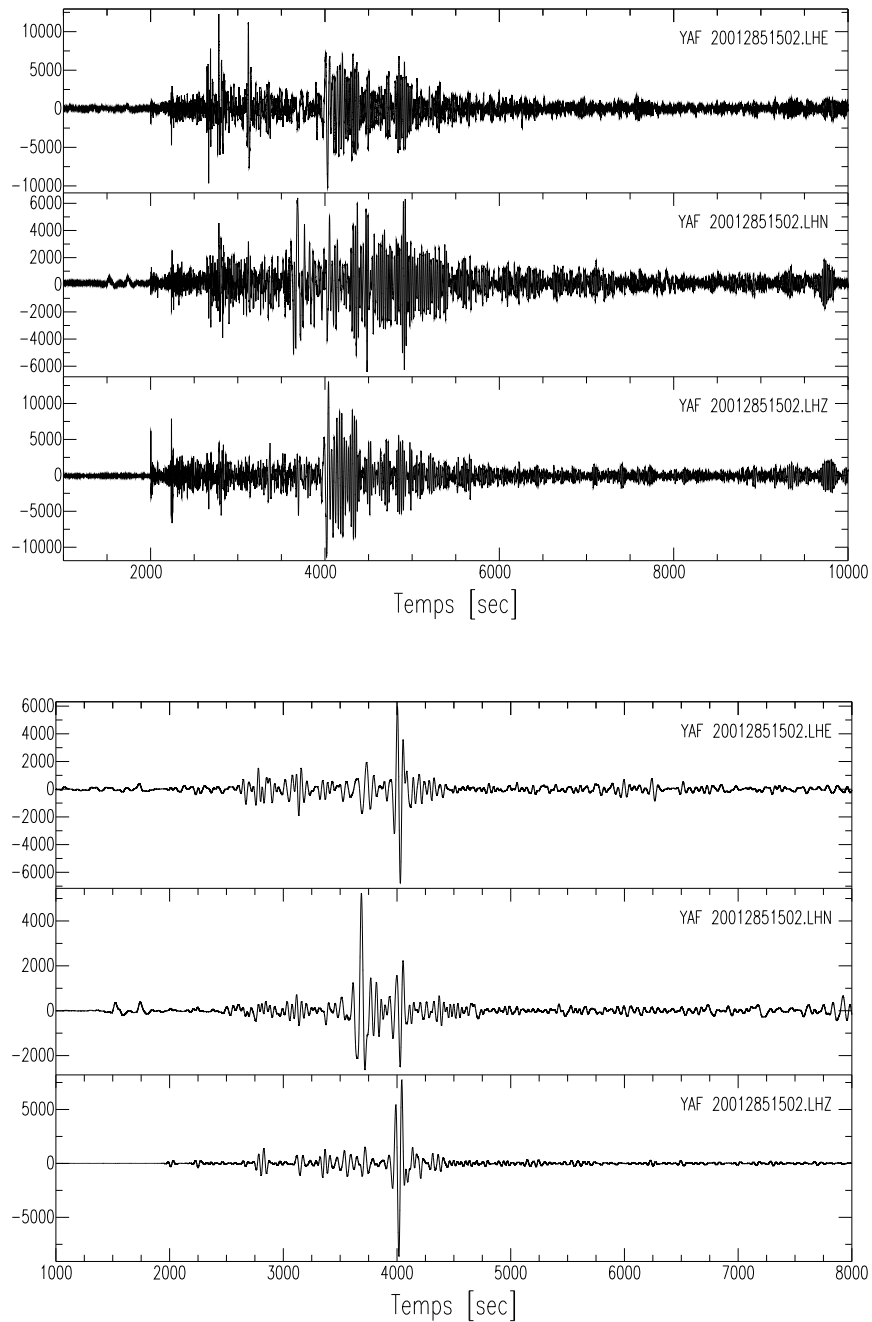


FIG. 2.18: Exemple de sismogrammes enregistrés à la station YAF pour les composantes Est (LHE), Nord (LHN) et Verticale (LHZ). Les signaux du haut correspondent aux données brutes alors que ceux du bas correspondent aux données filtrées dans la bande de fréquences utilisées lors de cette étude: 2-25mHz (40-500sec). Le séisme s'est produit le 12 Oct.2001 à 15H02'16.80 dans les Mariannes (12.88N-145.080 E) à 42km de profondeur et avec une magnitude de 7.3.

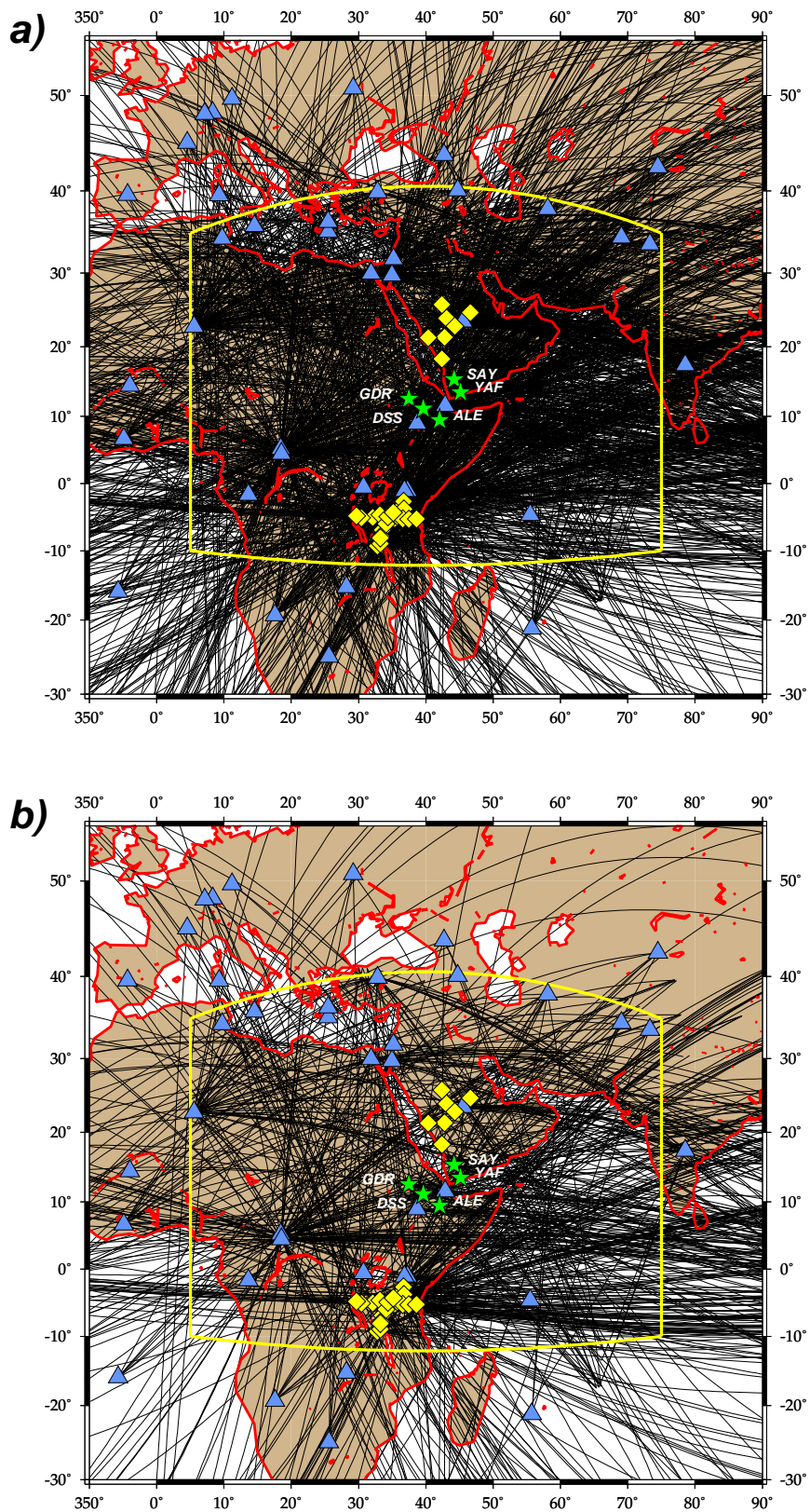


FIG. 2.19: Distribution géographique des 1764 trajets d'ondes de Rayleigh (a) et des 744 trajets d'ondes de Love (b) ainsi que les stations dans lesquelles les séismes ont été enregistrés. Les triangles représentent les stations FDSN permanentes, les losanges, celles des expériences temporaires PASSCAL et les étoiles, les stations INSU installées pour le projet Corne de l'Afrique. Le cadre délimite la région dans laquelle nous allons travailler.

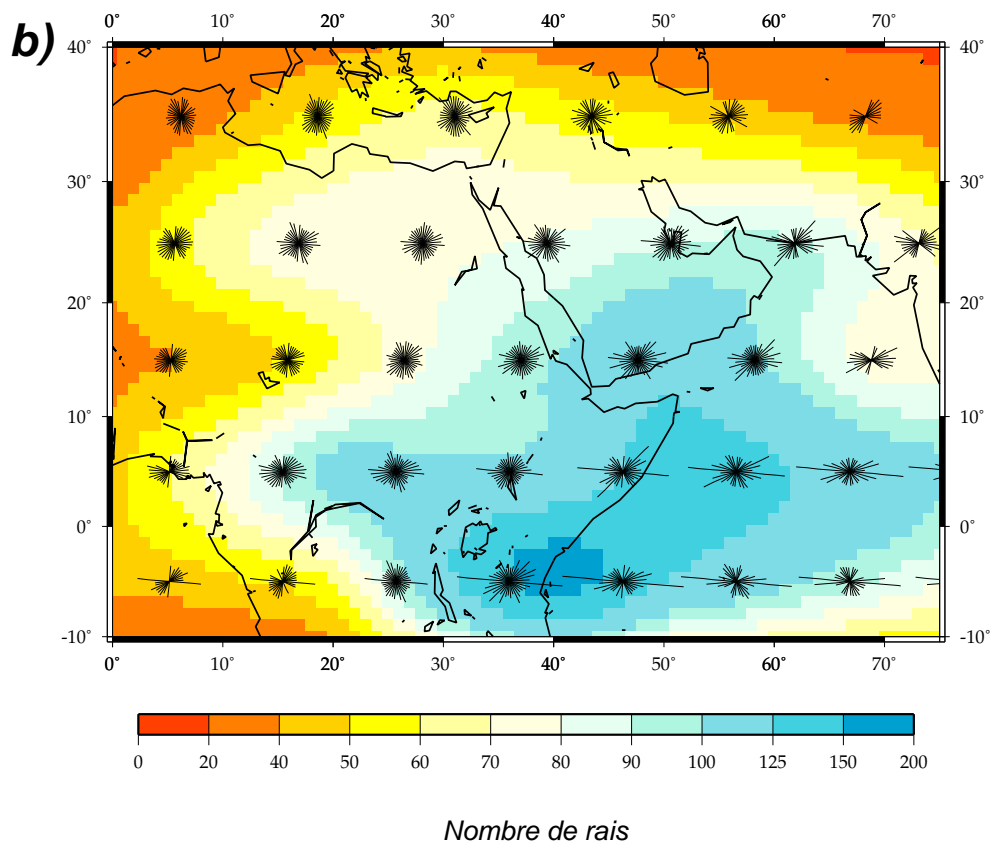
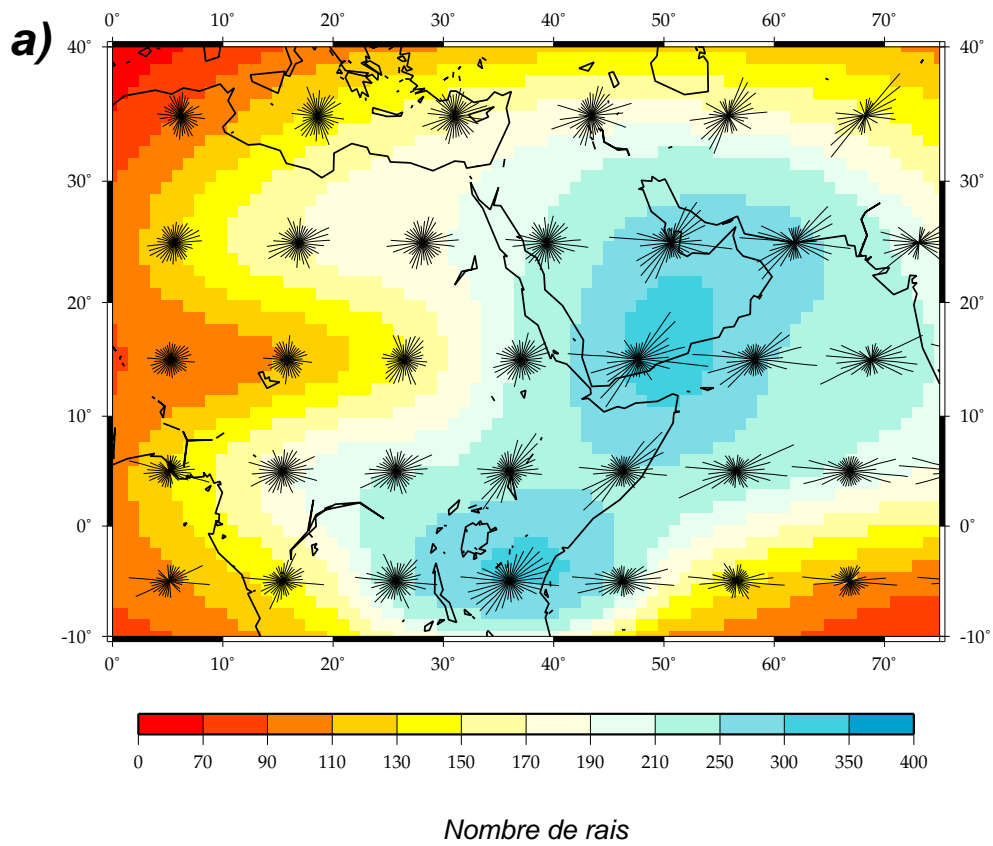


FIG. 2.20: Répartition azimuthale des trajets pour les ondes de Rayleigh (a) et les ondes de Love (b) avec le nombre de rais traversant un bloc de  $10^\circ \times 10^\circ$ . Le champ azimuthal ( $0-180^\circ$ ) est divisé en fenêtres de  $10^\circ$  et le nombre de trajets passant par cette fenêtre est proportionnel à la longueur du trait.

Si le synthétique possède une forme d'onde qui diffère de la donnée, cette dernière sera écartée. Généralement peu de données sont délaissées à ce stade-ci; en effet, seules 44 données sont éliminées.

Afin de remédier à la sous-détermination du problème inverse dans le calcul de la vitesse de phase, plusieurs traces peuvent se regrouper dans des boîtes qui contiennent des séismes de localisation assez proche. Ce regroupement réduit le nombre de distances épicentre-station à 1 910 trajets d'ondes de Rayleigh et 1 064 d'ondes de Love. Nous avons vu dans la section 2.2.2 qu'une vérification du bon déroulement de l'inversion s'imposait. Au final, 1 764 vitesses de phase d'ondes de Rayleigh et 744 d'ondes de Love seront utilisées pour la régionalisation du mode fondamental. Pour chacun des type d'ondes, la couverture de trajets est illustrée dans la Figure 2.19. Nous observons une meilleure couverture de la région pour les ondes de Rayleigh, ce qui n'est pas surprenant étant donné leur qualité supérieure par rapport aux ondes de Love. L'excellente couverture de rais est appuyée par une bonne distribution azimutale à laquelle est particulièrement sensible l'anisotropie (Fig.2.20). Le champ azimutal couvrant  $180^\circ$  est divisé en fenêtres de  $10^\circ$  dans lesquelles est représenté le nombre de trajets s'alignant dans cette fenêtre. Une émergence de disques serait ainsi synonyme de parfaite distribution. C'est une situation que l'on approche dans la majorité des blocs de  $10^\circ$  sur  $10^\circ$  avec une certaine réserve dans la partie Est de notre région, notamment dans l'océan Indien où les trajets d'orientation Est-Ouest dominant. Notons que malgré leur plus faible quantité, les ondes de Love indiquent une très bonne couverture azimutale. Mise à part la répartition azimutale, le nombre de rais par bloc est également indiqué. Remarquons qu'il s'élève à plus de 300 dans la Corne de l'Afrique pour les ondes de Rayleigh. Ces Figures nous laissent envisager de bons résultats lors de la régionalisation.





# Chapitre 3

## Modèles 2D de la région

Nous allons exposer ici les résultats obtenus grâce à la première étape de la procédure tomographique présentée dans le chapitre précédent, à savoir les cartes de perturbations de vitesses de phase et d'anisotropie pour un modèle 2D. Mais afin de s'assurer de la fiabilité de l'inversion, quelques tests synthétiques vont figurer au début du chapitre. Des comparaisons à l'aide de modèles régionaux et globaux seront illustrées, et afin de prouver la consistance de l'amplitude des hétérogénéités observées sous le point chaud de l'Afar, la vitesse de phase de six segments interstations sera calculée, avant d'être à nouveau comparée à l'aide d'études antérieures. Nous finirons par présenter quelques cartes de vitesses de phase des premiers modes harmoniques obtenues pour les ondes de Rayleigh.

### 3.1 Tests de résolution

#### 3.1.1 Influence de la couverture des trajets

Avant de présenter les résultats obtenus au cours de la régionalisation, certains des tests synthétiques entrepris durant cette thèse vont être mis en avant afin de pouvoir juger les modèles 2D d'un oeil averti. Néanmoins, comme le programme de régionalisation (Montagner, 1986) date de plusieurs années et a donc été testé à plusieurs reprises, notamment par Griot (1997) lors de sa thèse, nous ne nous attarderons pas démesurément sur cette tâche. Il sera juste question de faire état de la fiabilité de cette inversion et d'observer le comportement de la méthode. Le déroulement des tests synthétiques consiste tout d'abord à appliquer le problème direct, à savoir le calcul des vitesses de phase le long de chaque trajet (Eq.2.37) dans un modèle de Terre hétérogène connu. Il suffit ensuite de les inverser afin d'obtenir les vitesses locales et vérifier si celles-ci correspondent bien au modèle de départ.

Pour une bonne réalisation des tests synthétiques, il est important de partir d'un modèle de départ qui s'éloigne le moins possible de la réalité de la Terre, à savoir dont les anomalies sont raisonnablement contrastées et lissées sur les bords. Nous avons vu précédemment (section 2.3.2) que l'inversion fait intervenir une fonction de covariance

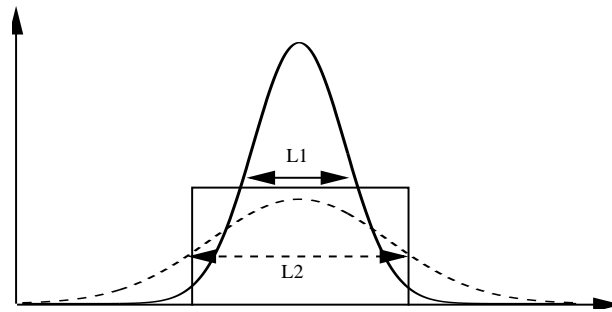


FIG. 3.1: Figure illustrant de façon schématique l'influence de deux gaussiennes de longueurs de corrélation  $L_1$  et  $L_2$  sur une anomalie de forme rectangulaire. Plus  $L$  est grand, plus l'amplitude de cette dernière est faible. En contrepartie, ses dimensions en sont moins atténuées.

(Eq.2.48) qui dépend quadratiquement d'une longueur de corrélation notée  $L_{cor}$ . L'utilisation de cette fonction a pour conséquence de lisser l'anomalie selon  $L_{cor}$  définie dans la gaussienne et influence donc son amplitude; celle-ci sera d'autant plus faible que  $L_{cor}$  sera grande. Un exemple schématique est illustré dans la Figure 3.1. Il convient toutefois de préciser que l'erreur *a posteriori* diminue en fonction de l'augmentation de  $L_{cor}$ . Cette caractéristique de lissage est intrinsèque à la méthode et le résultat ne peut donc s'en affranchir. Plus l'anomalie est abruptement contrastée, plus il sera difficile de retrouver le modèle de départ après inversion. Pour cette raison, le choix du modèle initial s'est porté sur la distribution des vitesses de phases du modèle 3SMAC à 100s à laquelle est venue se superposer de l'anisotropie azimutale d'amplitude et d'orientation constante. Ce modèle que nous souhaitons retrouver figure dans l'illustration 3.2a. Deux inversions anisotropes ont été réalisées à partir de deux types de couverture de trajets pour démontrer l'importance que prend la distribution géographique des rais lors d'une tomographie. Les résultats obtenus lors de ce test sont présentés en Figure 3.2.

La première inversion (partie gauche de la Fig.3.2) est exécutée à partir de la couverture de trajets utilisée lors de la présente étude et qui contient 1 764 rais d'ondes de Rayleigh. Dans la partie droite de la Figure 3.2, la couverture de trajets synthétiques a spécialement été créée pour le test de façon à produire une distribution la plus homogène et dense possible et ainsi ne pas favoriser une zone par rapport à une autre. Un total de 420 trajets a été engendré entre les latitudes 20°S et 50°N et les longitudes 0°E et 70°E, à raison d'un rai tous les degrés. Ces dimensions sont légèrement plus grandes que la zone dans laquelle est réalisée l'inversion afin d'éviter des effets de bords non désirés.

L'inversion anisotrope destinée à ces tests synthétiques est réalisée avec les mêmes contraintes *a priori* introduites lors de la régionalisation de cette étude: une longueur de corrélation de 500km et des erreurs respectives sur les vitesses et l'anisotropie de 0.2km/s et de 2%. Concernant les vitesses, cela octroie au modèle de référence une marge de variation d'environ 5% qui laisse suffisamment de liberté au modèle pour évoluer étant donné la valeur des erreurs sur les vitesses de phase fixées à 0.02km/s soit environ 0.5%. Elles sont de l'ordre de celles qui seront utilisées lors de la régionalisation de cette étude.

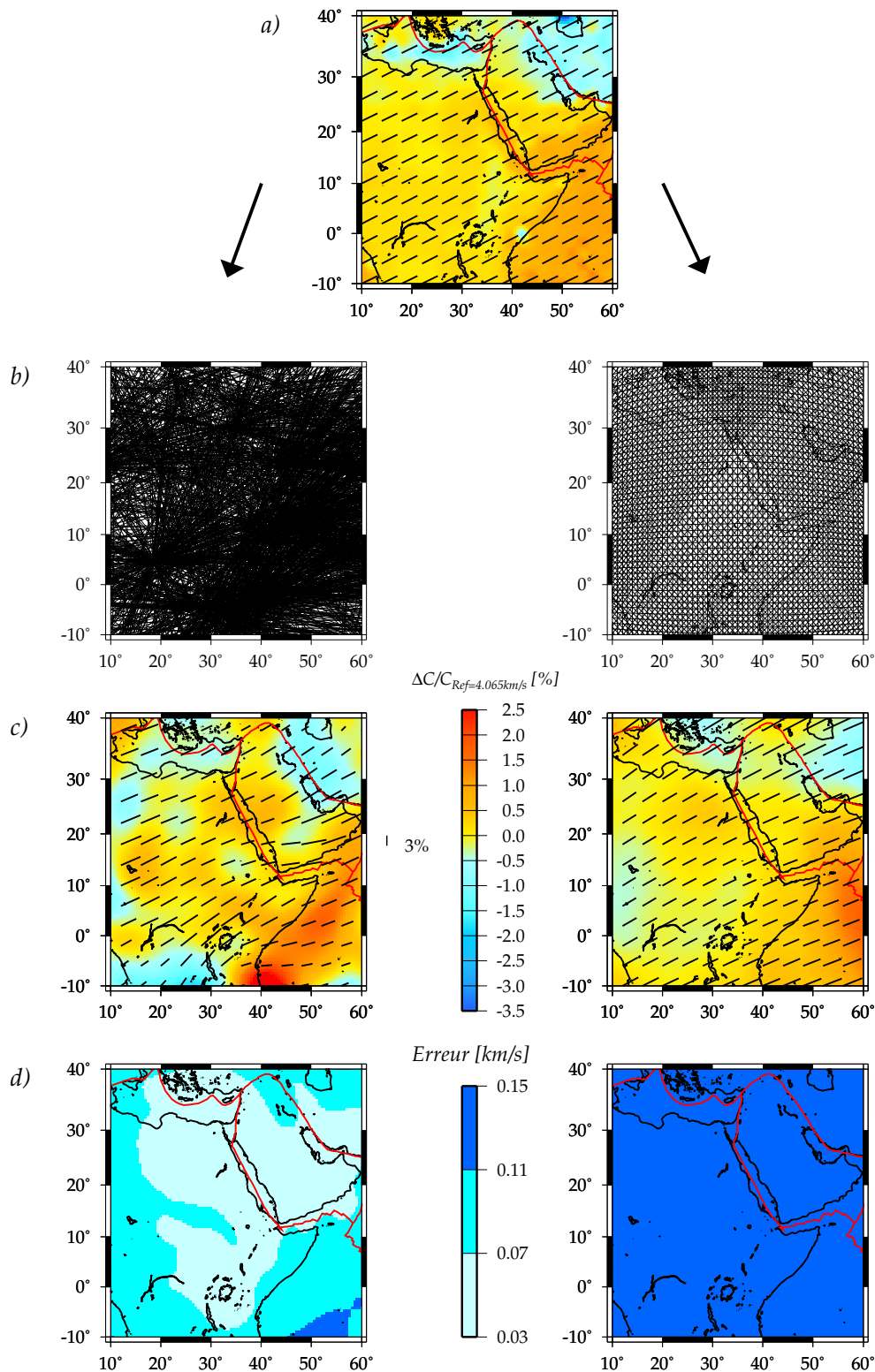


FIG. 3.2: Tests synthétiques à partir du même modèle de départ (a) provenant de la distribution des vitesses de phase du modèle 3SMAC à 100s à laquelle est venue se superposer de l'anisotropie azimutale d'amplitude et d'orientation constante. (b) A gauche sont représentés les résultats d'inversion pour la couverture des 1764 trajets utilisés lors de cette étude et à droite, ceux pour une couverture de 420 trajets créés tous les degrés. (c) Modèles sortant de la régionalisation. (d) Erreurs a posteriori associées à la vitesse.

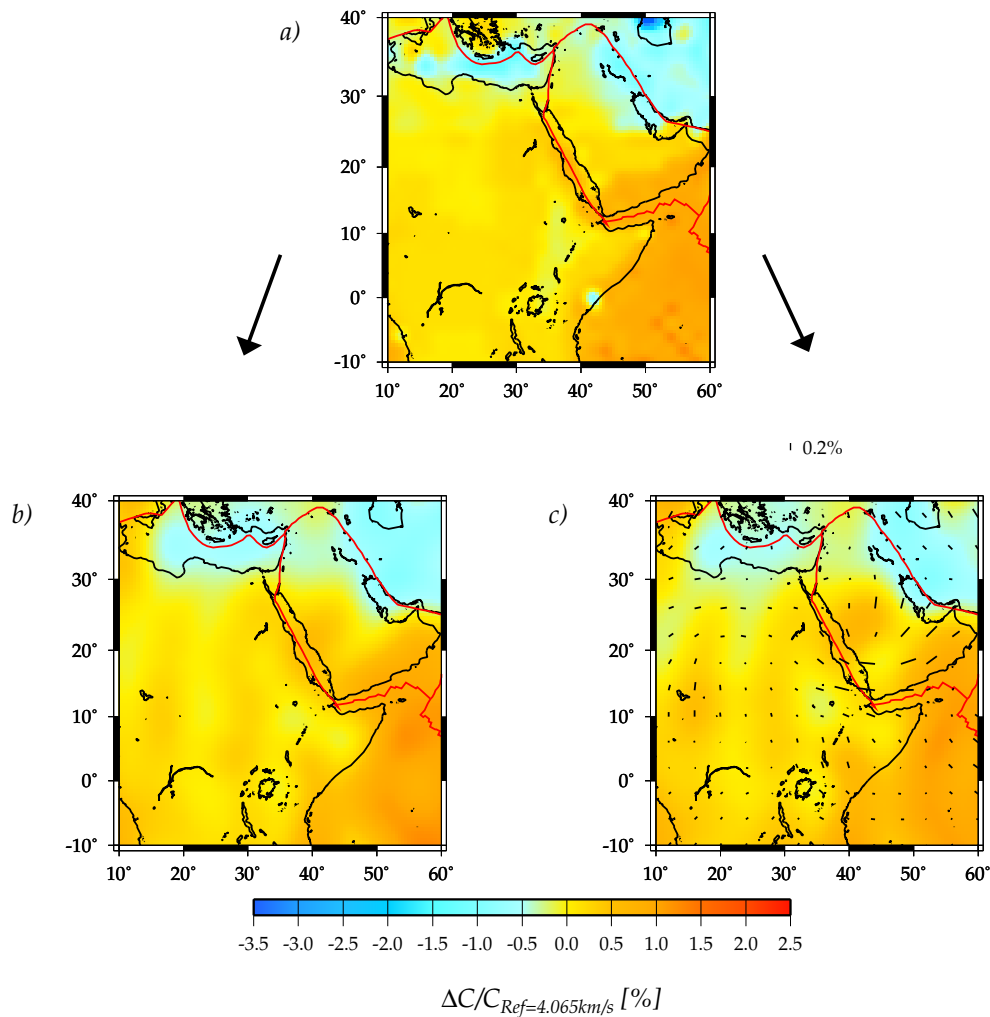


FIG. 3.3: (a) Modèle de départ purement isotrope issu de la distribution des vitesses de phase du modèle 3SMAC à 100s. (b) Résultat d'une inversion isotrope. (c) Résultat d'une inversion anisotrope avec les directions d'axe rapide représentées par les traits noirs.

Au regard des solutions obtenues (Fig.3.2c), nous constatons certaines différences selon la couverture de trajets employée. Le modèle sortant avec la couverture des 1 764 rais indique des perturbations de vitesse en terme de localisation plus contrastées que dans le modèle de départ. Une résolution en dessous de l'acceptable est à signaler au niveau des latitudes inférieures à l'équateur; nous retrouvons par exemple une anomalie rapide entre 10°E et 30°E qui n'existe pas dans le modèle de départ. Il en est de même aux latitudes comprises entre 20°N et 30°N vers les longitudes 10°E et 15°E. L'amplitude correspondant à l'océan Indien est de même signe mais plus forte qu'à l'origine. Pour le cas de la couverture des 420 rais, les contrastes des hétérogénéités sont plus atténués. Le résultat semble plus uniforme, par contre les anomalies négatives situées dans la partie Nord de la région ne sont pas correctement retrouvées.

Les cartes d'erreurs *a posteriori* (Fig.3.2d) sont à l'image de la couverture des trajets. Pour une distribution homogène, la carte d'erreur n'indiquera pas de variations

alors que pour le cas de la couverture aux 1 764 trajets, les erreurs sont majoritairement élevées aux bordures de la région, lieux où les croisements de rais sont plus rares. Les désaccords entre le modèle de départ et celui en sortie se visualisent bien au niveau des erreurs les plus fortes.

En ce qui concerne les directions d'anisotropie, l'inversion calculée avec une couverture homogène livre un résultat d'anisotropie en sortie proche de celui introduit dans le modèle de départ, qu'il s'agisse de la direction ou de l'amplitude. Nous constatons cependant l'influence d'une couverture moins homogène dans le cas de l'inversion aux 1 764 trajets. La direction NE ainsi que l'amplitude de l'anisotropie sont globalement bien retrouvées, excepté aux endroits où les perturbations de vitesse étaient déjà moins bien contraintes. A noter l'orientation EW dans l'océan Indien et au Nord du Yémen qui n'est pas surprenante étant donné la dominance des trajets dans ces régions (Fig.2.20a). Ceci nous informe qu'en ces lieux, la résolution de l'anisotropie ne sera pas optimale.

Ce test montre qu'en réalité aucune des deux couvertures n'est parfaite, puisque l'une est très dense mais toutefois pas parfaitement homogène et l'autre est plus régulière mais balaye un échantillon d'azimuts moins complet que dans le cas antérieur. Cela prouve la sensibilité déjà mentionnée dans la section 2.4 de la tomographie par rapport à une certaine distribution géographique de trajets. La méthode utilisée nous permet néanmoins de retrouver convenablement les structures caractérisant notre région d'étude. La faiblesse de ces tests réside dans le fait que l'on ne peut malheureusement pas tenir compte de la différence intrinsèque de vision qu'une onde se propageant à 50s peut avoir d'une onde se propageant à 200s.

### 3.1.2 Influence de l'anisotropie sur un modèle isotrope

A partir d'un modèle de départ isotrope identique à celui de la Figure 3.2 et avec la couverture de trajets utilisée dans la présente étude (Fig.3.2b droite), nous avons testé une inversion purement isotrope. Le résultat est présenté dans la Figure 3.3b. Les perturbations de vitesses sont très bien retrouvées, qu'il s'agisse de leur localisation ou de leur amplitude. De la même manière, nous montrons l'influence qu'une inversion anisotrope fait intervenir sur un modèle dépourvu d'anisotropie (Fig.3.3). Les anomalies de vitesses sont à nouveau très semblables à celles du modèle de départ, excepté peut-être au niveau de la Grèce qui ne fait pas partie intégrante de notre zone d'étude. L'anisotropie introduite est très faible (de l'ordre de 0.2%) ce qui indique que les effets dus à l'anisotropie sont découplés des effets isotropes. Cela confirme l'idée d'absence de corrélation entre les termes isotropes et anisotropes qui fut évoquée dans la section 2.3.2. Pour autant que la couverture azimutale soit bonne, l'inversion ne fait donc pas intervenir dans un modèle ce qui n'existe pas à l'origine.

## 3.2 Choix d'une longueur de corrélation $L_{cor}$

L'approche continue de la régionalisation demande la détermination d'une fonction de covariance *a priori* (Eq.2.48) dont la longueur de corrélation  $L_{cor}$  joue un rôle primordial lors de l'inversion. Comme nous l'avons mentionné dans la section 3.1, son choix est

TAB. 3.1: Réduction de variance pour chaque inversion réalisée à 100s pour les longueurs de corrélation  $L_{cor}=300\text{km}$ ,  $500\text{km}$ ,  $1000\text{km}$  et  $2000\text{km}$ . La valeur maximale de l'erreur a posteriori est également indiquée dans la troisième colonne.

$L_{cor}$ [km]	Réduc.Variance [%]	Erreurs a posteriori [%]
300	87	<3.5
500	85	<2.5
1000	80	<2.0
2000	76	<1.0

fondamental pour la résolution des hétérogénéités. Par conséquent, avant de présenter les résultats de régionalisation fournis par les données réelles, nous allons discuter de son influence et évoquer la valeur vers laquelle nous nous sommes orientés lors de cette étude. Nous avons procédé à quatre inversions où seule cette contrainte *a priori* diffère, toutes les autres restant invariables d'une inversion à l'autre. La Figure 3.4 expose donc les variations de vitesses par rapport au modèle de référence (PREM) à 100s pour les longueurs de corrélation  $L_{cor}$  suivantes: 300km, 500km, 1000km et 2000km. Les directions d'anisotropie leur correspondant  $\gamma$  sont également représentées.

Pour  $L_{cor}=2000\text{km}$ , les hétérogénéités sont de grande dimension et seule une anomalie lente centrée sur le point chaud de l'Afar et une anomalie rapide au niveau du Zaïre se démarquent nettement. La résolution latérale reste faible. Au fur et à mesure que l'on réduit cette longueur de corrélation, nous voyons apparaître de plus en plus de détails; à 1000km, par exemple, le lac de Tchad est associé à des vitesses lentes alors qu'à 2000km une anomalie rapide le caractérisait. A 300km, la structure de la région est beaucoup plus contrastée, néanmoins la vigilance est de rigueur pour ne pas introduire des anomalies fictives qui pourraient apparaître par manque de résolution le long du trajet. Signalons, comme il a été dit en section 3.1, que les amplitudes des anomalies ont tendance à augmenter avec une longueur de corrélation décroissante: le point chaud de l'Afar est affecté d'une anomalie négative ne dépassant pas 4% à  $L_{cor}=2000\text{km}$ , alors qu'à 300km elle atteint 7%. A l'image de la résolution des perturbations de vitesse, l'anisotropie se comporte à l'avenant. Effectivement plus nous réduisons  $L_{cor}$  plus la distribution des directions d'axe rapide devient complexe et l'influence des trajets importante. A 2000km ces dernières semblent majoritairement orientées vers une tendance Nord-Sud. Cette dernière persiste encore à 300km, bien que les directions subissent apparemment davantage l'influence des structures géologiques telles que le point chaud ou les cratons.

Cette représentation nous permet d'affirmer ce qui est robuste et ce qui demande plus de prudence lors de l'interprétation. Il est vrai que les structures que l'on distingue à plusieurs longueurs de corrélation peuvent difficilement être mises en cause: la région du Nord de l'Égypte, la mer Rouge, le rift Est-Africain, le craton du Congo et la partie de l'océan Indien située entre la dorsale Indienne et l'Inde font partie de ces traits robustes. Néanmoins, l'interprétation que l'on peut tirer de ces résultats peut ensuite varier d'une

longueur de corrélation à l'autre. Il est difficile à 1000km, par exemple, d'observer une connexion entre le point chaud de l'Afar et ceux situés en Afrique Centrale alors que celle-ci se laisserait plus facilement deviner à 300km. Sur quels critères faut-il se baser pour le choix d'une longueur de corrélation optimale? Excepté celui qui fut évoqué dans la section 2.3.2 et qui prend en compte la théorie de la physique de l'optique ondulatoire, la réduction de variance (qui est le rapport relatif de la différence entre la variance des données par rapport au modèle de départ et celle par rapport au modèle final) après inversion est un indice de résolution tout comme les erreurs *a posteriori*. Il existe un *trade-off* entre ces deux derniers critères puisque la réduction de variance augmente avec une longueur de corrélation qui décroît, alors que les erreurs deviennent plus élevées (Tab.3.1). A partir de ces éléments, le choix final de 500km nous semble être un bon compromis.

### 3.3 Cartes de vitesses de phase

Nous venons de voir (section 3.2) l'influence de la longueur de corrélation et l'importance fondamentale qu'elle pouvait prendre lors de la régionalisation. Les résultats de régionalisation obtenus pour les ondes de Rayleigh et de Love sont ainsi imagés respectivement dans les Figure 3.5 et Figure 3.6. La zone de notre région la mieux couverte par les rais étant comprise entre 5°E et 75°E de longitude et 10°S et 35°N de latitude, c'est par conséquent à l'intérieur de ces limites que le résultat de l'inversion sera proposé. Que ce soit dans un cas ou dans l'autre, les contraintes *a priori* sont identiques, à savoir comme il fut mentionné ci-dessus, une longueur de corrélation de 500km et des erreurs sur les paramètres de 0.2km/s (soit env.5%) pour les vitesses et de 2% pour l'anisotropie. Ceci laisse suffisamment de liberté aux paramètres du modèle pour évoluer et expliquer au mieux les données puisque les erreurs *a posteriori* sur celles-ci n'outrepassent pas les 3%. Rappelons que les erreurs sur les données sont calculées lors de l'étape précédente qui est l'inversion de la vitesse de phase (section 2.2.2).

Bien que les vitesses de phase aient été calculées pour des périodes de 40s à 500s, la régionalisation fut réalisée pour 11 périodes appartenant à une gamme comprise entre 45s et 245s. Au delà de cette fenêtre, la résolution des solutions des vitesses de phase n'est pas suffisamment régulière et optimale. Par soucis de lisibilité, seules les cartes de perturbations de 5 périodes sur 11 sont présentées dans les Figures 3.5 et 3.6. Il s'agit de: 50s, 80s, 100s, 150s et 200s. Ces perturbations de vitesses sismiques sont exprimées de façon relative au modèle de référence (PREM). Elles s'élèvent par endroits jusqu'à 7%, ce qui montre que le modèle initial susceptible d'avoir des variations de 5% peut s'écarter du modèle de départ au-delà de ce seuil afin d'expliquer au mieux les données. Les anomalies de vitesse diminuent en amplitude au fur et à mesure que l'on augmente la période. Etant donné que la fréquence d'une onde est liée à sa capacité de pénétration dans la Terre, cela confirme que les hétérogénéités ont une amplitude qui décroît en profondeur, prouvant par ailleurs la fiabilité du PREM à grandes longueurs d'onde. Nous verrons dans la section 3.6 que l'amplitude observée au niveau de l'Afar trouve sa justification dans la méthode à deux stations.



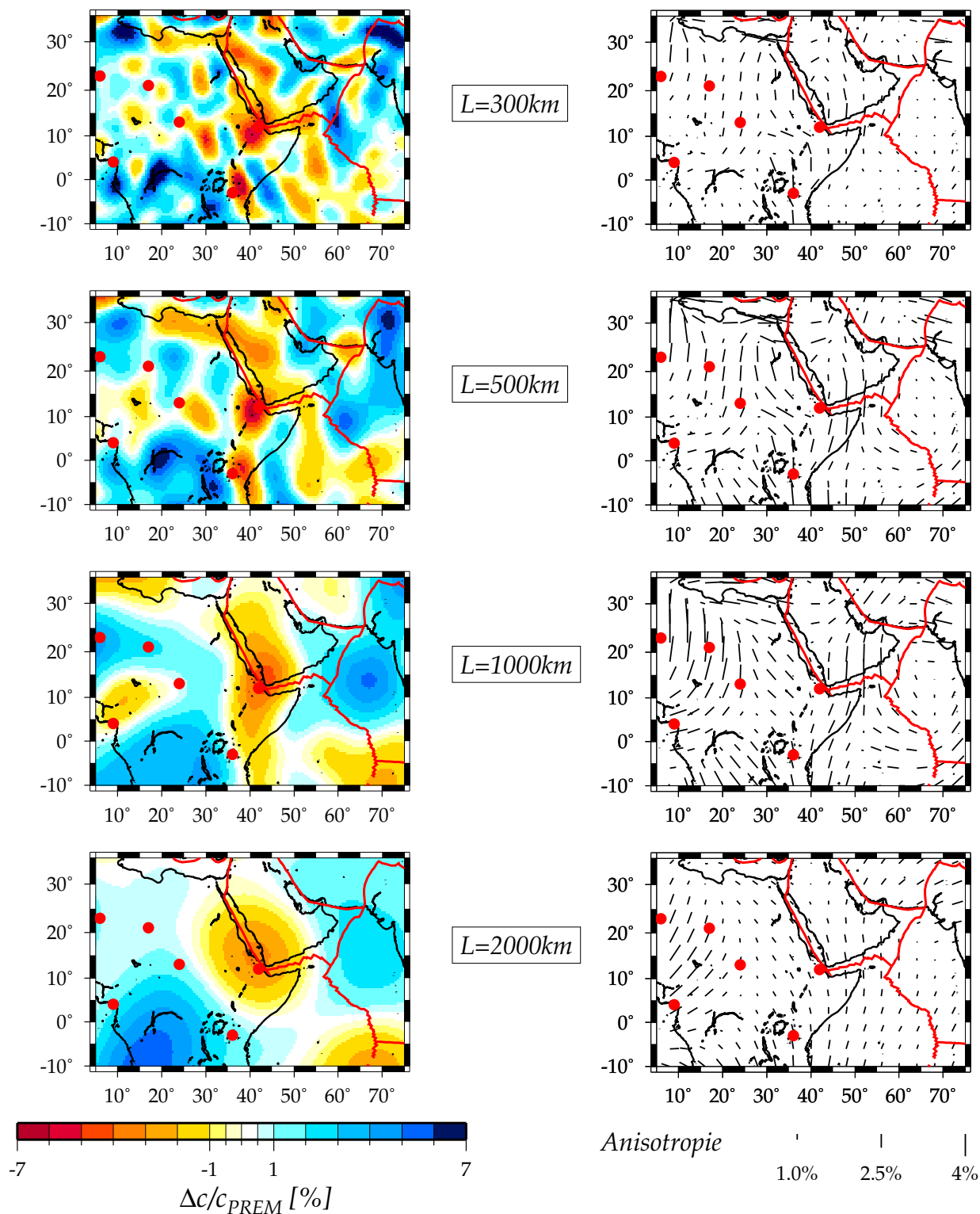


FIG. 3.4: (Gauche) Cartes de vitesses de phase d'ondes de Rayleigh à 100s pour différentes longueurs de corrélation: 300km, 500km, 1000km et 2000km. (Droite) Distribution des directions d'anisotropie pour ces mêmes paramètres avec une longueur de trait proportionnelle à l'amplitude. Les points rouges schématisent les points chauds présents dans la région.

Si l'on s'attarde sur les Figures 3.5 et 3.6, nous notons une zone de faibles vitesses centrée sous l'Afar, visible à toutes les périodes et d'amplitude prononcée. Elle peut être attribuée au panache mantellique qui vient créer le point chaud en surface. Cette caractéristique ressort également très bien dans le cas des ondes de Love, malgré un aspect atténué à 200s. Cela n'a cependant rien de surprenant lorsqu'on sait que ces ondes sont plus sensibles aux structures superficielles. Nous constatons que cette zone s'étend aussi le long de la mer Rouge, du rift Est-Africain et du rift d'Aden ainsi qu'au Kenya et à l'Est de la Tanzanie. Signalons tout de même que le rift d'Aden n'est plus détecté au delà de 151s. Pour les ondes de Rayleigh, des vitesses lentes se manifestent également au Nord de l'Égypte, en Afrique Centrale (au niveau du Tchad) et sur une partie de la dorsale Indienne alors que pour les ondes de Love, le Nord de l'Égypte indique de forts contrastes positifs et le centre de l'Afrique est également caractérisé par des vitesses rapides, notamment à 50s. La ride de Carlsberg, plus visible par ce dernier type d'onde, est par contre associée à des vitesses rapides dans le cas des ondes de Rayleigh. Des vitesses lentes caractérisant la zone située à l'Ouest de la ride de Carlsberg semblent difficilement explicables par la géologie. Une observation particulièrement frappante dans les cartes de vitesses de phase d'ondes de Rayleigh, est la position des points chauds d'Afrique Centrale. En effet, excepté le point chaud de l'Afar situé en plein coeur d'une anomalie lente, tous sont localisés aux frontières entre une zone de contraste positif et une zone de contraste négatif. De par sa position en extrémité de notre région, il est plus difficile d'inclure le point chaud du Hoggar.

Autant pour les ondes de Love que pour les ondes de Rayleigh, les zones de vitesses rapides se situent principalement au niveau du craton du Congo et de la Tanzanie, sous le lac Victoria, de même que du côté de l'Inde et du craton de l'Afrique de l'Ouest. La zone de subduction du Makran qui s'étend de la Turquie au Pakistan, à l'Ouest de l'Iran, se caractérise par des vitesses élevées, tout comme la région d'obduction en Oman. En ce qui concerne les basses périodes des ondes de Rayleigh, l'Ouest de la mer Rouge au niveau de 20°N est affecté par une anomalie rapide traduisant l'influence du craton de faible dimension que constitue le craton Nubien au Nord du Soudan. Cette anomalie positive non détectée par les ondes de Love est d'ailleurs très bien repérée par Pasyanos *et al.* (2001) à l'aide des vitesses de groupe.

Les erreurs *a posteriori* fluctuent entre 0.03km/s et 0.15km/s et augmentent avec la période. Elles sont toutefois moins élevées pour les ondes de Rayleigh que pour les ondes de Love, ceci soulignant la différence dans la couverture des trajets. Les zones où les erreurs sont les plus faibles correspondent aux régions à forte densité de rais. C'est ainsi que la région la mieux contrainte est centrée sur l'Afar.

Nous retiendrons la bonne corrélation de ces résultats avec la géologie de la région, mais attendrons d'effectuer l'inversion en profondeur avant d'émettre une quelconque hypothèse sur l'interprétation (section 4.2).

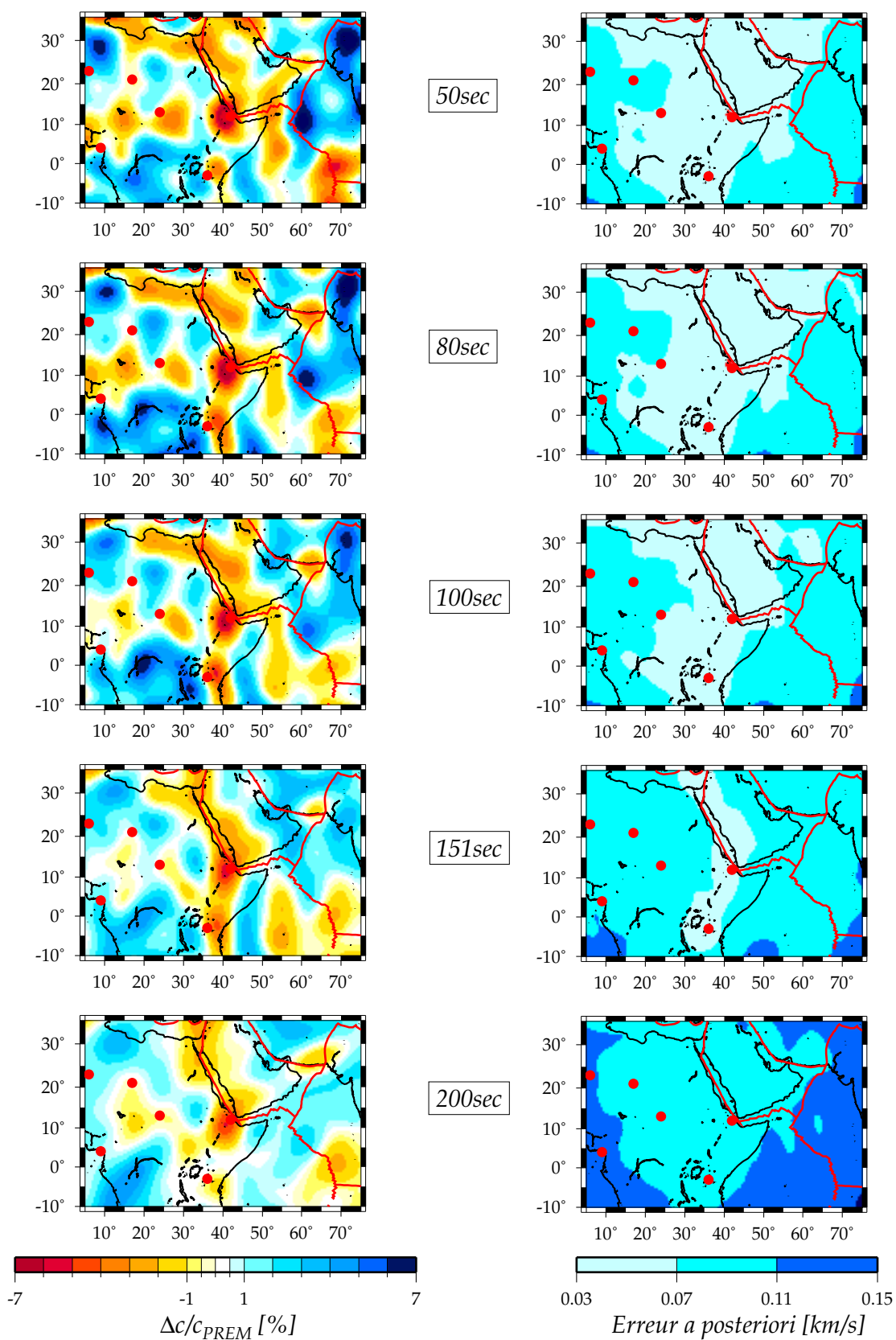


FIG. 3.5: (Gauche) Cartes de vitesses de phase d'ondes de Rayleigh pour les périodes 50s, 80s, 100s, 151s et 200s. (Droite) Les erreurs associées en valeurs absolues. Les anomalies sont représentées par rapport aux vitesses du modèle de référence (PREM).

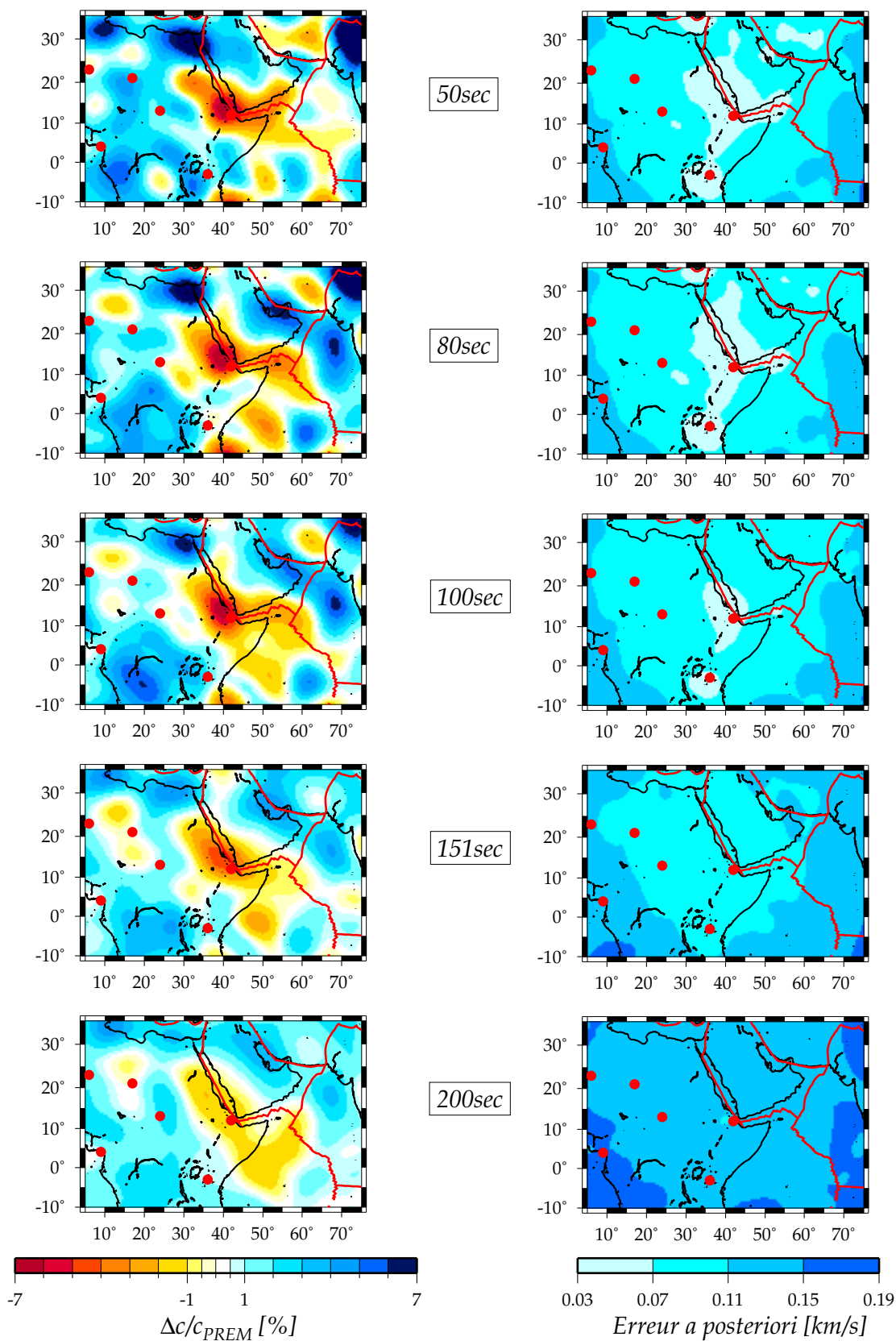


FIG. 3.6: (Gauche) Cartes de vitesses de phase d'ondes de Love pour les périodes 50s, 80s, 100s, 151s et 200s. (Droite) Les erreurs associées en valeurs absolues. Les anomalies sont représentées par rapport aux vitesses du modèle de référence (PREM). Les points rouges schématisent les points chauds présents dans la région.

### 3.4 Cartes d'anisotropie

La méthode tomographique employée permet d'inverser à la fois les vitesses isotropes et l'anisotropie. L'anisotropie azimutale, représentée ici par le terme en  $2\psi$  exprime dans le plan horizontal la direction par laquelle l'onde sismique se propagera le plus rapidement. Cette orientation peut nous donner une information sur l'orientation du flux de matière associé à la circulation dans le manteau et nous aider ainsi à mieux comprendre la géodynamique de la région. La Figure 3.7 fait ainsi part des directions d'anisotropie des ondes de Rayleigh qui caractérisent la région de la Corne de l'Afrique pour des périodes identiques aux cartes de perturbations de vitesse. Les directions d'axe rapide sont représentées par les traits noirs et l'amplitude de l'anisotropie est proportionnelle à la longueur de ce trait. La partie droite de la Figure 3.7 désigne l'erreur sur l'angle d'orientation.

Comme l'amplitude des perturbations de vitesses, celle de l'anisotropie diminue au fur et à mesure que l'on s'approche des grandes périodes, capables de pénétrer plus profondément dans la Terre. De même, alors que le modèle initial permet d'avoir des variations d'amplitude de 2%, l'inversion lui permet des écarts jusqu'à 4% afin d'expliquer au mieux les données. D'autre part, l'orientation semble mieux organisée aux longues périodes avec une dominance directionnelle Nord-Sud. Celle-ci se rapproche de la direction pointant vers le Nord-Est de la vitesse des plaques africaine et arabe issue du modèle NUVEL1A dans le référentiel NRR (De Mets *et al.*, 1994). La Figure 3.8 rend compte de la comparaison pour la période de 245s. La direction NE du mouvement de la plaque africaine est de manière générale bien suivie par l'orientation des axes rapides d'anisotropie, excepté au niveau de la mer Rouge où la tendance est Nord-Ouest. Nous observons, par ailleurs, une augmentation de la complexité de la distribution avec les périodes décroissantes. Il est alors plus difficile de donner une tendance d'orientation, d'autant plus que les changements de direction se font de manière assez abrupte. Les azimuts semblent toutefois en accord avec la tectonique de la région, à savoir souvent perpendiculaires aux zones d'extension telles que le rift d'Aden ou celui de la mer Rouge. La dorsale de Carlsberg est en revanche la seule zone où cela ne se vérifie point. Néanmoins, si l'on regarde les cartes d'erreur, nous nous apercevons du désaccord puisque nous avons une des erreurs sur l'angle les plus élevées dans cette région. D'autre part, nous avons également noté dans la Figure 2.19 la dominance des trajets Est-Ouest dans cette partie de la région et le manque de résolution lors des tests synthétiques (section 3.1).

Ces résultats montrent la forte influence de la géologie sur les directions d'anisotropie qui probablement reflètent la circulation mantellique. La complexité de l'anisotropie à courtes périodes peut, en effet, s'expliquer par la présence d'importants cratons et des nombreux points chauds en Afrique qui viennent perturber le flux de matière sous la région. Il est vrai que déjà à longues périodes (151s), les directions semblent contourner le point chaud et proche de 50s, elles donnent l'impression de circuler autour. Afin de mieux s'en rendre compte, un zoom localisé sur l'Afar du résultat obtenu dans la Figure 3.7 à 50s est représenté en Figure 3.9. L'échelle de l'amplitude de l'anisotropie reste identique mais se traduit cette fois par une palette de couleur afin d'interpréter

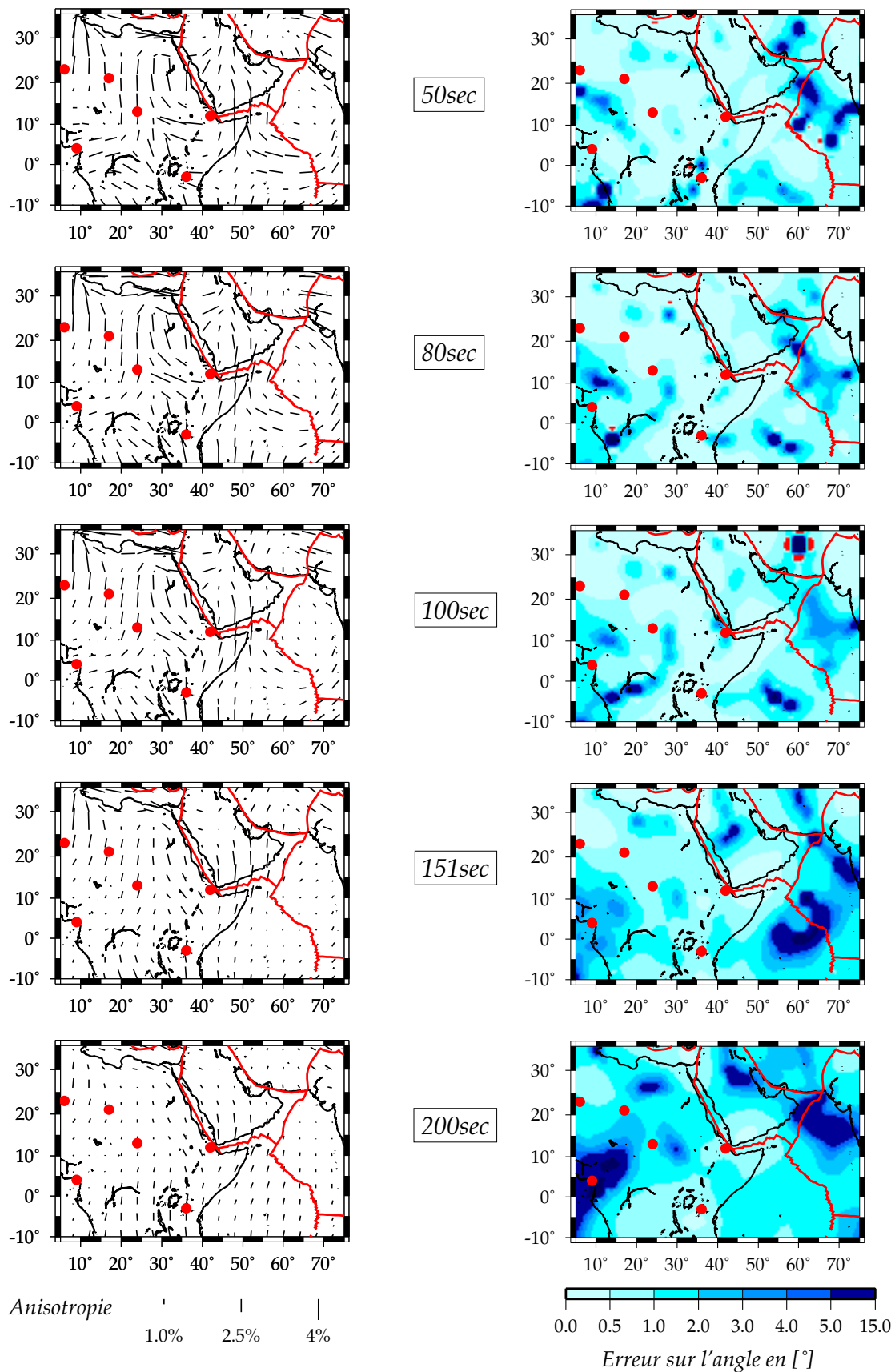


FIG. 3.7: (Gauche) Cartes d'anisotropie d'ondes de Rayleigh pour les périodes 50s, 80s, 100s, 151s et 200s. (Droite) Les erreurs associées sur l'angle des directions d'axe rapide en [°]. Les traits noirs représentent les directions d'axe rapide et leur longueur est proportionnelle à l'amplitude exprimée en [%]. Les points rouges schématisent les points chauds présents dans la région.

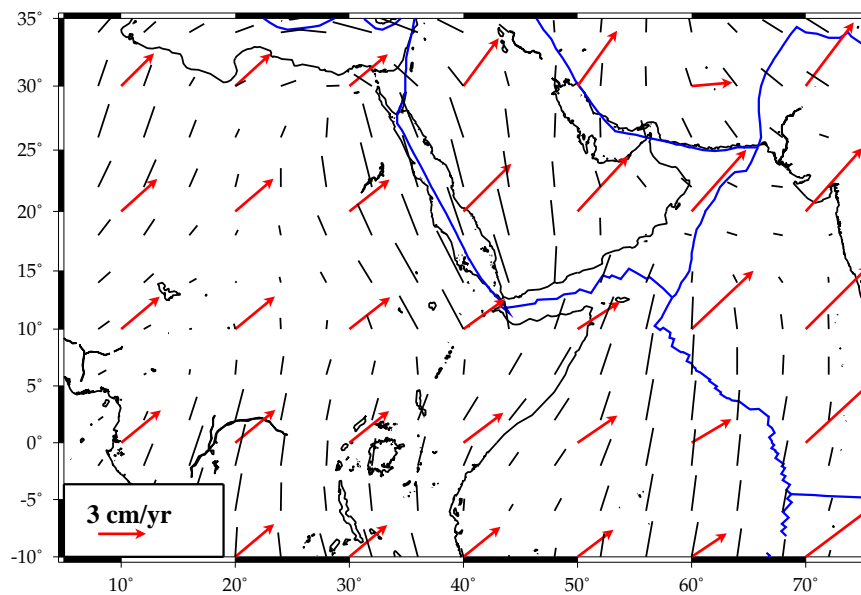


FIG. 3.8: Vitesses de plaques (flèches rouges) selon De Mets et al. (1994) superposées aux directions d'anisotropie des ondes de Rayleigh à une période de 245s (traits noirs).

plus facilement les zones à faible ou forte anisotropie. Excepté le fait que les directions soient perpendiculaires aux dorsales de la mer Rouge, du Golfe d'Aden ainsi que du Grand Rift Est-Africain, on constate une tendance circulaire centrée non sur le point chaud lui-même mais davantage au Nord-Ouest de l'Afar. Cette observation pourrait être attribuée au point chaud, d'autant que les axes dirigés horizontalement semblent s'orienter ainsi justement à partir des coordonnées du point chaud.

Néanmoins, à l'instar des anomalies de vitesses, nous préférons attendre les résultats de l'inversion en profondeur (section 4.2) avant de discuter d'une possible interprétation.

### 3.5 Comparaisons avec différents modèles

Il a été dit (section 2.3.2) que les données de vitesses de phase avaient subi une correction des parties superficielles avant d'être régionalisées et présentées ci-dessus. Afin de déterminer réellement l'influence de la croûte dans notre région d'étude, nous allons dans cette section confronter les modèles obtenus à 50s et 100s avec des résultats sortant d'une inversion effectuée avec des données non corrigées. Par ailleurs, nous avons démontré lors des tests synthétiques (sections 3.1) l'influence de l'anisotropie lors de l'inversion d'un modèle purement isotrope. Dans cette section, nous allons montrer l'effet contraire, à savoir, une inversion isotrope d'un modèle susceptible de contenir de l'anisotropie. Rappelons que toutes les contraintes *a priori* introduites gardent les mêmes valeurs que dans les précédentes inversions. Ces comparaisons sont faites à partir du même jeu de données contenant 1 764 trajets d'ondes de Rayleigh. D'autre part, nous allons également confronter le modèle obtenu à 100s avec des modèles provenant d'études antérieures, telles qu'une inversion régionale et deux autres modèles globaux. A noter que la palette de couleur ne varie pas lors des comparaisons.

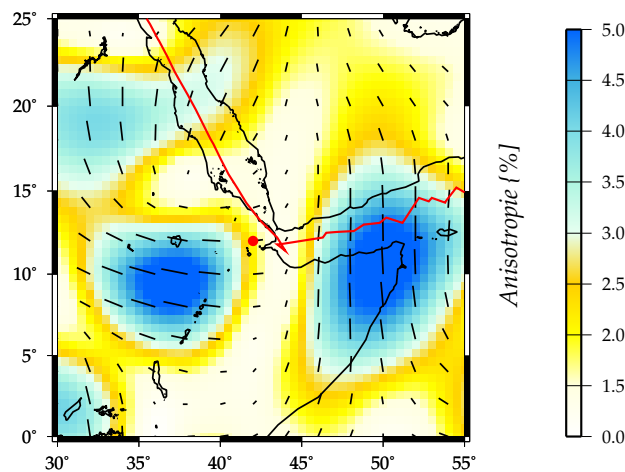


FIG. 3.9: Zoom centré sur le point chaud de l'Afar entre les coordonnées  $0^{\circ} - 25^{\circ}\text{N}$  et  $30^{\circ} - 55^{\circ}\text{E}$  de la carte d'anisotropie d'ondes de Rayleigh à 50s de la Figure 3.7. Les directions d'axe rapide sont traduites par les traits noirs et une palette de couleur a été utilisée pour représenter l'amplitude de l'anisotropie.

### 3.5.1 A partir du même jeu de données

Les résultats présentés en section 3.3 proviennent d'une régionalisation effectuée avec des vitesses de phase corrigées des effets de croûte dont la procédure fut décrite dans la section 2.3.2. Afin de déterminer l'importance de cette étape, la Figure 3.10a illustre deux régionalisations exécutées à 50s et 100s pour les ondes de Rayleigh sans décontamination des parties superficielles. Il y apparaît une influence de la croûte peu significative sur les vitesses de phase, puisque les anomalies se trouvent identiquement localisées. L'unique changement réside dans une légère amplification du contraste des perturbations de vitesses. Néanmoins, même à 50s, la différence reste très faible alors que la croûte est davantage susceptible d'entraîner des variations de vitesses aux courtes périodes. Les longues périodes sont nettement moins affectées dans cette partie de la Terre du fait de leur sensibilité aux plus grandes profondeurs.

Ce résultat vient confirmer les prédictions déjà avancées en section 2.3.2 à partir de l'épaisseur de croûte régulière sous la région (Fig.2.13). Il convient également de noter que probablement en partie à cause de notre ignorance, ces corrections ont peu de répercussion dans les zones océaniques (Silveira *et al.*, 1998). Au contraire, dans le cas du Tibet par exemple, où le Moho atteint de grandes profondeurs, Griot (1997) dénote à 52s un effet provoquant jusqu'à un changement de signe dans les écarts de vitesses de phase relatifs au PREM. Spécifions aussi que l'anisotropie n'est point affectée par les corrections crustales. Nous nous dispenserons donc d'en montrer les effets. Quant aux erreurs *a posteriori*, elles restent du même ordre. Cependant, nous pouvons signaler une réduction de variance de 85% à 100s si l'on applique les corrections alors qu'elle n'atteint que 79% sans correction.

Les différences sont plus notables entre l'inversion anisotrope et l'inversion isotrope dont l'illustration est faite en Figure 3.10b pour les périodes de 50s et 100s. Pour ce



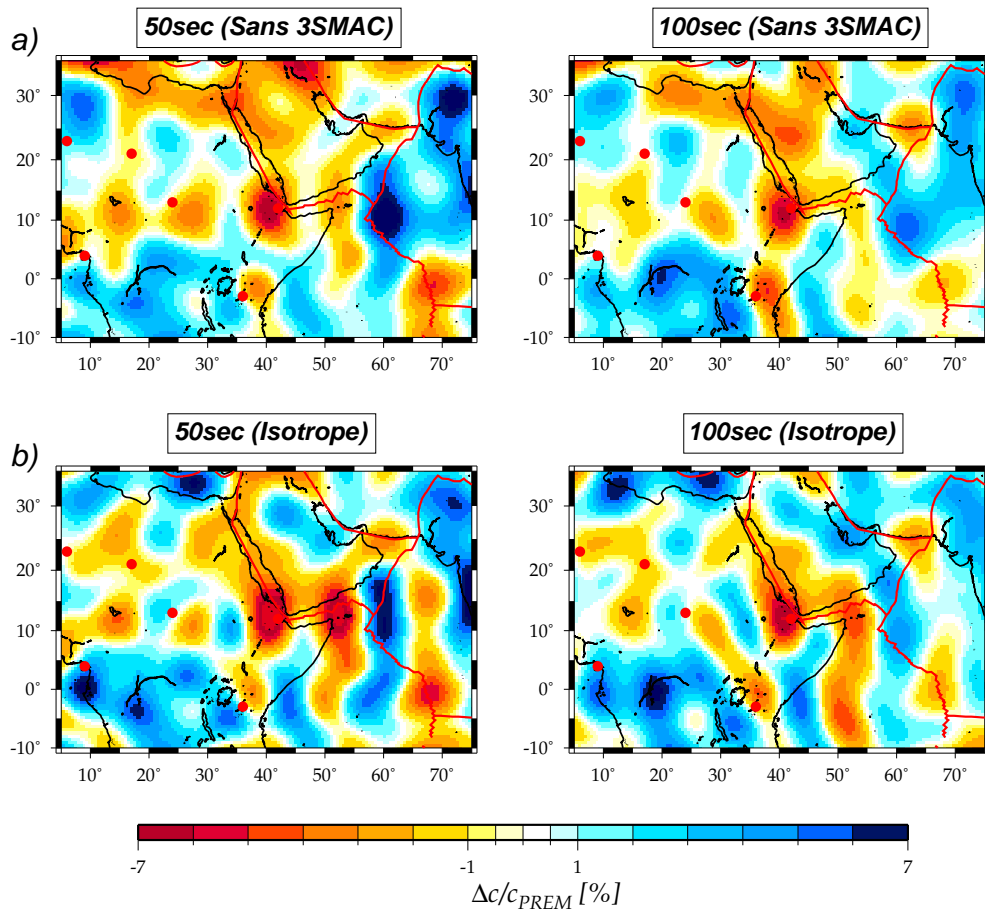


FIG. 3.10: (a) Cartes de vitesses de phase d'ondes de Rayleigh à 50s (gauche) et 100s (droite) pour des données non-corrigées des effets de croûte. (b) De même pour le cas d'une inversion isotrope (uniquement les termes en  $0\psi$ ). Rappelons que dans les deux cas  $L_{cor} = 500\text{km}$ .

type de calcul, seuls les termes en  $0\psi$  (Eq.2.40) ont été inversés. Les structures qui apparaissent communes aux deux inversions ont toutefois quelques variations concernant l'amplitude légèrement surestimée dans le cas isotrope au niveau de la ride d'Aden et de la bande lente Nord-Sud située entre l'Afrique et la ride océanique Indienne par exemple. Le craton tanzanien au contraire indique un plus faible contraste. La différence la plus marquée entre les deux types de modèles apparaît au Nord de l'Egypte et de l'Arabie Saoudite. Des vitesses rapides caractérisent ces régions dans le cas isotrope, alors que l'Ouest de l'Inde affiche des vitesses lentes que l'on ne retrouve pas dans l'inversion anisotrope. Le manteau étant considéré comme anisotrope, ces désaccords montrent de façon évidente la nécessité d'inverser simultanément la vitesse et l'anisotropie afin d'obtenir des perturbations les plus réalistes qui soient. Sans la prise en compte des paramètres anisotropes, l'inversion reporte leur participation à la vitesse non expliquée par les données sur la partie isotrope du modèle. Notons également que la réduction de variance est un peu plus élevée (de l'ordre de 3 à 5%) pour une inversion anisotrope que pour le cas isotrope.

### 3.5.2 A partir d'études antérieures

Pour tester la consistance des résultats et éventuellement leur évolution, il est important de comparer les nouveaux modèles tomographiques avec des modèles antérieurs. La Figure 3.11 présente la confrontation du modèle obtenu à 100s lors de cette étude (Fig.3.11a) avec un modèle régional du continent afro-arabique de Debayle *et al.* (2001) (Fig.3.11b) ainsi qu'avec deux modèles globaux (Fig.3.11c et Fig.3.11d).

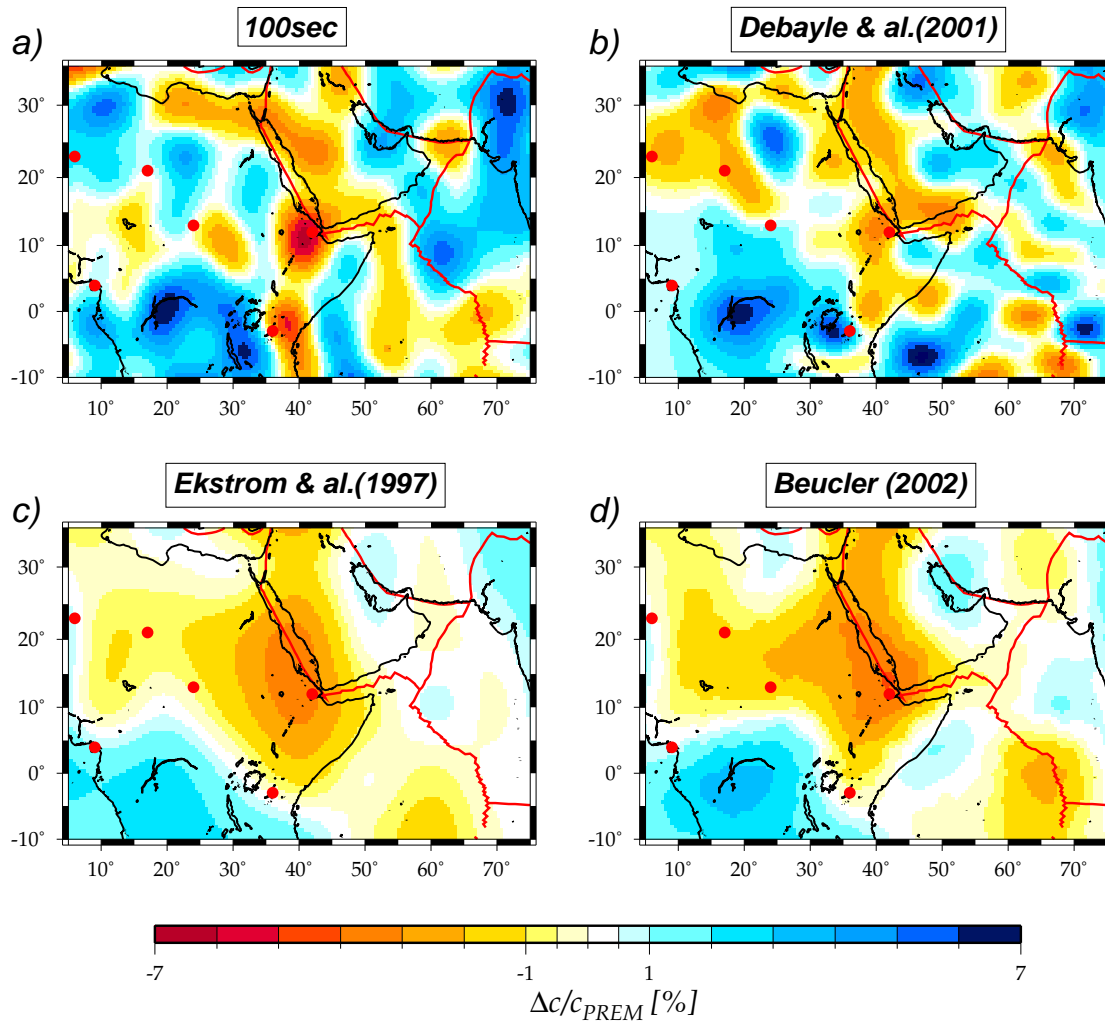


FIG. 3.11: Comparaison avec des études antérieures pour des cartes de vitesses de phase d'ondes de Rayleigh à 100s. (a) Modèle obtenu lors de cette étude. (b) Modèle obtenu par Debayle et al. (2001). (c) Modèle provenant d'une étude globale isotrope d'Ekstrom et al. (1997). (d) Modèle global obtenu par Beucler (2002) sans correction de croûte. Les perturbations sont exprimées par rapport au PREM.

Les auteurs du modèle régional ont utilisé une méthode de calcul de vitesse de phase différente de celle employée dans ce travail (section 2.2.2). Toutefois la procédure de régionalisation des 2741 trajets est identique bien que le choix de la longueur de corrélation se soit porté sur 400km. Le modèle global de la Figure 3.11c provient du travail de Ekstrom *et al.* (1997) qui ont utilisé un large échantillon de courbes de dispersion

(plus de 15 000). Les écarts de vitesse de phase ont été inversés et développés en harmoniques sphériques jusqu'au degré 40 pour des périodes allant de 35s à 150s. Le second modèle global (Fig.3.11d) est issu de la thèse de Beucler (2002). Il a, pour sa part, utilisé 9 288 trajets d'ondes de Rayleigh appartenant au mode fondamental. La méthode du calcul de la vitesse de phase est celle qui fut employée durant cette étude alors que la régionalisation a pour principales différences la variation des longueurs de corrélation et l'intégration des termes en  $4\psi$  lors de l'inversion des ondes de Rayleigh.

Les perturbations sont exprimées par rapport aux valeurs du PREM. Les modèles globaux ont une résolution inférieure à celle des modèles régionaux et l'amplitude des anomalies est généralement plus faible. Le contraste de l'hétérogénéité causée par le point chaud de l'Afar par exemple n'excède pas -3.8% dans le modèle de Beucler (2002) (Fig.3.11d) et -3.4% pour celui d'Ekstrom *et al.* (1997) (Fig.3.11c), alors que nous atteignons -6% dans le modèle de la Figure 3.11a. Il faut noter que même en comparaison au modèle régional de Debayle *et al.* (2001) (Fig.3.11b), notre modèle indique la signature la plus contrastée sous le point chaud de l'Afar. De manière générale et au-delà de l'importante similitude entre les deux modèles globaux, les grandes structures telles que l'anomalie négative centrée sur l'Afar et la mer Rouge ainsi que le craton du Congo et ses vitesses rapides sont bien retrouvées sur chaque carte. La dorsale de Carlsberg n'est soulignée dans aucun des deux modèles régionaux et ne l'est que faiblement dans les modèles globaux, tandis que la zone de subduction du Makran sous l'Iran se laisse plus aisément entrevoir. La différence se situe principalement au niveau de l'Égypte où les anomalies entre les modèles régionaux et les études globales sont de signe opposé. D'autre part, au niveau de l'Afrique Centrale, ces dernières présentent de larges perturbations d'amplitude, cette fois-ci, supérieures à celles que l'on peut trouver au niveau régional. En ce qui concerne le modèle régional de la Figure 3.11b, la résolution au niveau de l'Afrique Centrale n'étant pas suffisante à cause du manque de couverture, nous ne pouvons pas nous avancer sur une quelconque comparaison en-deçà de 20°E de longitude. Les modèles globaux présentent un lien entre l'Afrique Centrale et la partie englobant l'Afar et la mer Rouge plus prononcé que dans les modèles régionaux. Cela peut être attribué à une résolution inférieure qui gommerait les structures fines. Reste à spécifier que le modèle d'Ekstrom *et al.* (1997) a la particularité d'être totalement isotrope, ce qui n'est pas le cas des trois autres. Il serait donc préférable de le comparer au résultat de la Figure 3.10b, où l'Égypte apparaît de même signe d'amplitude et où l'Afrique Centrale contient des hétérogénéités de plus grandes dimensions. Une autre différence allouée au modèle global de Beucler (2002) est l'absence de correction d'effets crustaux, susceptible comme nous l'avons dit de modifier l'amplitude des anomalies.

Trampert & Woodhouse (1995) ont également publié des cartes de vitesse de phase globales entre 40s et 150s obtenues à partir de 14 000 traces d'ondes de Rayleigh. Leurs distributions d'une résolution latérale d'environ 2000km sont exprimées en harmoniques sphériques jusqu'au degré 40. Pour la période de 100s, leur modèle est en bonne corrélation avec les deux modèles globaux de la Figure 3.11. Contrairement aux quatre modèles dont nous venons de faire référence, celui de Trampert & Woodhouse (1995) est le seul qui fait clairement ressortir la dorsale de Carlsberg. Le Sud-Est de l'Arabie est caractérisé par un fort contraste positif qui rappelle celui trouvé dans les modèles

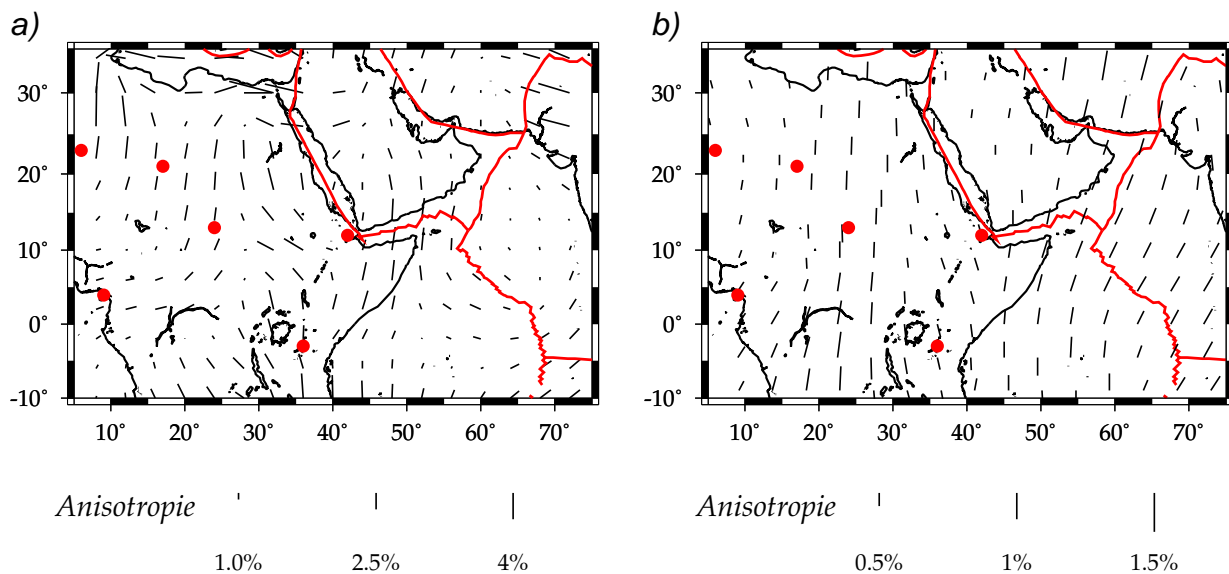


FIG. 3.12: Directions d'axe rapide des ondes de Rayleigh à 100s pour le modèle de la présente étude (a), et pour le modèle global de Beucler (2002) (b). Attention à l'échelle qui varie selon les cas.

régionaux (Fig.3.11a et Fig.3.11b). L'anomalie la plus lente n'est par contre pas centrée sur l'Afar mais plutôt sur le centre de la mer Rouge et la ride du Golfe d'Aden n'est pas franchement dessinée à 100s.

Nous venons d'établir une comparaison basée sur les vitesses, regardons ce qu'il advient de l'anisotropie à 100s entre le modèle régional de notre étude et le modèle global de Beucler (2002) auquel nous nous sommes déjà référés dans la Figure 3.11. Une différence très nette existe au niveau de l'amplitude beaucoup plus faible dans le modèle global. Bien que cela soit généralement un paramètre difficile à contraindre et outre l'échelle globale à laquelle sont associées des amplitudes moindres, une des raisons principales provient du fait que l'erreur *a priori* sur l'anisotropie est estimée à 1%. Dans notre cas, la valeur est estimée à 2%, ce qui laisse par conséquent une marge d'évolution plus grande au modèle.

Les directions d'axe rapide du modèle de Beucler (2002) ont une orientation dominante Nord-Sud avec cependant une légère perturbation au niveau du point chaud de l'Afar où le flux a tendance à contourner le panache. Cette distribution rappelle étroitement celle présentée en Figure 3.7 à 200s. Les directions retrouvées à cette période sont homogènement dirigées dans l'axe Nord-Sud, et à la différence des plus courtes périodes, s'affichent perpendiculairement à la ride de Carlsberg. Il est important de préciser que d'importantes erreurs angulaires (Fig.3.7) sont associées aux zones où des différences entre ces deux modèles existent. Un désaccord surgit au niveau du Nord de l'Égypte, où nous avons plutôt des directions orientées Est-Ouest alors que dans le modèle global persiste toujours la tendance Nord-Sud. Notons que le désaccord dans cette région existe déjà sur les perturbations de vitesses.

## 3.6 Calcul de vitesses de phase interstations

### 3.6.1 La méthode de calcul

Au cours de cette étude, nous avons procédé au calcul de la vitesse de phase par inversion pour chacune des données récoltées. Ceci nous a permis d'obtenir une courbe de dispersion le long de chaque trajet. En parallèle, il existe une méthode relativement simple pour déterminer la vitesse de phase moyenne non pas pour un trajet épicycle-station, mais le long d'un segment interstation. Cette méthode, que l'on nomme en anglais *two-station method* requiert la présence de deux stations alignées sur le même grand cercle. Elle présente l'avantage de s'affranchir des connaissances nécessaires sur les paramètres de la source (profondeur, mécanisme au foyer) afin de calculer la phase initiale. Une fois les sismogrammes filtrés pour permettre de corrélérer sommets et creux entre eux, la procédure consiste à extraire la réponse instrumentale et effectuer une transformée de Fourier. Une courbe de différence de phases entre les deux stations est calculée puis convertie en courbe de dispersion selon la formule suivante:

$$\Psi_1(\omega) - \Psi_2(\omega) = \omega(t_1 - t_2) - \frac{\omega}{C(\omega)}(x_1 - x_2) + 2\pi M \quad (3.1)$$

où  $C(\omega)$  représente la vitesse de phase,  $x_1$  et  $x_2$  les positions des stations,  $t_1$  et  $t_2$  les temps d'arrivées des deux enregistrements,  $\Psi_1(\omega)$  et  $\Psi_2(\omega)$  définissent les phases des signaux et  $M$  est un entier qui décrit le nombre de cycles que l'onde de surface a eu lors de sa propagation. Celui-ci est choisi de façon à être consistant avec les valeurs moyennes à longues périodes. C'est ainsi que Hazler *et al.* (1999) ont procédé pour 9 paires de stations du Nord de l'Afrique. L'idéal est que pour un séisme donné, les stations soient parfaitement alignées sur le même grand cercle. Malheureusement, cette configuration est parfois difficilement, voire impossible à obtenir (on ne décide hélas pas encore où doivent se produire les tremblements de terre...!), si bien qu'une tolérance d'azimut de  $2^\circ$  à  $3^\circ$  est généralement acceptée. On suppose bien sûr à travers cela que la structure terrestre ne varie pas de façon aussi abrupte.

En ce qui nous concerne, l'ajout de stations temporaires autour de la dépression de l'Afar offre une chance non négligeable d'obtenir des segments interstations supplémentaires qui livreraient des informations sur la structure sismique du point chaud. Nous ne suivrons cependant pas totalement la méthode décrite ci-dessus étant donné que nous connaissons déjà les courbes de dispersion pour chaque trajet traversant notre région. La vitesse de phase moyenne en interstation est donc obtenue dans notre cas selon la formule triviale ci-dessous.

$$\frac{\Delta_{2-1}}{C_{2-1}(\omega)} = \frac{\Delta_2}{C_2(\omega)} - \frac{\Delta_1}{C_1(\omega)} \quad (3.2)$$

où  $\Delta_{2-1}$ ,  $\Delta_2$  et  $\Delta_1$  sont respectivement les distances interstations et épicycle-station pour la plus lointaine et la plus proche des deux stations. Quant à  $C_{2-1}(\omega)$ ,  $C_2(\omega)$  et  $C_1(\omega)$ , ils désignent selon les mêmes indices les vitesses de phase. Tous les termes sont connus excepté  $C_{2-1}(\omega)$  que l'on recherche. L'intérêt de cette méthode est qu'elle permet

TAB. 3.2: Vitesses de phase moyennes à 100s entre deux stations ( $C(\omega)$ ) et l'écart que cela représente par rapport au PREM=4.09km/s ( $\Delta C_{PREM}$ ) pour chacune des 6 paires de trajets illustrées dans la Figure 3.13. L'épicentre des séismes est indiqué dans la troisième colonne. La distance du segment interstation est noté par  $\Delta_R$ , alors que l'angle séparant l'épicentre de chacune des deux stations est noté par  $\theta$ .

Trajet	Stations	Epicentre [Lat/Long]	$\Delta_R$ [km]	$\theta$ [°]	$C(\omega)$ [km/s]	$\Delta C_{PREM}$ [%]
#1	SAY-FURI	36.57/70.27 et 37.13/69.92	924.1	1.4	3.87	-5.4
#2	YAF-FURI	30.25/142.06 et 31.83/142.06	850.7	0.7	3.89	-4.9
#3	ATD-GDR	-1.29/123.59	591.7	0.8	3.77	-7.7
#4	ALE-GDR	-17.54/65.38	593.4	2.0	3.80	-7.1
#5	FURI-ATD	-35.29/-15.80	530.1	0.9	3.87	-5.5
#6	FURI-ATD	-24.02/-70.62	530.2	1.0	3.90	-4.7

de contraindre l'amplitude des hétérogénéités, et de vérifier après régionalisation que la procédure tomographique donne des amplitudes correctes.

### 3.6.2 Vitesses de phases pour des segments interstations

Pour ce faire, il a fallu rassembler les séismes enregistrés à deux stations appartenant au même grand cercle et dont la vitesse de phase pour les deux trajets était connue. En considérant uniquement les stations encerclant la dépression de l'Afar (ALE, ATD, FURI, GDR, SAY, YAF), il est à noter que leur nombre est très peu élevé. Une tolérance de déviation d'azimut maximale a donc été fixée à 2°. En essayant de balayer des azimuts variables au niveau du point chaud, douze trajets ont été sélectionnés et sont illustrés dans la Figure 3.13. Il aurait été intéressant d'avoir des trajets dans deux directions opposées afin de vérifier la consistance des mesures, malheureusement la disposition des trajets ne l'a pas permis. La vitesse de phase à 100s de six segments interstations est donc à déterminer. Comme nous disposons déjà des courbes de dispersion pour chacun des trajets, il est possible d'utiliser deux séismes différents du moment que leurs localisations sont très proches. Cette disposition s'est présentée à deux reprises (voir Tab.3.2). La Figure 3.14 illustre les sismogrammes filtrés entre 40s et 500s de chaque donnée et du synthétique qui lui correspond. La Figure 3.15 montre le résultat de l'inversion de la vitesse de phase pour chaque donnée par son écart par rapport à celle du modèle de référence PREM, soit 4.09km/s pour la période de 100s. Le Tableau 3.2 affiche les vitesses de phase interstations obtenues à 100s pour chacune des six paires de station ainsi que la perturbation créée par rapport à la vitesse du PREM. Les anomalies sont toutes d'amplitude négative et varient entre -4.7km/s et -7.7km/s. Cela indique bien la présence d'une structure lente à l'intérieur de la circonférence délimitée par les co-

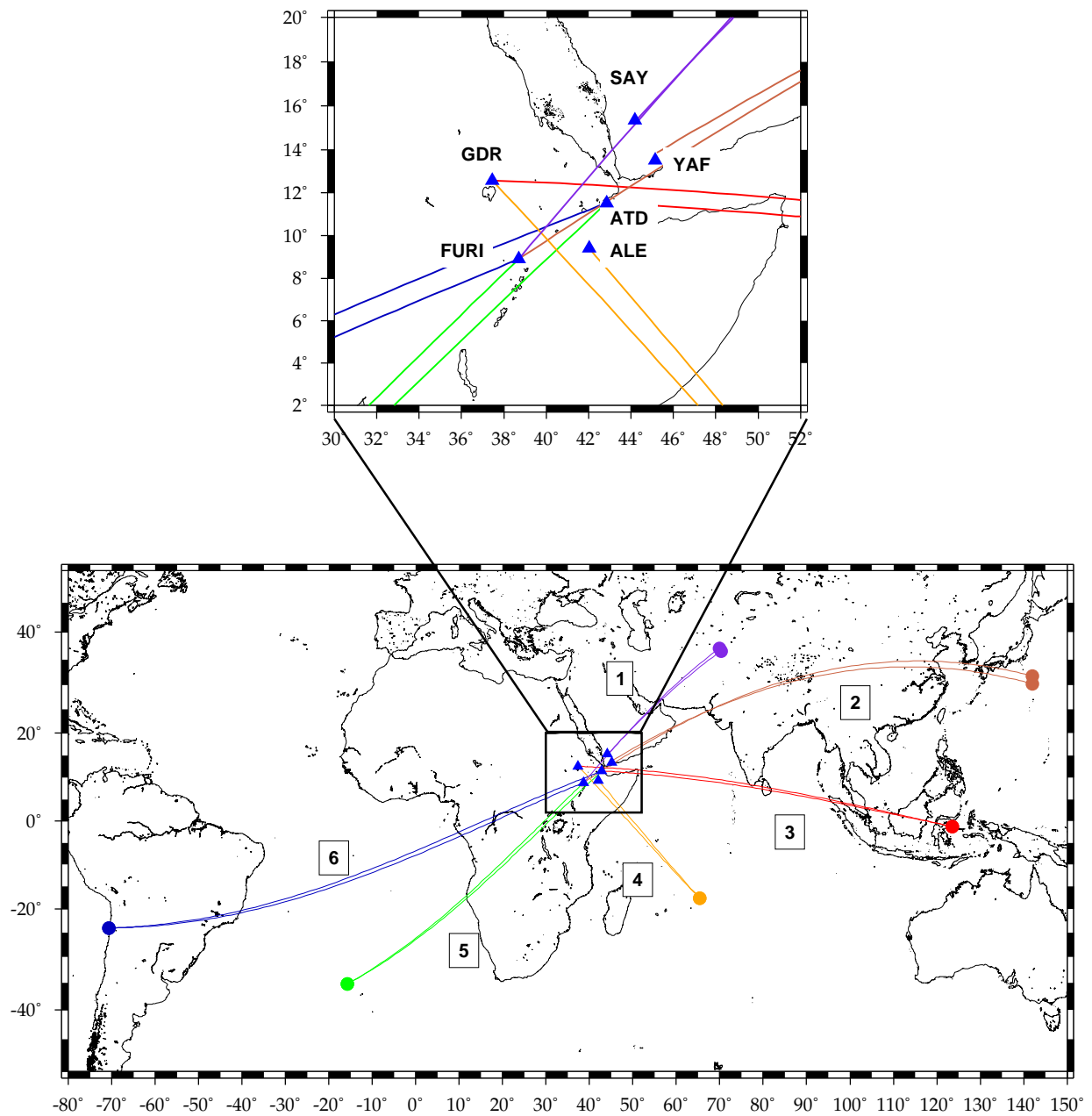


FIG. 3.13: (Bas) Carte présentant les six paires de trajets pour lesquelles un calcul de vitesse interstation a été effectué. (Haut) Zoom sur la région qui regroupe les 2 stations permanentes de la dépression (ATD, FURI) ainsi que 4 stations temporaires (ALE, GDR, SAY, YAF).

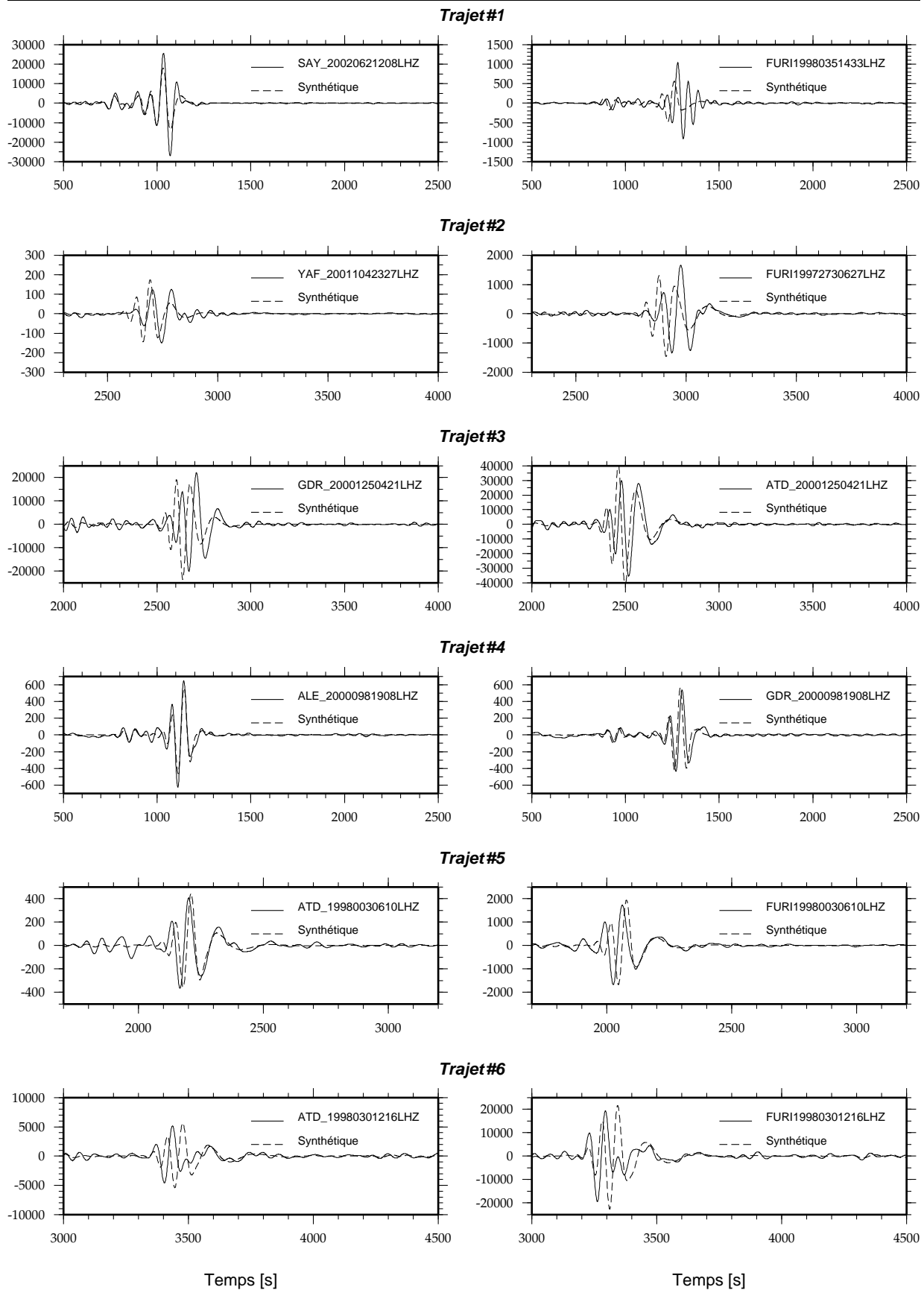


FIG. 3.14: Les sismogrammes filtrés entre 40s et 500s des composantes verticales de la donnée réelle (trait plein) et de son synthétique correspondant (trait tireté) sont représentés pour chaque distance épicentre-station des 6 différentes paires de trajets de la Figure 3.13.



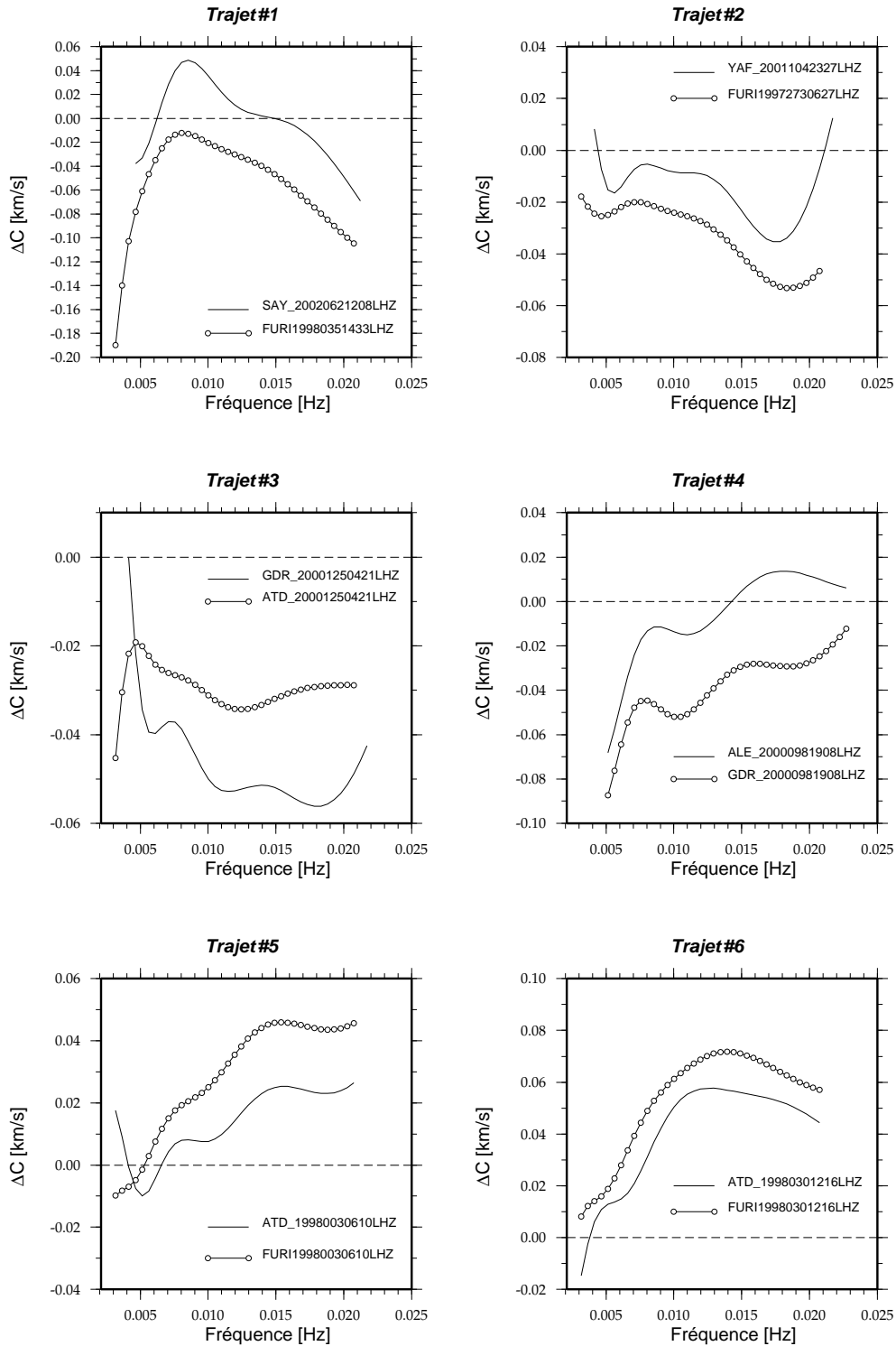


FIG. 3.15: Résultat de l'inversion de la vitesse de phase moyenne pour chaque distance épiceintre-  
 station des 6 différentes paires de trajets de la Figure 3.13. L'écart entre la vitesse mesurée de la  
 donnée et celle de son synthétique calculé dans le modèle PREM est représenté en km/s.

ordonnées des stations. Les deux variations les plus élevées concernent les deux trajets enregistrés à la station GDR pour des épicentres provenant de l'Est. Si l'on se reporte à la Figure 3.15, les courbes de dispersion confirment cette constatation: elles sont très éloignées entre un trajet et l'autre pour les cas #3 et #4. Cela traduit des segments qui traversent dans leur grande majorité le triangle de la dépression de l'Afar. La variation la plus faible est associée au trajet #6 entre les stations ATD et FURI, toutes deux situées plus en bordure du triangle. Dans ce cas, la Figure 3.15 montre des courbes de dispersion nettement plus proches. Outre les courbes de dispersion, ces différences de vitesse sont aisément observables à partir des sismogrammes (Fig.3.14). Par exemple, pour le segment #4 entre ALE et GDR, le sismogramme de la donnée concorde bien avec celui du synthétique pour ce qui concerne le trajet qui ne coupe pas la dépression de l'Afar alors que pour celui qui le traverse et qui est enregistré à la station GDR, le sismogramme de la donnée arrive après celui du synthétique.

### 3.6.3 Comparaison avec les résultats de régionalisation

L'avantage de cette méthode de calcul est qu'elle permet de comparer ces résultats avec les modèles sortis de la régionalisation. Les perturbations que nous venons d'exposer dans le Tableau 3.2 sont confrontées aux résultats obtenus dans la Figure 3.5. Les six stations sont situées exactement sur le pourtour ou à l'intérieur de la zone centrée sur l'Afar qui délimite des perturbations de vitesse supérieures à -3% par rapport au PREM. La première remarque est que la variation la plus forte obtenue lors du calcul interstations est de l'ordre de -7.7% alors que l'échelle de la carte de 100s (Fig.3.5) indique une valeur négative maximale de -7%. Les résultats de régionalisation semblent donc légèrement sous-estimer l'amplitude de l'anomalie engendrée par le point chaud, bien que les résultats soient concordants. En effet, la zone d'anomalie contenue entre -6% et -7% est certes de faible dimension, mais les trajets #3 et #4 qui, rappelons-le, possèdent les variations les plus importantes sont ceux pour qui cette zone constitue la majeure partie du segment. On pourrait penser que le trajet #1 indique une forte perturbation de vitesse puisque le segment traverse également tout le triangle de l'Afar et même une partie de la mer Rouge, néanmoins, le tiers du tronçon est associé à des vitesses entre -3% et -4%, ce qui abaisse la vitesse de phase moyenne, d'où la valeur sensiblement supérieure à -5%. Nous pouvons également mentionner que nous comparons ici la vitesse isotrope alors que l'anisotropie azimutale participe aussi aux variations latérales de vitesse. Toutefois, sa contribution risque d'être assez faible dans cette région abritant le point chaud.

### 3.6.4 Confrontation avec des études antérieures d'interstations

- Comme il fut évoqué précédemment, Hazler *et al.* (1999) ont calculé les vitesses de phase pour 9 paires de stations. Bien que ces dernières soient communes à celles utilisées lors de cette étude, il est malheureusement impossible de comparer leurs résultats pour les mêmes paires de stations à cause d'un manque de trajets correctement alignés. Néanmoins, leurs vitesses de phase peuvent être confrontées à celles que la régionalisation nous a livrées. Leur méthode permet de calculer les vitesses de phase entre 10s et

100s de période.

La structure entre les stations KEG et TAM comporte le craton Est-Africain couvert pour une grande partie par une importante quantité de sédiments provenant du Sahara (Condie, 1982). Ceci explique les vitesses lentes que les auteurs observent aux courtes périodes tandis qu'aux basses fréquences sont associées des vitesses rapides typiques des cratons. Les perturbations présentées par les cartes de la Figure 3.5 sont plutôt cohérentes avec ce constat. On peut toutefois s'interroger sur l'effet des sédiments puisque les corrections de croûte effectuées avant la régionalisation ont justement pour but d'effacer l'effet de ces parties superficielles. Les plus faibles vitesses qu'ils constatent aux longues périodes appartiennent à la paire de stations KMBO-ATD, un trajet qui longe les bords du rift Est-Africain. On pourra donc noter la cohérence avec les résultats obtenus lors de la régionalisation entre ces stations.

- Knox *et al.* (1998) ont réalisé une étude sous l'Afar et l'Ouest de l'Arabie Saoudite en calculant les courbes de dispersion des ondes de Rayleigh pour trois segments interstations. L'un d'eux concerne le trajet qui sépare la station AAE de ATD. Comme AAE fut remplacée en 1997 par la station FURI et possède des coordonnées très proches de cette dernière, le segment peut donc être directement comparé aux trajets #5 et #6 de la Figure 3.13. A 100s, ils trouvent des vitesses légèrement supérieures à 3.9km/s, ce qui correspond parfaitement aux résultats que nous avons obtenus pour les mêmes segments (Fig.3.2). Ils montrent également qu'à 100km de profondeur, les variations de vitesses peuvent s'élever de 0.5km/s à 0.8km/s par rapport au PREM, ce qui implique que des effets de températures à eux seuls ne peuvent causer une telle perturbation et qu'il est nécessaire d'avoir de la fusion partielle pour expliquer de tels résultats. Ceci vient par conséquent appuyer l'idée de la présence d'un panache sous la région.

### 3.7 Cartes de vitesses de phase des premiers modes des ondes de Rayleigh

Nous avons vu dans la section 2.2.2 que l'algorithme du calcul de la vitesse de phase permet non seulement de mesurer la courbe de dispersion du mode fondamental, mais également des 6 premiers modes harmoniques. Nous sommes par conséquent capables d'exécuter l'étape de régionalisation pour ces différents modes.

La Figure 3.16 représente la couverture des 202 trajets d'ondes de Rayleigh pour lesquels la vitesse de phase des harmoniques a pu être calculée. Ce nombre restreint en comparaison du mode fondamental résulte principalement du fait qu'il faille au minimum trois séismes enregistrés à la même station et appartenant à une boîte commune (voir section 2.2.2). Etant donné ce faible nombre de trajets, la longueur de corrélation a été fixée à 1000km, tous les autres *a priori* de l'inversion restent inchangés par rapport à l'inversion du mode fondamental.

La Figure 3.18 présente quelques résultats de cartes de vitesse de phase obtenus pour les 5 premiers modes harmoniques des ondes de Rayleigh. Les corrections des parties superficielles ont été effectuées selon la procédure décrite en section 2.3.2. Signalons que

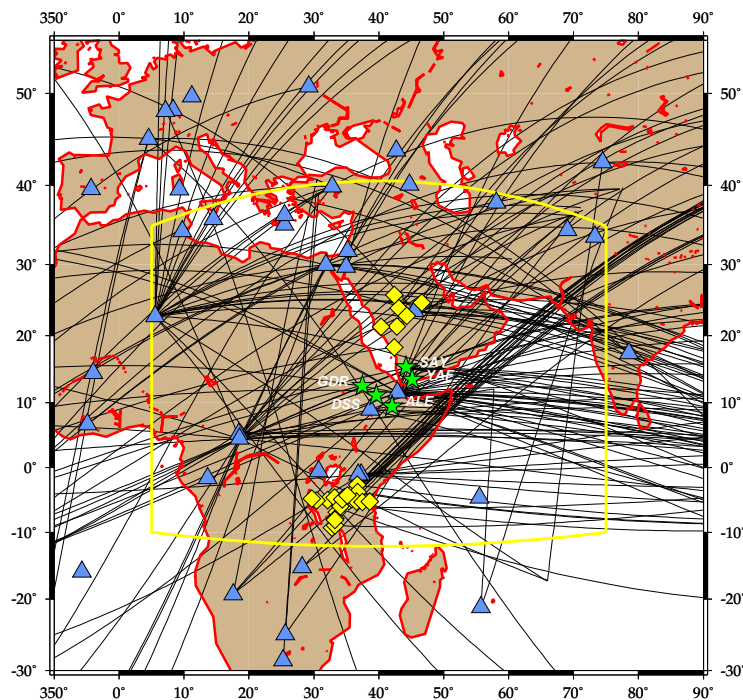


FIG. 3.16: Distribution géographique des 202 trajets des premiers modes harmoniques des ondes de Rayleigh. Les triangles représentent les stations GSN permanentes, les losanges localisent les stations de l'expérience temporaire PASSCAL et les étoiles, celles des stations INSU installées pour le projet Corne de l'Afrique. Le cadre délimite la région dans laquelle nous avons effectué la régionalisation.

la palette de couleur est la même que celle employée pour les modes fondamentaux des ondes de Rayleigh et de Love (Fig.3.5 et Fig.3.6). Les erreurs *a posteriori* sont par contre plus élevées en raison notamment d'une couverture de trajets plus éparse.

Les cartes de vitesses de phase ne permettent pas de localiser les anomalies en fonction de la profondeur. En ce qui concerne le mode fondamental, la relation entre la période et la profondeur peut approximativement s'établir du fait de la régularité de sa distribution radiale de sensibilité. La Figure 3.17 illustre les courbes de sensibilité des 6 premiers modes des ondes de Rayleigh en fonction de la profondeur et pour une certaine gamme de périodes. Par définition, plus le mode est élevé plus la courbe est oscillante, la relation entre la période et la profondeur en est d'autant plus impossible. Par conséquent, une interprétation des structures géologiques ne peut être avancée au vu des cartes de régionalisation des modes harmoniques.

Nous nous sommes par contre soumis à une comparaison avec le modèle global de Beucler (2002) pour le premier mode harmonique à 100s. Le résultat est présenté dans la Figure 3.19. Le modèle de Beucler (2002), auquel nous nous sommes déjà référé précédemment, a été réalisé à partir de 1 830 trajets. Nous rappelons qu'aucune corrections de parties superficielles n'a été appliquée sur les données. La comparaison avec notre modèle est donc effectuée avec des données non corrigées de la croûte. Nous constatons des amplitudes similaires avec l'exception d'une anomalie très contrastée

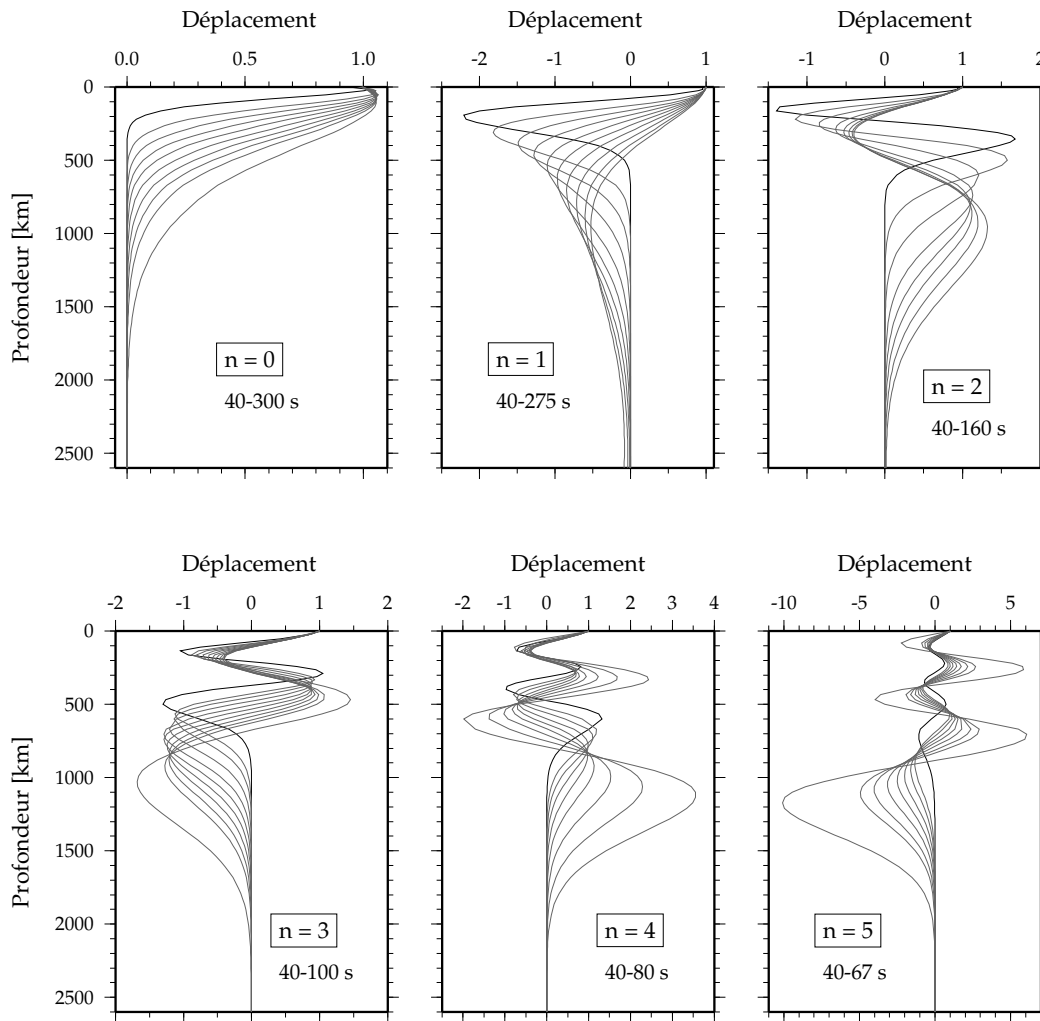


FIG. 3.17: Déplacement pour différentes fréquences propres des 6 premiers modes sphéroïdaux en fonction de la profondeur dans un modèle de Terre radialement hétérogène (PREM). L'intervalle des périodes considérées est dans chaque graphique et la courbe en noir désigne le déplacement associé à la plus petite période.

située au Sud de la dorsale Indienne dans le modèle de la courante étude. Exceptée la partie Sud-Ouest de notre région qui souffre d'une mauvaise couverture, la comparaison des deux modèles se révèle satisfaisante.

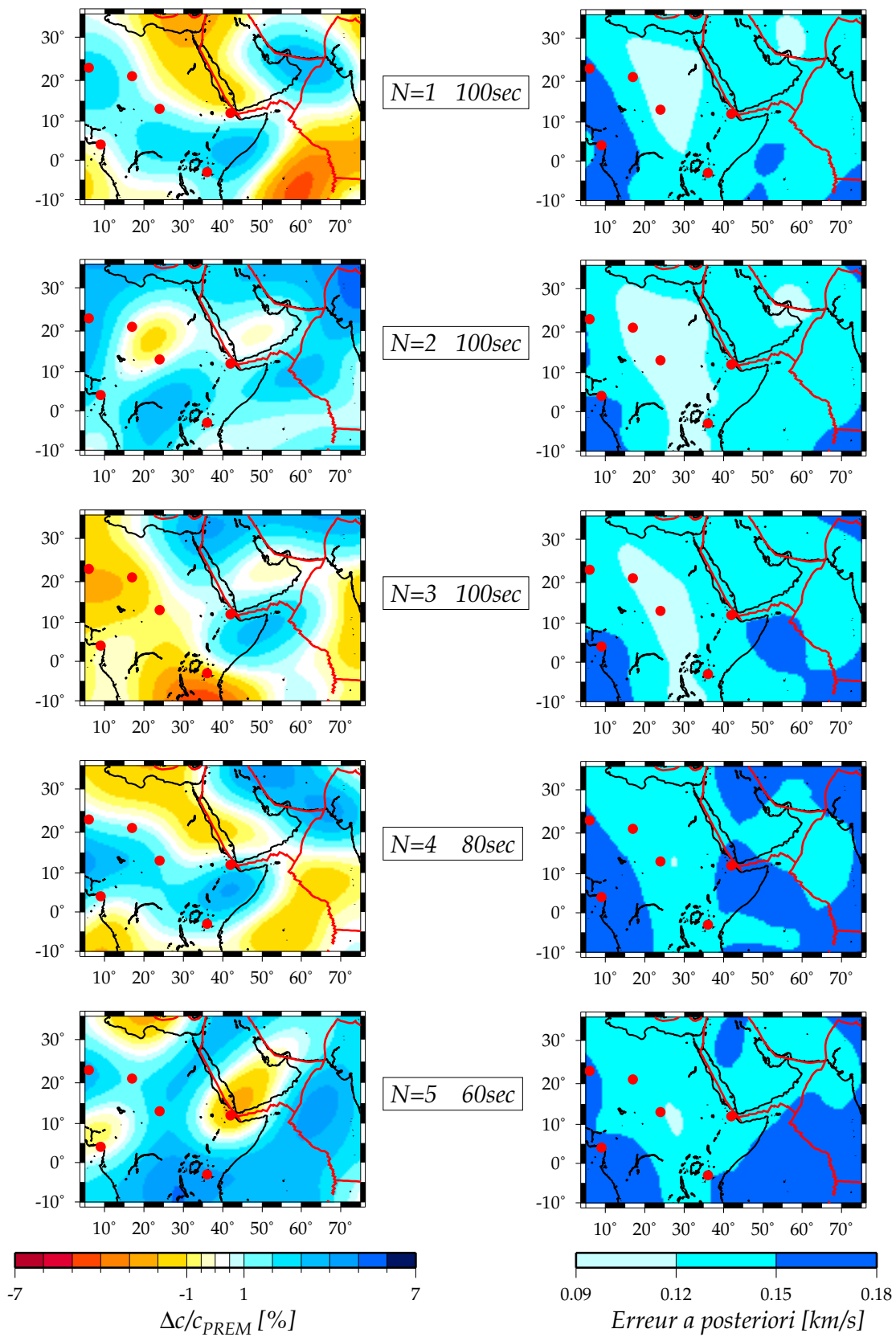


FIG. 3.18: Cartes de vitesse de phase des premiers harmoniques des ondes de Rayleigh. Les trois premiers modes harmoniques sont représentés à la période de 100s, le quatrième à 80s et le cinquième à 60s. Les perturbations sont exprimées par rapport aux vitesses du modèle de référence (PREM).

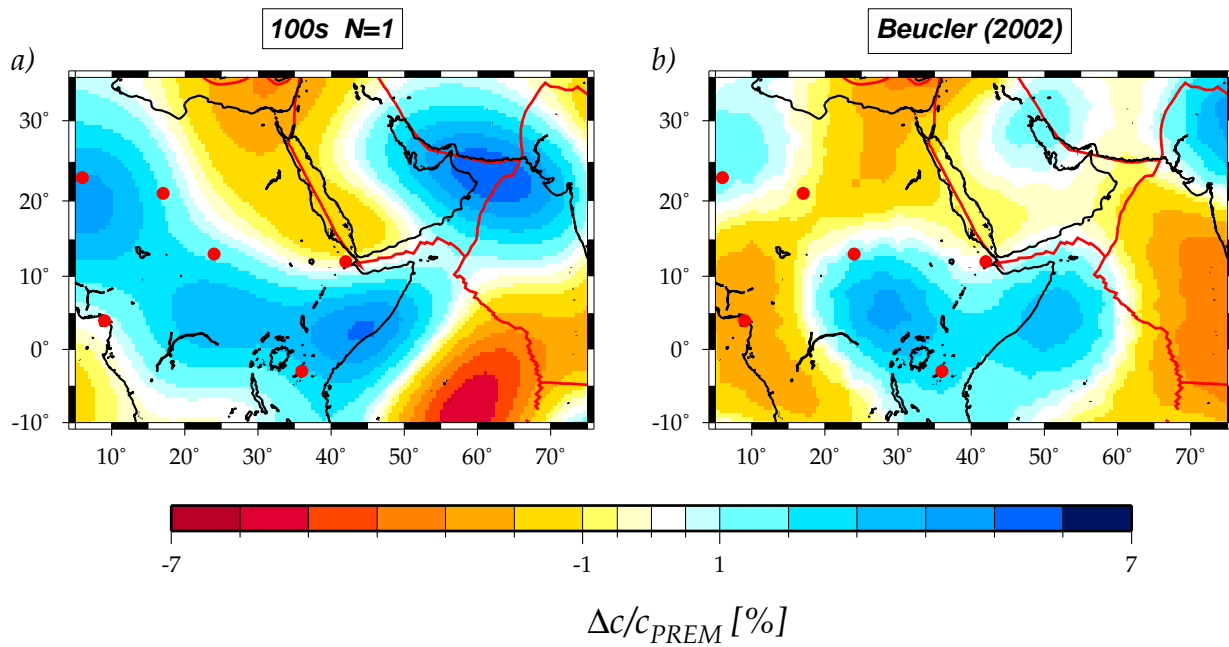


FIG. 3.19: Comparaison avec le modèle de Beucler (2002) pour le premier mode harmonique à 100s. (a) Modèle obtenu lors de cette étude sans corrections de croûte. (b) Modèle de Beucler (2002). Les points rouges désignent les points chauds de la région.

# Chapitre 4

## Structure 3D de la Corne de l'Afrique

Nous allons, au cours de ce chapitre, présenter les résultats obtenus lors de la seconde étape de la procédure tomographique. Les perturbations observées dans le chapitre précédent à différentes périodes sont ici inversées en profondeur afin de nous renseigner sur la structure 3D de la Corne de l'Afrique. Suite aux résultats d'un test synthétique, nous exposerons les distributions de vitesses d'ondes  $S_V$  ainsi que d'anisotropie radiale et azimutale obtenues pour différentes profondeurs. Nos modèles seront bien évidemment mis en relation avec des études antérieures. Quelques sections à travers la région seront tracées pour une meilleure considération de la structure 3D. Des questions à propos de nos résultats d'anisotropie seront soulevées avant de discuter d'une possible interprétation géodynamique de la Corne de l'Afrique.

### 4.1 Test synthétique

Tout comme lors de l'étape de régionalisation, un test synthétique a été effectué avant d'accomplir l'inversion en profondeur sur les données réelles. Ceci nous permet de déterminer au mieux les paramètres *a priori* de la procédure. Le test a été réalisé en un seul point pour les vitesses d'ondes  $S_V$  et le paramètre  $\xi$ . Les résultats sont illustrés dans la Figure 4.1.

Le modèle de référence choisi est le PREM anisotrope, auquel nous avons ajouté une anomalie positive de 3% pour les vitesses d'ondes  $S_V$  et  $P_V$  entre 60km et 180km de profondeur. Dans l'intention de créer également une perturbation du paramètre  $\xi$  nous avons introduit une anomalie de 4% pour les vitesses d'ondes  $S_H$  et  $P_H$  dans le même intervalle de profondeur. Les fonctions propres et les vitesses de phase pour les 11 différentes périodes employées lors de la régionalisation ont été calculées à partir de ce nouveau modèle. Les paramètres  $A, C, F, L, N$  sont inversés en profondeur avant d'examiner si le résultat obtenu en sortie est semblable à celui que nous avons introduit. Comme pour l'inversion 2D, nous ne nous attendons pas à retrouver exactement les perturbations du modèle de départ, notamment à cause de la fonction de covariance de type gaussienne qui lisse les hétérogénéités. D'autre part, le modèle de départ souffre de discontinuités introduites à 60km et 180km peu réalistes qui ne facilitent pas l'exactitude des résultats.



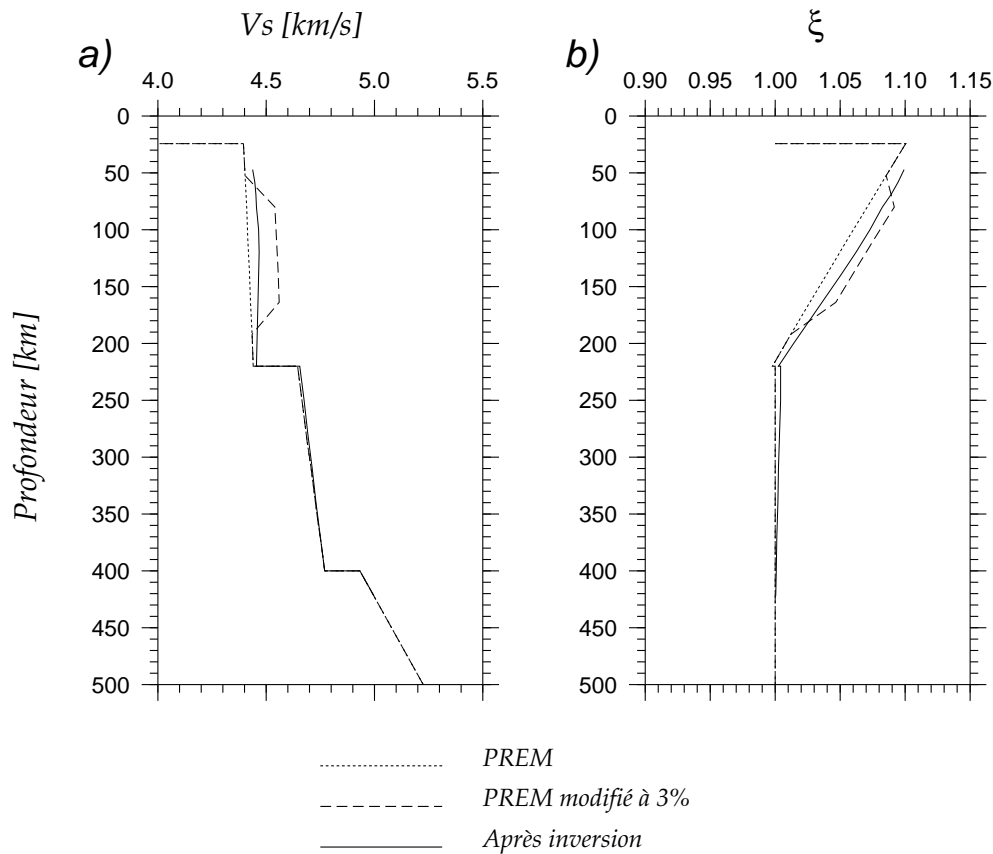


FIG. 4.1: Résultat d'un test synthétique en un point pour l'inversion en profondeur. (a) Valeurs pour les vitesses d'ondes  $S_V$  en [km/s]. (b) Valeurs pour le paramètre  $\xi$  sans dimension. Les traits pointillés représentent le modèle de référence PREM. Les traits tirés sont identiques au modèle PREM avec une anomalie de 3% pour les vitesses d'ondes  $S_V$  et de 4% pour les ondes  $S_H$  entre 60km et 180km de profondeur. Le trait noir désigne le résultat après inversion entre 47km et 422km de profondeur.

Toutes les contraintes *a priori* entrées dans cette inversion synthétique sont identiques à celles utilisées pour l'inversion à partir des données réelles. Les erreurs *a priori* sur les paramètres  $\xi$  et  $L$  (à partir duquel nous dérivons  $S_V$ ) ont une allure constante en fonction de la profondeur et sont de l'ordre de 5%. Les erreurs *a posteriori* de la régionalisation constituent les erreurs sur les données. Que ce soit pour la vitesse ou pour l'anisotropie radiale, on notera que l'hétérogénéité est correctement retrouvée en terme de localisation mais qu'un désaccord persiste au niveau de l'amplitude. Comme nous l'avons prédit ci-dessus, l'amplitude est plus faible après inversion. Grâce à ce test, la résolution de l'inversion en profondeur nous laisse envisager de bons résultats pour ce qui concerne la localisation des anomalies, par contre une certaine réserve sera émise sur leur amplitude.

## 4.2 Anomalies de vitesse et d'anisotropie en profondeur

La régionalisation fournit des modèles de perturbations locales de la vitesse de phase définis à différentes périodes comprises entre 45s et 245s. L'information reçue en 2D est une intégration de toutes les couches terrestres comprises entre la surface et la profondeur maximale atteinte par la période de l'onde. Afin d'obtenir une image 3D des hétérogénéités de notre région, ce qui revient à déterminer les variations radiales de nos modèles 2D, nous devons inverser les paramètres que nous avons obtenus lors de la régionalisation (section 2.3.3). Alors que l'inversion en profondeur est théoriquement capable de nous livrer les valeurs de 13 paramètres, seuls quatre d'entre eux sont fiables:  $L$ ,  $N$ ,  $G$  et l'azimut de  $G$ , noté  $\psi_G$ . A travers ces paramètres, nous allons pour différentes profondeurs présenter les perturbations latérales de vitesses des ondes  $S_V$  (Fig.4.2), ainsi que l'anisotropie azimutale (Fig.4.3) et l'anisotropie radiale représentée par le paramètre  $\xi$  (Fig.4.4). Les profondeurs pour lesquelles nous inversons sont comprises entre 47km et 422km mais seules huit d'entre elles seront illustrées: 58km, 80km, 100km, 140km, 180km, 200km, 250km et 310km. Comme il a été dit dans la section précédente, les erreurs sur les données correspondent aux erreurs *a posteriori* de la régionalisation et les erreurs *a priori* sur les paramètres sont de l'ordre de 5%. La limite de résolution atteinte par le mode fondamental des ondes de surface est de l'ordre de 300km-350km et nous disposons des cartes de vitesses de phase pour 11 périodes. Une longueur de corrélation radiale de 30km semble donc appropriée.

### 4.2.1 Perturbations de vitesse des ondes $S_V$

La Figure 4.2 présente les résultats des perturbations de vitesses des ondes  $S_V$ . Signalons que la palette de couleur concernant les anomalies de vitesses diffère de celle employée lors de la présentation des résultats de régionalisation, car l'amplitude oscille cette fois dans une gamme de valeurs plus large. La première observation que l'on peut tirer de ces résultats est leur bonne corrélation avec ceux provenant de la régionalisation. Il est intéressant de noter la ressemblance des résultats d'ondes de Love à 58km de profondeur alors qu'à partir de 80km, la similitude s'observe davantage avec les résultats d'ondes de Rayleigh. En effet, à 58km le Nord de l'Égypte révèle des vitesses rapides et le centre de l'Afrique, au Nord du craton congolais, n'est pas caractérisé par des vitesses lentes, tel qu'il est observé dans la régionalisation des ondes de Love. La ride de Carlsberg n'est par contre toujours pas associée à des vitesses lentes, même à 58km. Il est moins étonnant de voir des vitesses rapides souligner la ride d'Owen puisque celle-ci est tectoniquement inactive.

Les localisations des anomalies de vitesses obtenues sont identiques à celles de la régionalisation, cependant leur amplitude diffère. L'anomalie en  $V_S$  atteint près de -10% sous le point chaud alors qu'à l'étape précédente elle ne dépassait pas -6%. Par ailleurs les amplitudes s'atténuent considérablement en dessous d'une profondeur proche des 200km. Or, les dérivées partielles (Fig.2.16) indiquaient également une baisse de sensibilité des paramètres au dessous de cette limite qui laissait donc présager un tel résultat. Un contraste négatif important caractérisant l'Afrique Centrale entre 80km et 140km s'estompe fortement au-delà de 180km, alors que le craton du Congo est particulière-

ment bien marqué entre 100km et 180km de profondeur. La signature du point chaud et les vitesses lentes sous la mer Rouge et le long du rift Est-Africain donnant l'aspect d'une bande Nord-Sud sont les caractéristiques qui persistent à tous les niveaux de profondeur. Ceci prouve l'importance de la présence de matière chaude sous ces structures. Les vitesses lentes sous la dorsale du Golfe d'Aden par contre disparaissent en-dessous de 180km indiquant une alimentation relativement superficielle. Mise à part la forte anomalie négative de grande dimension centrée sous le point chaud de l'Afar, nous pouvons constater une seconde anomalie ponctuelle située légèrement à l'Est du lac Victoria, au Kenya. Son amplitude à 140km de profondeur est du même ordre que celle que l'on attribue au point chaud de l'Afar. Cette observation viendrait appuyer l'idée de George *et al.* (1998) et Rogers *et al.* (2000) à propos de la présence de deux panaches distincts sous le rift Est-Africain. Cette idée a déjà été proposée par plusieurs auteurs (Ebinger *et al.*, 1997; Green *et al.*, 1991; Smith, 1994) dont récemment par Nyblade *et al.* (2000). Ces derniers expliquent justement le peu de volcanisme sur la branche Ouest du rift Est-Africain par la présence du panache sur le côté Est du craton tanzanien. Soulignons que nos modèles ne détectent effectivement aucune anomalie lente sur la branche Ouest. Cette aspect ponctuel du point chaud Victoria est difficilement repérable pour les autres points chauds d'Afrique Centrale.

Nous constatons une baisse des amplitudes sur les cartes de 250km et 310km qui traduit deux effets: une baisse de pouvoir de résolution évidente du mode fondamental des ondes de surface à ces profondeurs ainsi qu'une diminution observée des amplitudes des anomalies à longues périodes (Fig.3.5 et 3.6).

#### 4.2.2 Anisotropie azimutale

La Figure 4.3 présente les résultats d'anisotropie azimutale à travers le paramètre  $G$  et son azimut  $\psi_G$ . Les directions d'axe rapide sont représentées par les traits noirs et l'amplitude est cette fois traduite par une palette de couleur. Les valeurs sont exprimées en MPa, l'unité des modules élastiques. Comme pour les vitesses, la corrélation avec les résultats de régionalisation reste très évidente et l'amplitude diminue fortement en-dessous de 200km de profondeur. A 250km et 310km, l'anisotropie est quasi-inexistante. A l'instar des perturbations de vitesses, les amplitudes sont indéniablement plus fortes que dans la régionalisation. Les directions d'axe rapide indiquent une tendance très chaotique notamment à l'approche de la surface. Les azimuts sont perpendiculaires aux dorsales excepté dans le cas de la dorsale de Carlsberg, où l'orientation est parallèle comme dans les cartes de régionalisation. La disposition au mouvement circulaire autour du point chaud que nous avons évoquée dans la section 3.4 se laisse particulièrement constater vers 80km de profondeur. Comme nous l'avons vu avec la Figure 2.5, les zones susceptibles d'indiquer des courants verticaux sont associées à des amplitudes d'anisotropie azimutale faibles. Or, ce mouvement circulaire est associé à de fortes amplitudes, indicatrices d'un courant horizontal qui semblerait s'orienter vers l'Ouest à partir du point chaud de l'Afar. Le craton tanzanien, structure froide, est affecté jusqu'à 200km par une amplitude importante. La ride d'Aden témoigne d'amplitudes relativement élevées pour les profondeurs inférieures à 180km alors que la dorsale Indienne, et notamment la dorsale de Carlsberg affectée par des perturbations de vitesses rapides,

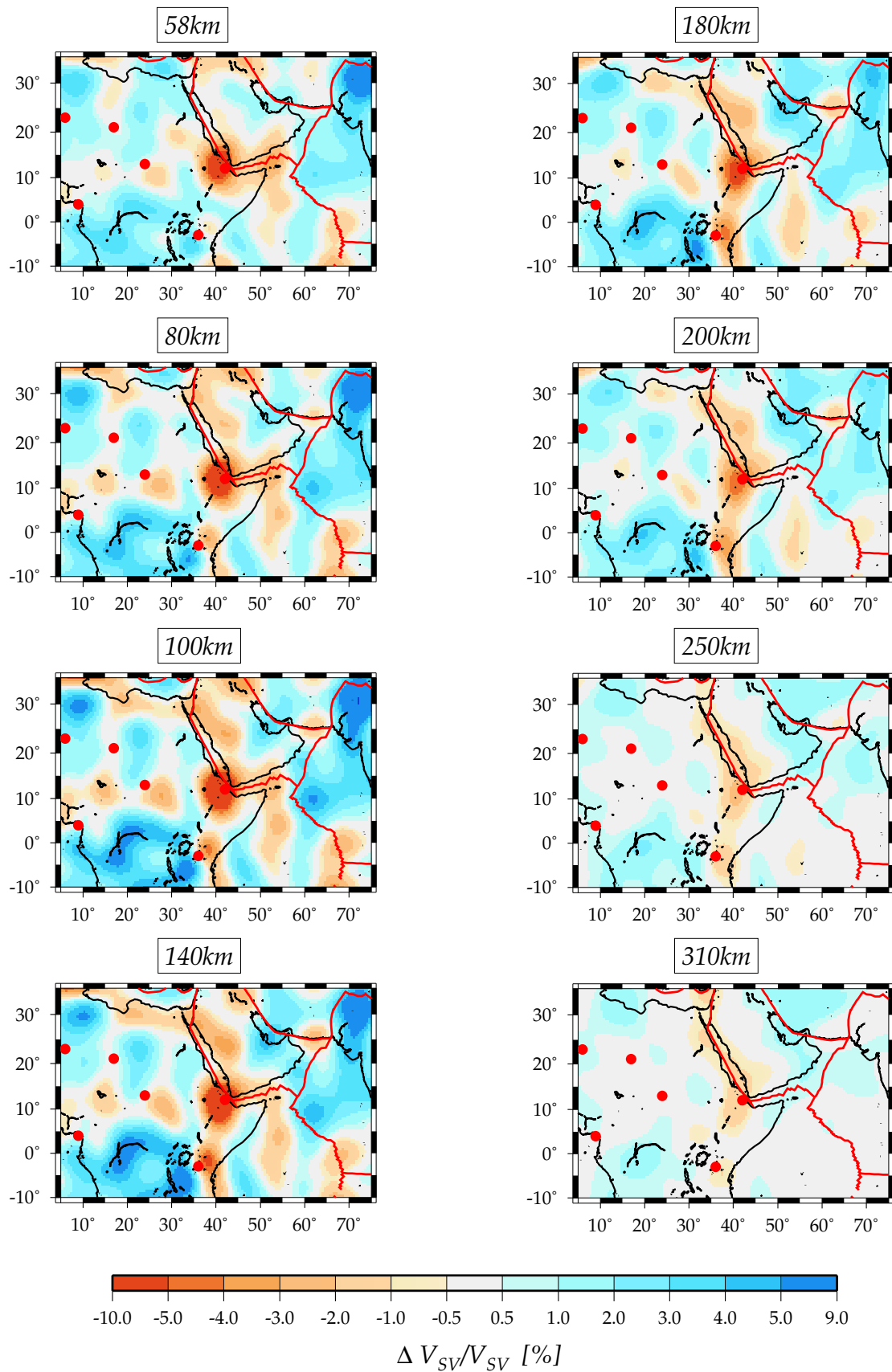


FIG. 4.2: Distribution des perturbations de vitesse d'ondes  $S_V$ , relatives au modèle PREM, pour des profondeurs allant de 58km à 310km. Les points rouges sont représentatifs des points chauds de la région et les traits rouges, des frontières de plaques.

est caractérisée par de faibles amplitudes. Il en est de même pour la mer Rouge excepté au niveau du craton nubien associé à des amplitudes plus fortes. Une remarque importante repose sur la faible amplitude sous le point chaud de l'Afar à toutes profondeurs qui s'étend clairement le long du rift Est-Africain entre 80km et 140km.

### 4.2.3 Anisotropie radiale

Grâce à l'inversion simultanée des vitesses d'ondes de Rayleigh et de Love, nous sommes en mesure de retrouver la distribution de l'anisotropie radiale traduite par le paramètre  $\xi$ . Alors que  $G$  exprime la variation azimutale des vitesses d'ondes  $S_V$ , l'anisotropie radiale montre le rapport entre les vitesses d'ondes  $S_H$  et  $S_V$ .  $\xi$  est donc un terme sans dimension. Une valeur équivalente à 1 définit un modèle isotrope. C'est le cas des profondeurs supérieures à 220km de notre modèle de référence correspondant au PREM anisotrope. A l'approche de la surface sa valeur augmente linéairement jusqu'à atteindre une valeur de 1.1. Contrairement à l'anisotropie azimutale, qui nous renseigne sur l'orientation d'un flux de matière horizontal, celle-ci nous informe sur la direction en 3D des courants de matière. Une différence notable avec l'anisotropie azimutale provient du fait que le paramètre  $\xi$  est récupéré par inversion des termes en  $0\psi$  (Eq.2.40). Par conséquent, il n'est pas directement influencé par une couverture azimutale des trajets non optimale. La Figure 4.4 illustre les perturbations relatives du paramètre  $\xi$  par rapport au PREM anisotrope. Etant donné l'aspect déjà intrinsèquement relatif de ce paramètre, il n'est pas aisé de trouver une représentation idéale de l'anisotropie radiale. Comme l'amplitude des hétérogénéités de l'inversion en profondeur est dépendante du modèle de départ, il a été choisi de présenter les résultats de manière relative. Rappelons qu'un rapport positif pourra être interprété par un mouvement de matière horizontal alors qu'un rapport négatif traduira un courant vertical, qu'il soit ascendant ou descendant.

Les résultats montrent à nouveau une amplitude qui s'atténue en-dessous de 200km. Pour les profondeurs plus superficielles, deux fortes anomalies de contraste négatif apparaissent au N/NO de la dépression de l'Afar et sur la dorsale de Carlsberg à laquelle étaient associées des vitesses rapides (Fig.4.2). Ces deux zones sont reliées par le Golfe d'Aden jusqu'à 140km de profondeur. Un rapport de contraste positif important est attribué au Nord de l'Egypte. Le Nord de l'Arabie Saoudite affiche également un rapport positif, tout comme le centre de l'Afrique, la partie Sud de la dorsale Indienne et le rift Est-Africain. Entre 80 et 140km, nous noterons l'étrange similitude de la forme de l'anomalie au centre de l'Afrique avec celle qui caractérisait les perturbations de vitesse d'onde  $S_V$  (Fig.4.2).

## 4.3 Comparaison des modèles de vitesses d'ondes $S_V$

Il est intéressant de confronter les modèles de perturbations de vitesses d'ondes  $S_V$  obtenus en Figure 4.2 avec les résultats provenant d'un modèle global et d'un modèle régional. La comparaison est faite pour deux profondeurs de référence, soit 100km et 200km. Les modèles choisis sont, d'une part le modèle global de Ritsema & van Heijst

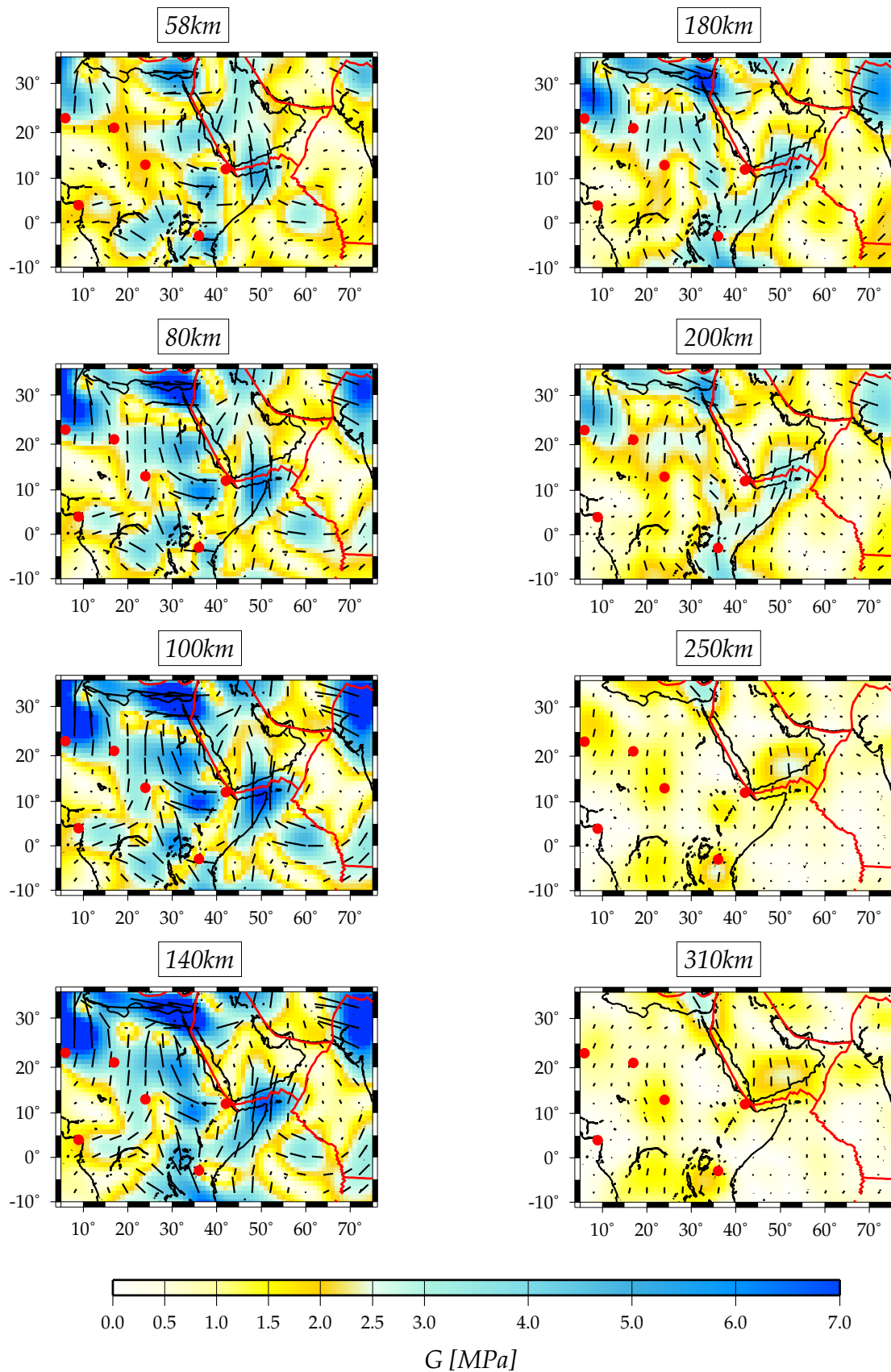


FIG. 4.3: Distribution des perturbations de l'anisotropie azimutale représentée par le paramètre  $G$  pour des profondeurs allant de 58km à 310km. Les traits traduisent la direction d'axe rapide et l'amplitude en [MPa] est indiquée par la palette de couleur.

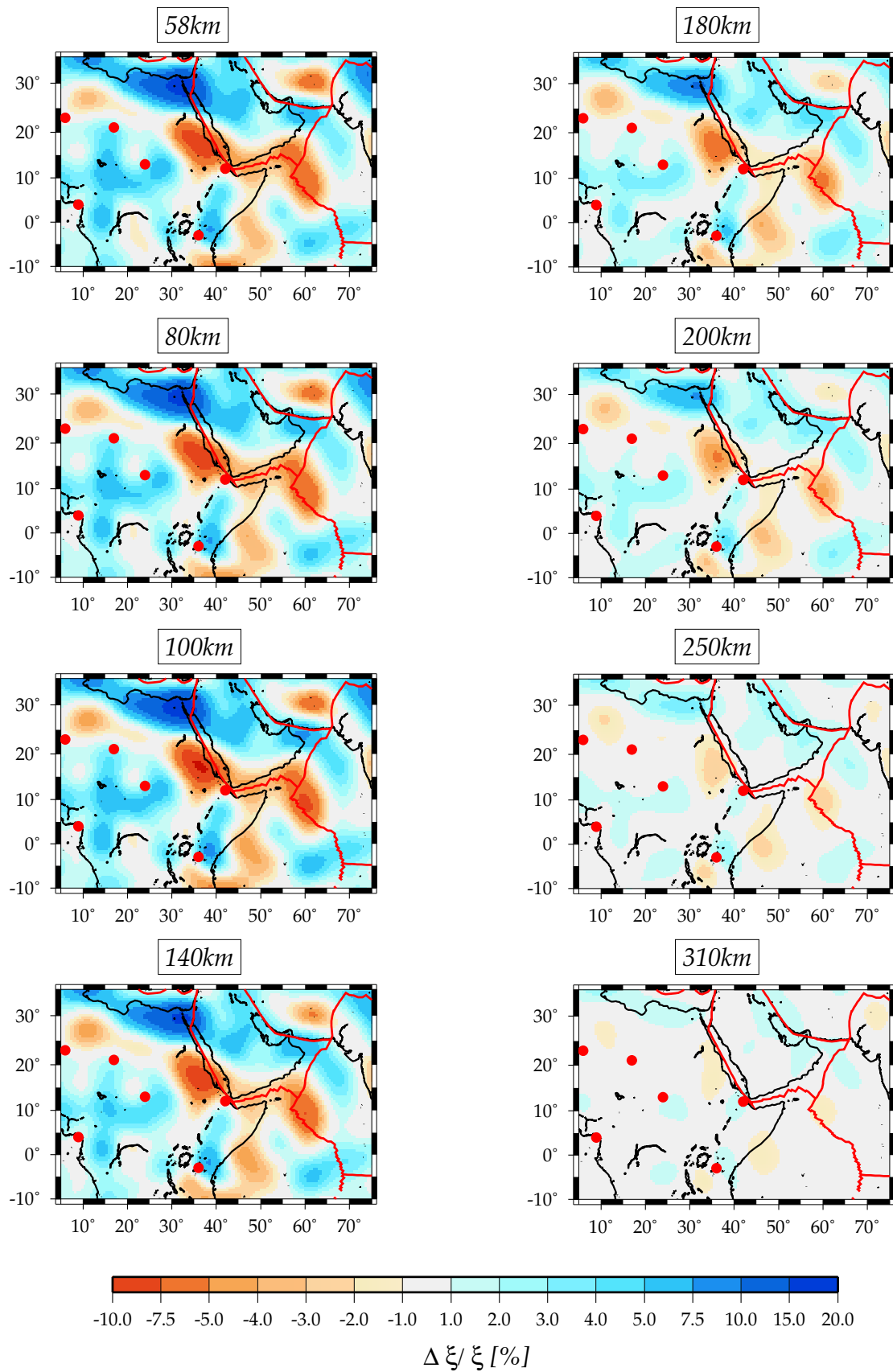


FIG. 4.4: Distribution des perturbations relatives au PREM anisotrope de l'anisotropie radiale pour des profondeurs allant de 58km à 310km. Rappelons que  $\xi = V_{SH}^2 / V_{SV}^2$ .

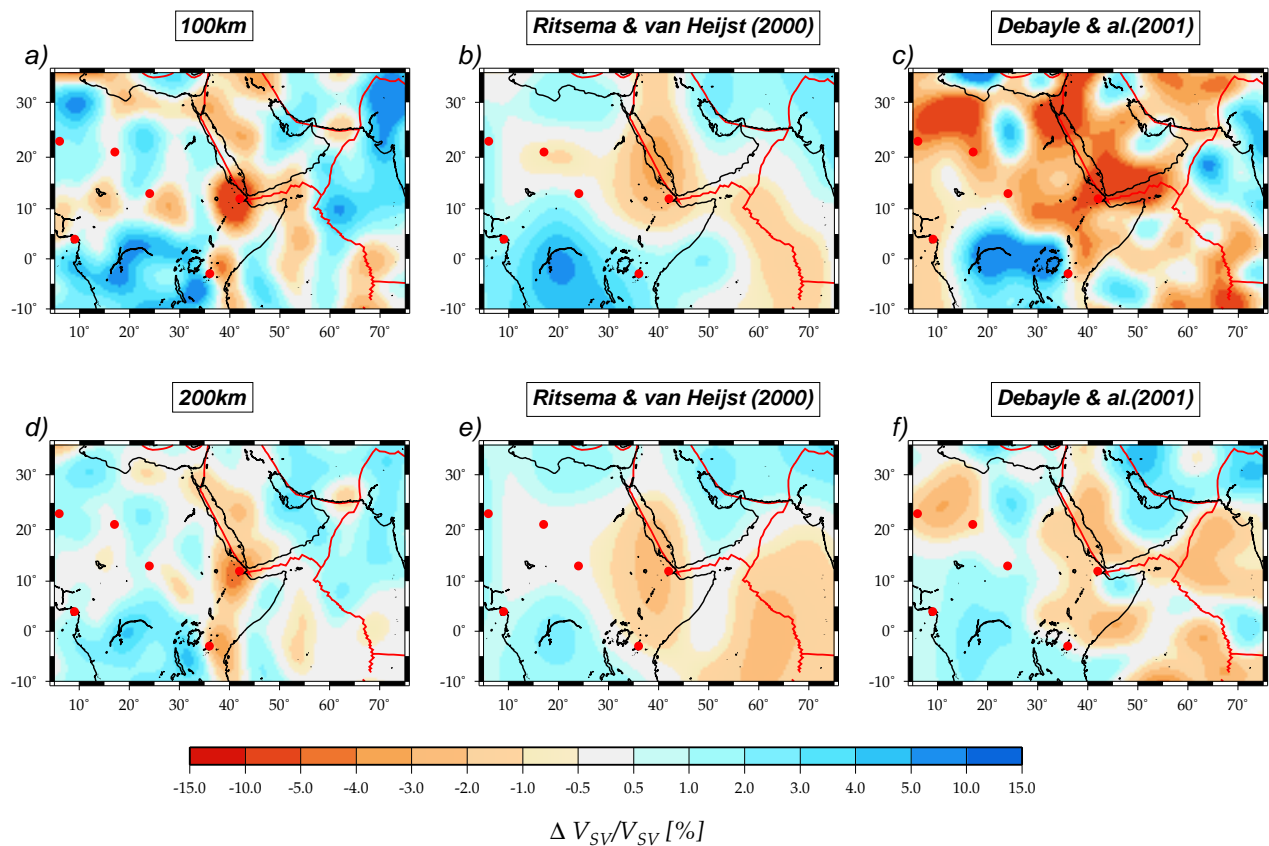


FIG. 4.5: Comparaison du modèle de perturbations des vitesses d'ondes  $S_V$  avec le modèle global de Ritsema & van Heijst (2000a) (S2ORTS) et le modèle régional de Debayle et al. (2001) pour 100km (Haut) et 200km (Bas) de profondeur.

(2000a) qui utilise les temps de trajets d'ondes de volume ainsi que les ondes de surface pour créer le modèle S2ORTS. Le modèle régional de Debayle *et al.* (2001) fut déjà l'objet d'une comparaison de vitesses de phase régionalisées (Fig.3.11) dans la section 3.5. Seules les vitesses d'ondes  $S_V$  sont comparées, puisque c'est l'unique paramètre commun aux trois études confrontées.

Comme nous l'avons déjà constaté lors de la régionalisation, la comparaison avec un modèle global n'est pas des plus évidentes puisque la résolution est moindre et les amplitudes plus faibles que pour les modèles régionaux. Le modèle de Ritsema & van Heijst (2000b) n'est donc pas très détaillé: il révèle à 100km comme à 200km une large zone de vitesses lentes au niveau de l'Afar et de la mer Rouge ainsi qu'au niveau de la dorsale Indienne. Dans le modèle de Debayle *et al.* (2001), la dorsale de Carlsberg ressort néanmoins plus morcelée alors qu'elle manifeste par contre une amplitude positive dans les Figures 4.5a et 4.5d. Par ailleurs, le modèle de ces derniers auteurs indique des anomalies négatives très fortes dans le Sud de l'Arabie, notamment à 100km alors que cette caractéristique est absente des deux autres modèles. Contrairement au craton congolais, le craton tanzanien est un peu moins visible à 200km dans les modèles de Debayle *et al.* (2001) et de Ritsema & van Heijst (2000b) que dans notre modèle (Fig.4.5d). Il en est de même avec le point chaud de l'Afar affichant un fort contraste d'amplitude à



100km dans le modèle de Debayle *et al.* (2001) mais s'atténuant fortement à 200km. Pour le modèle global, l'amplitude associée au point chaud ne varie pas d'une profondeur à l'autre, alors que dans notre modèle, l'amplitude reste encore très élevée à 200km.

Une différence notable entre le modèle S2ORTS et les deux autres survient au niveau de la ride d'Aden qui ne semble pas être reliée au point chaud de l'Afar dans les Figures 4.5b et 4.5c alors que c'est un aspect que Debayle *et al.* (2001) observent de façon très convaincante. A l'instar de la Figure 3.11b, la résolution des modèles des Figures 4.5c et 4.5f n'est pas à prendre en considération à l'Ouest de 20°E. Toutefois, nous observons les mêmes anomalies de vitesses lentes au Nord de l'Egypte absentes du modèle global. Néanmoins cette signature disparaît à 200km alors qu'elle persiste davantage dans la Figure 4.5d.

## 4.4 Sections à travers le modèle 3D

Alors que dans la section 4.2, nous avons présenté les résultats d'inversion en profondeur pour différentes couches de la Terre, nous allons désormais exposer quelques coupes verticales à travers ces modèles. La Figure 4.6 montre deux profils  $AA'$  et  $BB'$  de vitesses d'ondes  $S_V$  (Fig.4.6a), d'anisotropie radiale (Fig.4.6b) et d'anisotropie azimutale (Fig.4.6c) à travers la région. Les deux traversent l'Afrique d'Ouest en Est, mais avec une orientation différente. Le premier croise le point chaud de l'Afar et s'approche du Darfur alors que le second passe par celui du Tibesti et se rapproche de celui de l'Afar. En raison des profils qui ne traversent pas complètement les points chauds, nous attirons l'attention sur la position approximative des triangles noirs dessinés sur les coupes de la Figures 4.6 afin de représenter les points chauds. Ce problème ne se pose pas pour la Figure 4.7 qui illustre également deux profils  $CC'$  et  $DD'$  traversant chacun le point chaud de l'Afar. Le premier longe le rift Est-Africain et le deuxième est une coupe Nord-Sud au travers de l'Arabie Saoudite. Ces coupes pourront être comparées avec celles réalisées par Debayle *et al.* (2001) ainsi que celle de Ritsema & van Heijst (2000b) pour le profil  $CC'$ . Ces représentations nous permettent de mieux nous rendre compte de l'évolution des anomalies en profondeur et par conséquent des connexions ou circulations de matière dans la région. Nous noterons que les amplitudes des hétérogénéités s'atténuent sous les 200km de profondeur. Signalons aussi que les palettes de couleur utilisées sont identiques à celles employées dans les Figures 4.2, 4.3 et 4.4. Les hypothèses d'écoulement de matière sont proposées à l'aide des flèches en se référant à la Figure 2.5.

### Profils $AA'$ et $BB'$

La signature du point chaud de l'Afar à travers les perturbations de vitesses est clairement visible sur tous les profils à 40°E et 12°N. Sur la coupe  $AA'$ , nous apercevons que le panache est relié à la ride d'Aden uniquement visible au-dessus de 150km de profondeur. Cette éventuelle alimentation concorde avec les résultats de Marty *et al.* (1996). Ces derniers ont détecté une signature géochimique commune entre le panache, la mer Rouge et la ride d'Aden. En ce qui concerne l'Afrique Centrale, nous notons une

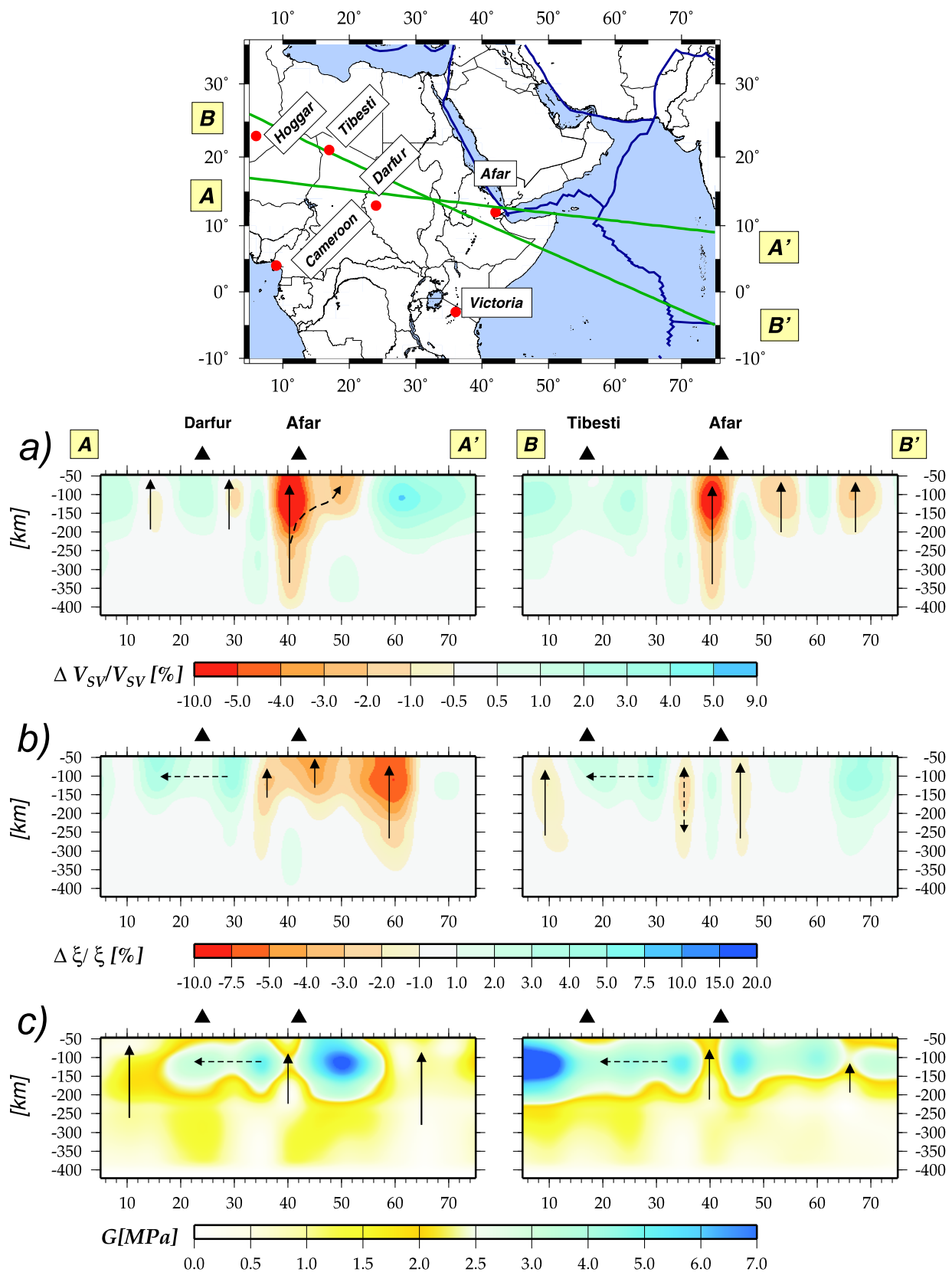


FIG. 4.6: Deux coupes selon les profils AA' et BB' tracés à travers la région de l'Afar et allant jusqu'à 422km de profondeur. (a) Perturbations de vitesses d'ondes SV par rapport au modèle PREM. (b) Valeurs relatives du paramètre  $\xi$  traduisant l'anisotropie radiale. (c) Amplitude de l'anisotropie azimutale. Les flèches indiquent les mouvements de matière. Celles en trait tireté sont plus hypothétiques. Les triangles noirs représentent les points chauds.

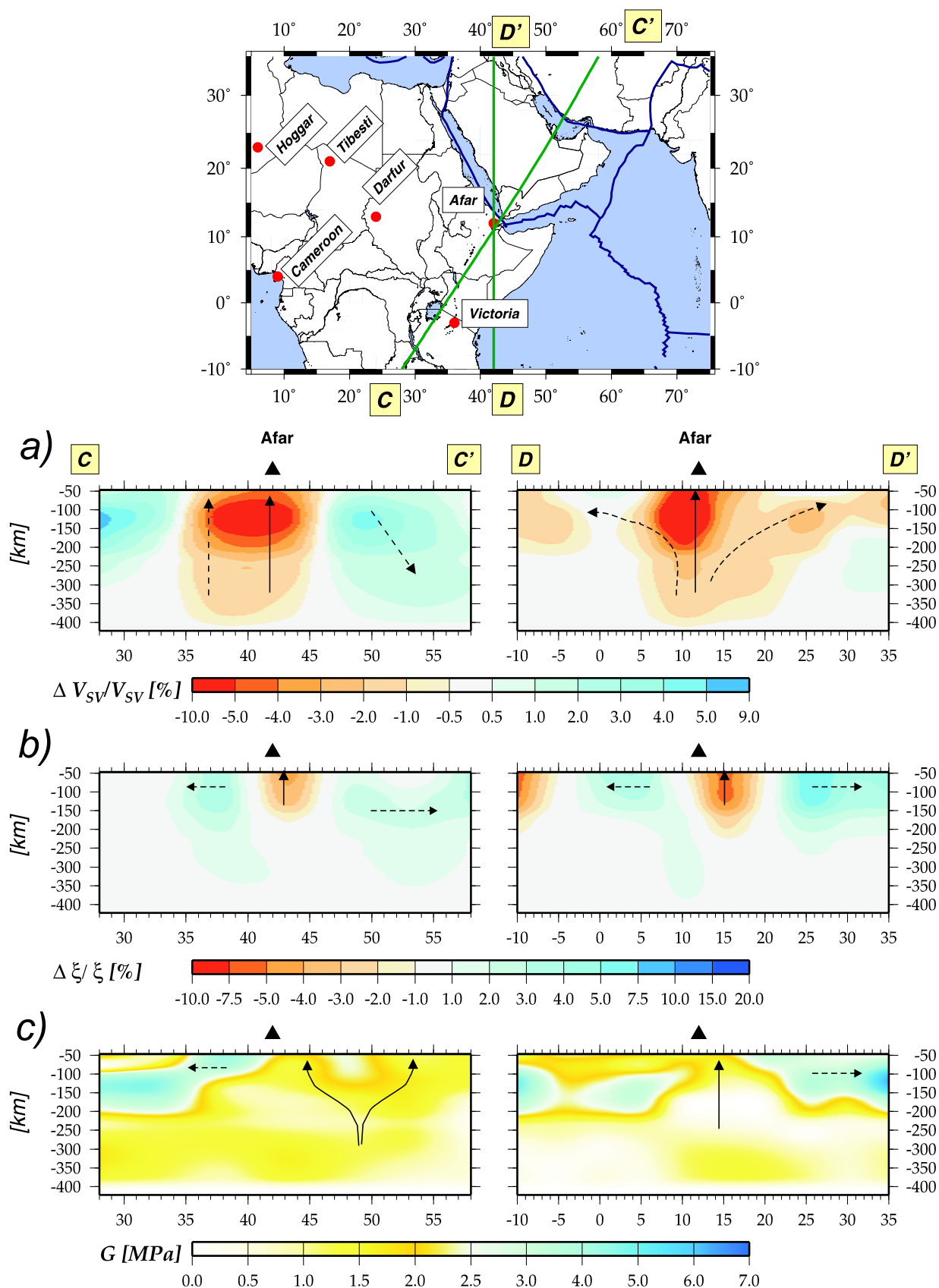


FIG. 4.7: Deux coupes selon les profils  $CC'$  et  $DD'$  tracés à travers la région de l'Afar et allant jusqu'à 422km de profondeur. (a) Perturbations de vitesses d'ondes SV par rapport au modèle PREM. (b) Valeurs relatives du paramètre  $\xi$  traduisant l'anisotropie radiale. (c) Amplitude de l'anisotropie azimutale. Les flèches indiquent les mouvements de matière. Celles en trait tireté sont plus hypothétiques. Le triangle noir sur les deux profils représente le point chaud de l'Afar.

alternance de zones lentes et rapides qui ne semblent ni connectées entre elles au-dessus de 250km de profondeur, ni avec le point chaud au-dessus de 350km. Il n'est pourtant pas exclu, d'après ce que nous disposons, que des connexions puissent avoir lieu en-dessous de cette limite. Toujours dans l'optique de déterminer si une alimentation du panache est à envisager pour les points chauds de l'Afrique Centrale, la coupe  $BB'$  a été dessinée. Le point chaud est une nouvelle fois très bien marqué sur la section des perturbations de vitesses bien que le profil ne le traverse pas en son centre. A l'Ouest, aucune connexion semble derechef être évidente, puisque ce sont des anomalies rapides qui transparaissent au travers du modèle. Par contre, une possible connexion avec la Somalie est envisageable. La dorsale Indienne ressort par ses vitesses lentes proche de 68°E.

L'anisotropie radiale de ce profil présente une succession de rapports positifs et négatifs du paramètre  $\xi$  en fonction de la longitude. Nous relèverons une tendance d'anti-corrélation entre les vitesses et l'anisotropie radiale en profondeur. En effet, les zones de faibles vitesses sont marquées par un rapport positif. L'anisotropie azimutale est à caractère moins "oscillatoire"; une couche de 100km à 150km d'épaisseur affiche des amplitudes importantes. Une fine couche de faible amplitude peut être vue sous le Tibesti ainsi qu'un étroit conduit à proximité du point chaud de l'Afar et que l'on peut attribuer au rift éthiopien. Ceci reste cohérent avec la présence d'une remontée de matière. Tout comme pour le profil  $AA'$ , l'amplitude est très faible en-dessous de 200km de profondeur. Les deux extrémités du profil  $AA'$  sont également caractérisées par de faibles amplitudes. L'une serait associée à l'océan Indien et sa dorsale, alors que l'autre trouve son emplacement près du lac de Tchad. Une amplitude élevée révélant des courants à tendance horizontale est par contre à signaler des deux côtés du point chaud de l'Afar, notamment à l'Est, près du Golfe d'Aden. Ceci serait en accord avec un mouvement horizontal qui pourrait traduire une alimentation du Golfe d'Aden par le point chaud. Cette interprétation a déjà été suggérée à partir des anomalies de vitesses. En ce qui concerne l'anisotropie radiale le long du profil  $AA'$ , la valeur relative de  $\xi$  est négative jusqu'à 150km sous le point chaud de l'Afar et jusqu'à 300km à 60°E, au niveau du croisement avec la dorsale Indienne. A l'Ouest de 30°E, le rapport est positif jusqu'à environ 200km de profondeur. Nous noterons l'anomalie positive qui se dessine au-delà de 250km sous le point chaud de l'Afar. Cette signature semble inattendue pour un panache mantellique. Montagner (2002) observe pourtant un rapport positif sous le point chaud d'Hawaii alors que précédemment, Gaherty (2001) faisait la même constatation pour le point chaud d'Islande aux profondeurs comprises entre 100km et 200km.

### Profils $CC'$ et $DD'$

Les profils  $CC'$  et  $DD'$  de la Figure 4.7 mettent tous deux en évidence le point chaud de l'Afar grâce à des perturbations de vitesses lentes jusqu'à des profondeurs de 350km. Sur le profil  $CC'$ , ces perturbations s'étendent entre 35°E et 45°E. On peut imaginer que cela corresponde à une remontée de matière chaude sous le rift Est-Africain. Il est également envisageable qu'il y ait en réalité deux points chauds (Afar et Victoria) et que la résolution des modèles ne soit pas suffisante pour les distinguer correctement sur cette Figure. En deçà de 35°E, le craton du Congo se dessine parfaitement et l'on voit

le contraste abrupt à cette longitude entre les vitesses rapides de cette structure et les vitesses lentes du rift éthiopien. De même, au delà de  $45^\circ\text{E}$ , un contraste assez brutal est à noter avec une anomalie positive de vitesse faiblement inclinée vers le Nord-Est sous l'Arabie. Cette structure semblerait attribuée à la subduction sous l'Iran. Ces résultats sont très similaires à ceux obtenus par Ritsema & van Heijst (2000b) sur une coupe identique. Les auteurs estiment l'épaisseur de la lithosphère sous les cratons à 250km. Cette valeur, que l'on retrouve dans notre modèle, semble cohérente avec celle trouvée dans d'autres régions du monde (van Heijst, 1997). Cela peut traduire une très faible érosion de la lithosphère africaine par les processus de rifting durant les derniers 200 Ma. Nyblade *et al.* (2000) trouvent une racine lithosphérique de 200-250km sous le craton tanzanien en accord avec nos résultats. Cette section peut également être comparée à celle obtenue par Debayle *et al.* (2001). Nos résultats sont concordants dans la partie située au Sud du point chaud. La différence réside dans la partie Nord, où leur modèle est caractérisé par des vitesses lentes sous l'Arabie, invisibles sur le profil  $CC'$ .

En ce qui concerne le profil  $DD'$ , la forte anomalie de vitesses lentes sous-jacentes au point chaud de l'Afar semble également s'étaler sous la mer Rouge et l'Ouest de l'Arabie Saoudite. On peut imaginer une alimentation du panache sous les structures situées au Sud du point chaud. Une rencontre avec la surface n'est pas apparente, sans doute à cause des plateaux éthiopiens qui feraient barrage. Cette disposition géologique est par ailleurs observable sur la Figure d'anisotropie radiale (Fig.4.7b). En effet, une zone de faible anisotropie apparaît centrée sur  $15^\circ\text{N}$  avec de chaque côté des amplitudes négatives. Une configuration similaire se laisse entrevoir sur le profil  $CC'$ . Les amplitudes de l'anisotropie azimutale du profil  $DD'$  paraissent en bon accord avec ces résultats. En effet, une zone de faible amplitude domine sous le point chaud de l'Afar entre  $10^\circ\text{N}$  et  $20^\circ\text{N}$  alors qu'une forte amplitude au-dessus de 200km de profondeur caractérise les deux branches de vitesses lentes se détachant du panache. Le profil  $CC'$  est majoritairement dominé par des amplitudes d'anisotropie azimutale faibles qui seraient assignées au rift éthiopien. Le craton tanzanien est, au contraire, affecté par de fortes amplitudes. Grâce à ces profils, nous avons pu constater que la structure de la région nous semble plus hétérogène sur les profils  $AA'$  et  $BB'$  que sur les profils  $CC'$  et  $DD'$ . Ceci revient à dire que la structure apparaît plus complexe selon l'orientation Est-Ouest que Nord-Sud.

## 4.5 L'anisotropie, un douloureux problème...

Comme nous venons de le voir, la tomographie nous livre des perturbations de vitesses d'ondes  $S_V$ , d'anisotropie azimutale et d'anisotropie radiale. Alors que les premières sont couramment publiées, il est plus rare de voir paraître des résultats d'anisotropie. L'anisotropie est effectivement souvent négligée dans les procédures d'inversion. Par définition, elle fait appel à la dépendance des propriétés physiques selon une direction donnée. Alors que dans une même cellule un seul trajet suffit pour déterminer la vitesse associée, un nombre très important de trajets de tout azimut est nécessaire pour déterminer correctement l'anisotropie azimutale. Malheureusement, cet aspect constitue encore souvent un facteur limitant sa résolution. D'autre part, l'anisotropie radiale est un paramètre auquel sont associées d'importantes erreurs *a posteriori* dans l'inver-

sion en profondeur. Les amplitudes de l'anisotropie radiale ainsi que celle de l'anisotropie azimutale sont extrêmement fortes. Il nous semble donc intéressant de discuter certains points que nous devons prendre en considération lors de l'interprétation. Nous commencerons par traiter l'anisotropie radiale, s'ensuivra l'anisotropie azimutale.

### 4.5.1 Influence des modes harmoniques sur les ondes de Love

Les résultats d'anisotropie radiale sous la Corne de l'Afrique indiquent des vitesses d'ondes  $S_H$  beaucoup plus rapides que les ondes  $S_V$  dans les 150 premiers kilomètres. Debayle & Kennett (2000) parviennent à la même constatation pour les 250 premiers kilomètres du manteau supérieur de l'Australie. Ces valeurs très importantes du paramètre  $\xi$  sont difficilement conciliables avec les modèles minéralogiques que l'on connaît aujourd'hui, à savoir essentiellement de composition pyrolitique ou piclogitique (Anderson & Bass, 1984; Montagner & Anderson, 1989). Les auteurs expliquent ce désaccord soit par la présence de fortes hétérogénéités le long des trajets soit par des effets introduits par l'hypothèse simplifiée d'isotropie transverse.

Toute prise de position ou interprétation ne peut avoir lieu sans s'assurer de la robustesse de ces résultats. Or, le calcul de la vitesse de phase, rappelons-le, nécessite de pointer le mode fondamental (et les harmoniques si le nombre de données le permet) et d'extraire ainsi l'énergie qui lui est associée. Une contrainte sur les distances épacentrales est posée afin de bien le séparer des modes harmoniques. Concernant les ondes de Rayleigh, cela ne soulève aucun problème, en revanche les premiers modes supérieurs ( $n = 1, 2, 3$ ) des ondes de Love arrivent souvent en même temps que le mode fondamental. Il est par conséquent plus difficile, voire impossible, de faire la scission entre ces deux paquets d'ondes. Les modes harmoniques se propageant nettement plus rapidement que le mode fondamental, une contamination des vitesses de phase de ce dernier par les modes harmoniques n'est donc pas à exclure. Il en découlerait des vitesses d'ondes  $S_H$  plus élevées que la réalité ce qui pourrait se traduire par une anisotropie radiale très forte. Afin de vérifier cette éventualité, nous avons procédé à des tests synthétiques à partir de deux modèles (Fig.4.8). Ces derniers ont été perturbés à partir du modèle PREM pour deux niveaux de profondeurs différents. Le modèle *A* montre une perturbation positive sur les vitesses d'ondes  $S_H$  de 4% entre 350km et 750km de profondeur. Le modèle *B* indique le même contraste mais entre 100km et 200km de profondeur. Ceci nous permet de tester l'influence des harmoniques dans une partie de la Terre où ils sont fortement excités et dans une autre où leur contribution est moindre. Pour chacun des deux modèles, un sismogramme "complet" synthétisé jusqu'au 6<sup>ème</sup> mode harmonique constituera la "donnée". Un autre sismogramme formé du seul mode fondamental sera également synthétisé pour l'épreuve comparative.

#### Séisme à 118km

La Figure 4.9 est destinée à présenter les résultats du test synthétique réalisé à partir du modèle *A* et d'un séisme qui s'est produit à 118km de profondeur. La Figure 4.9a montre les sismogrammes de la donnée synthétisée, de son synthétique corres-

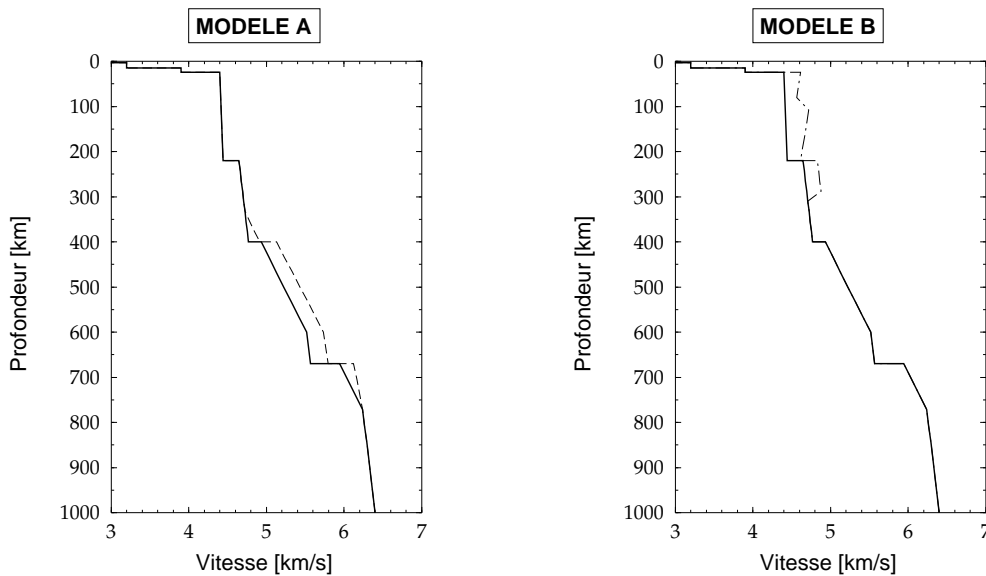


FIG. 4.8: Le modèle A illustre les vitesses d'ondes  $S_H$  perturbées de 4% par rapport au PREM entre 350km et 700km. Le modèle B illustre également les vitesses  $S_H$  perturbées de 4% par rapport au PREM entre 100km et 300km de profondeur. Le PREM est référencé en trait plein.

pondant et des contributions de chaque mode harmonique. Nous notons le chevauchement évoqué ci-dessus des premiers modes harmoniques avec le mode fondamental. La Figure 4.9b illustre les spectres de la "donnée" créée à partir du modèle A, de son synthétique total correspondant et du mode fondamental. Nous notons l'importante contribution en énergie de ce dernier par rapport au synthétique total et par conséquent aux différents modes harmoniques. L'inversion de la vitesse de phase se déroule ensuite d'après la procédure expliquée en section 2.2.2. La Figure 4.9c présente le résultat de l'inversion avec l'écart de vitesse de phase par rapport au modèle de référence PREM. Afin de tester l'influence des modes harmoniques un second sismogramme est synthétisé dans le même modèle sans contribution de modes harmoniques. L'inversion est réalisée de façon identique et le résultat est également illustré en Figure 4.9c. Nous notons une influence maximale des modes harmoniques de l'ordre de 0.01km/s sur la vitesse de phase moyenne du mode fondamental. Cette valeur n'est pas significative pour expliquer la rapidité de propagation des ondes  $S_H$ . Cela s'explique par une énergie des modes harmoniques peu importante face à celle du mode fondamental. Plus la profondeur de l'hypocentre est grande plus les modes harmoniques sont excités. Or, une profondeur de 118km ne semble pas suffisante pour une contribution significative des modes harmoniques.

Dans la Figure 4.10, un test identique est réalisé à partir du modèle B contenant une hétérogénéité comprise entre 100km et 300km. Comme on pouvait le pressentir du fait de la superficialité de l'hypocentre, le résultat final reste inchangé; la différence entre une vitesse de phase obtenue à partir d'une donnée contenant des modes harmoniques et celle qui en est dépourvue reste de l'ordre de 0.01km/s, soit non significative.

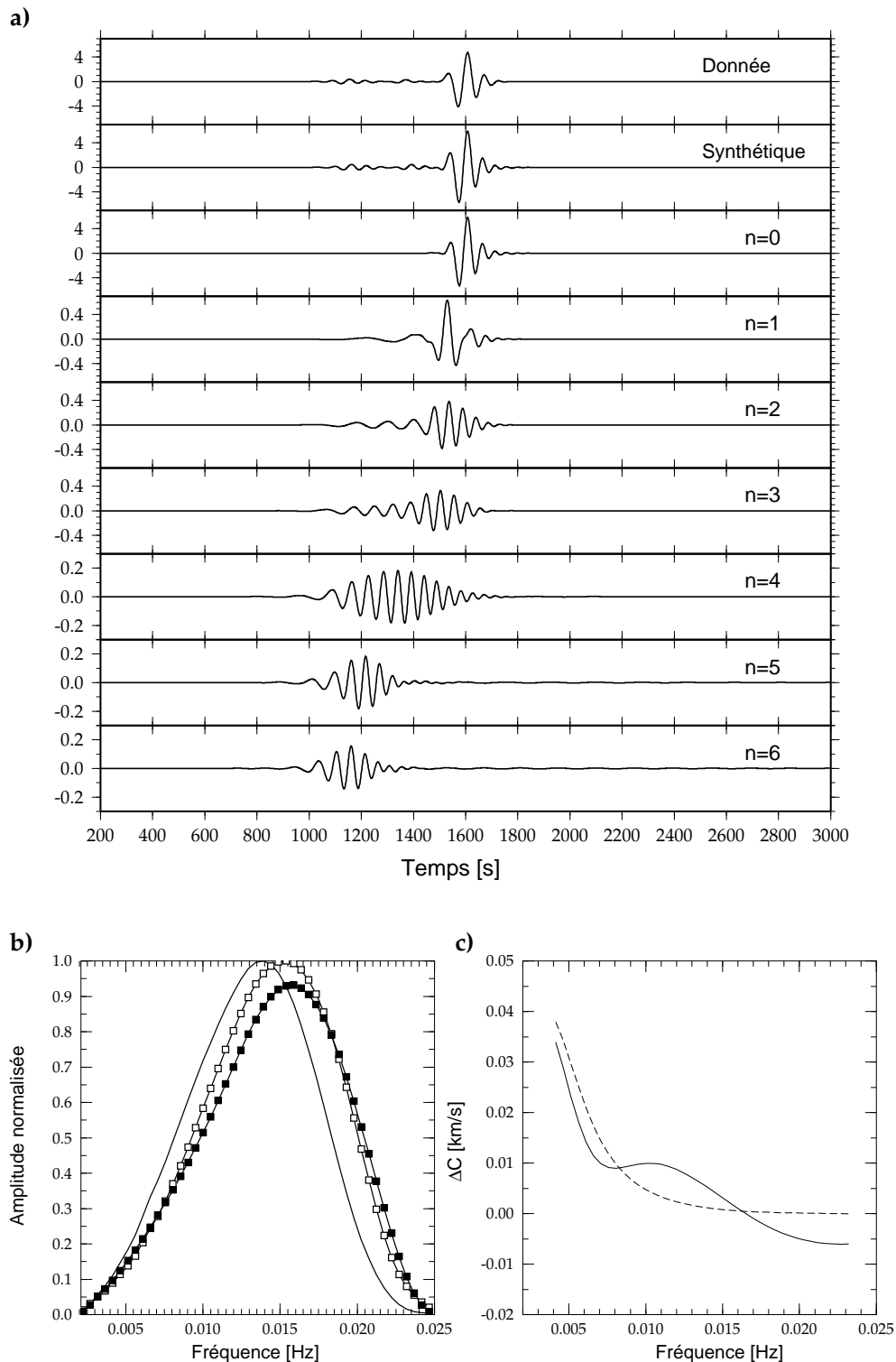


FIG. 4.9: (a) Sismogramme synthétisé à partir du modèle A (Fig.4.8), son sismogramme synthétique correspondant et la contribution des 7 premiers modes ( $n = 0$  à  $n = 6$ ). Le séisme provient d'une source à 118km de profondeur à une distance de 6 481km de la station. Les pointés sont indiqués pour la "donnée" et son synthétique total. (b) Spectre de la "donnée" en trait plein, du synthétique total en carré blanc et du mode fondamental en carré noir. (c) Ecart de vitesses par rapport à celles calculées dans le modèle de référence PREM pour une inversion réalisée avec une "donnée" contenant des harmoniques (trait plein) et une autre n'en contenant point (trait tireté).



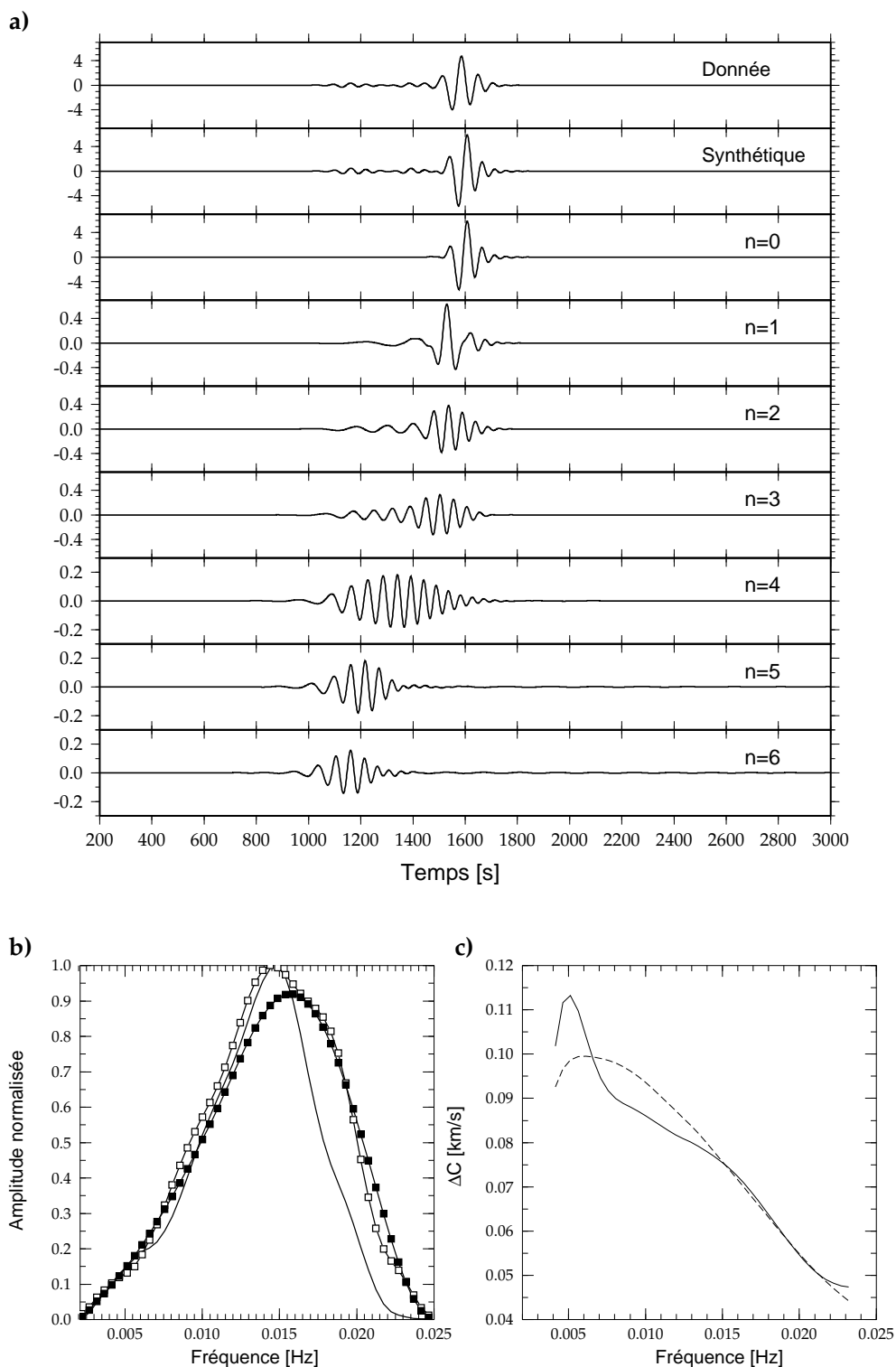


FIG. 4.10: (a) Sismogramme synthétisé à partir du modèle B (Fig.4.8), son sismogramme synthétique correspondant et la contribution des 7 premiers modes ( $n = 0$  à  $n = 6$ ). Le séisme provient d'une source à 118km de profondeur à une distance de 6 481km de la station. Les pointés sont indiqués pour la "donnée" et son synthétique total. (b) Spectre de la "donnée" en trait plein, du synthétique total en carré blanc et du mode fondamental en carré noir. (c) Ecart de vitesses par rapport à celles calculées dans le modèle de référence PREM pour une inversion réalisée avec une "donnée" contenant des harmoniques (trait plein) et une autre n'en contenant point (trait tireté).

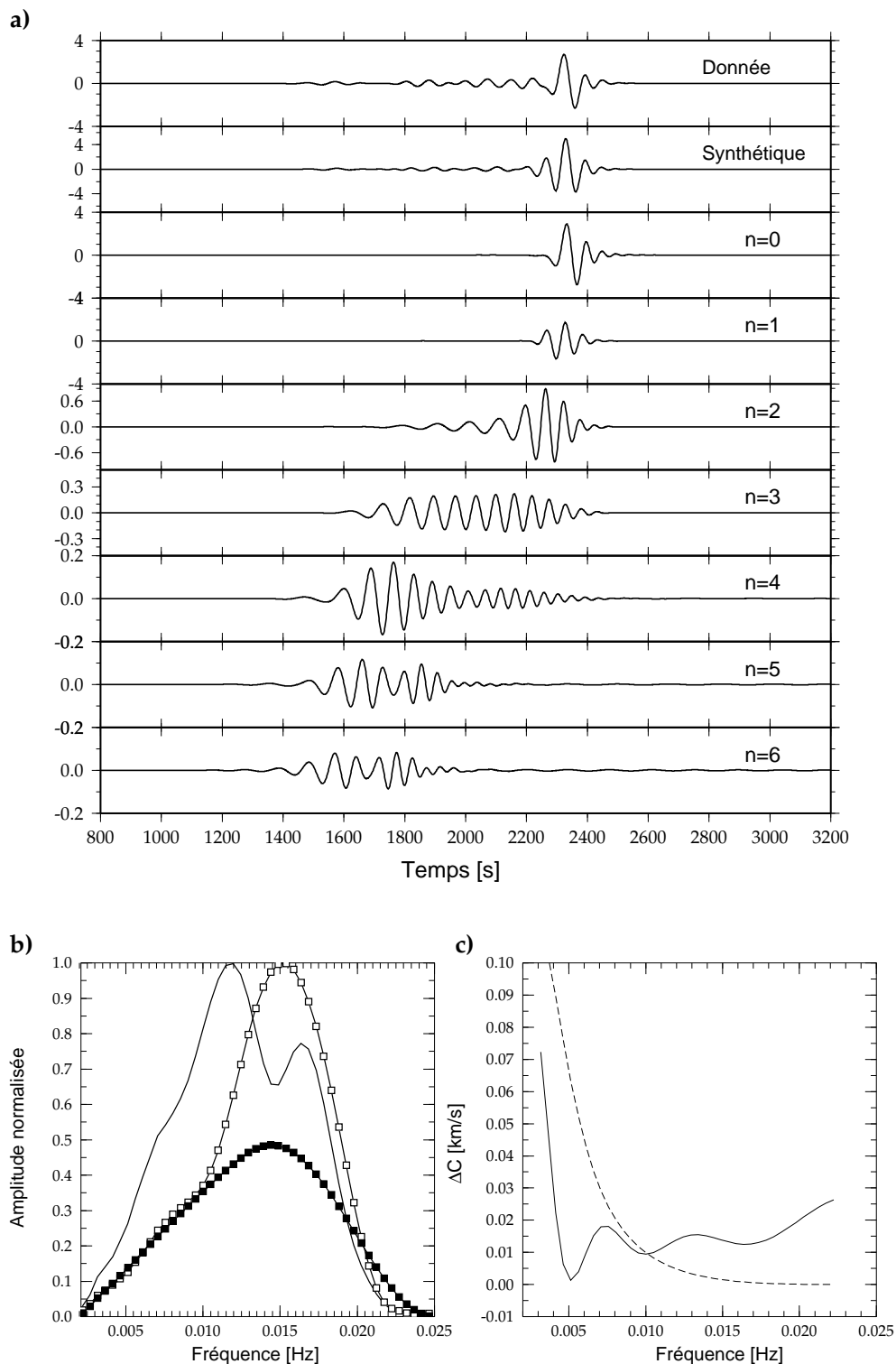


FIG. 4.11: (a) Sismogramme synthétisé à partir du modèle A (Fig.4.8), son sismogramme synthétique correspondant et la contribution des 7 premiers modes ( $n = 0$  à  $n = 6$ ). Le séisme provient d'une source à 218km de profondeur à une distance de 9 766km de la station. Les pointés sont indiqués pour la "donnée" et son synthétique total. (b) Spectre de la "donnée" en trait plein, du synthétique total en carré blanc et du mode fondamental en carré noir. (c) Ecart de vitesses par rapport à celles calculées dans le modèle de référence PREM pour une inversion réalisée avec une "donnée" contenant des harmoniques (trait plein) et une autre n'en contenant point (trait tireté).

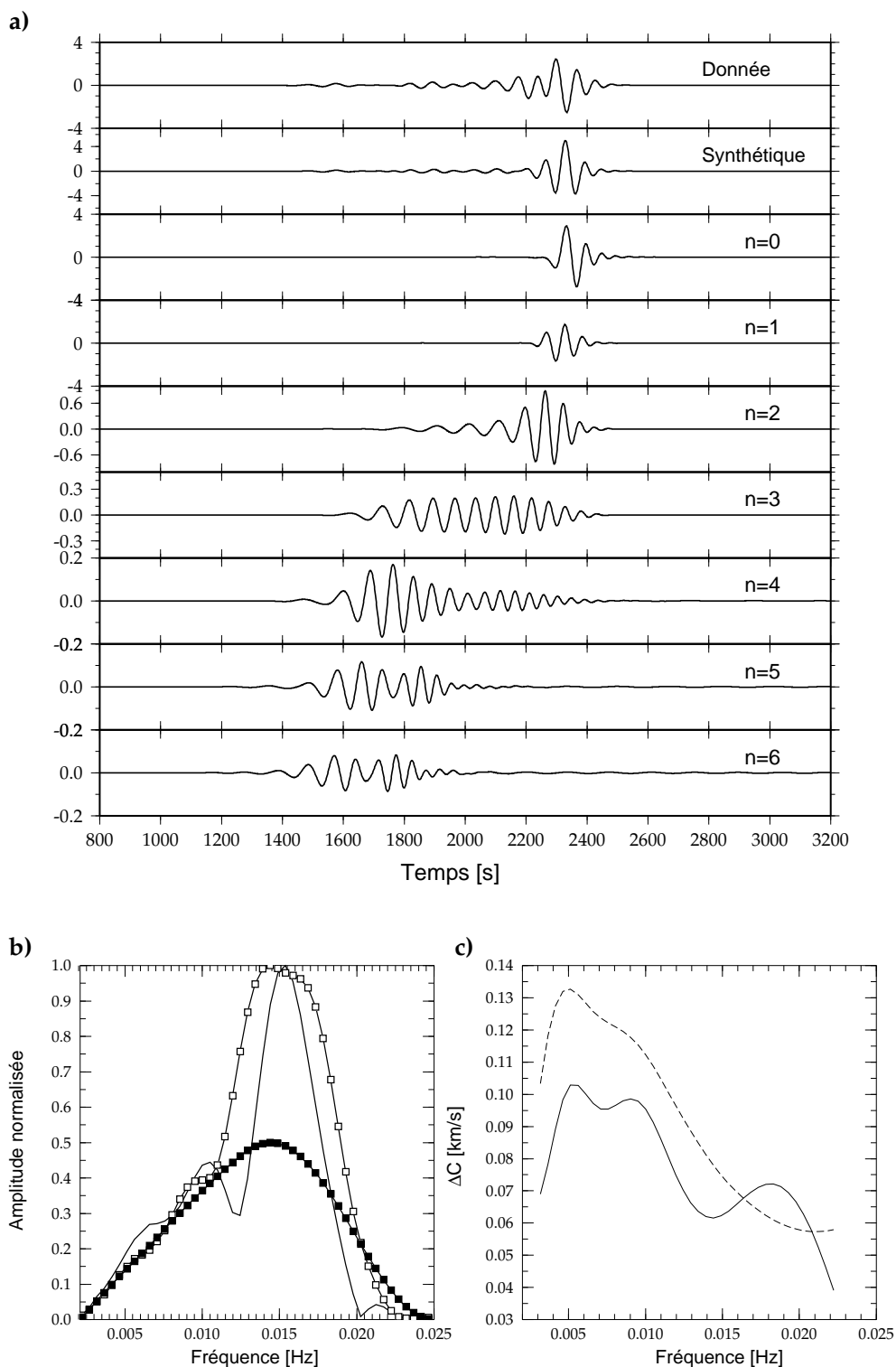


FIG. 4.12: (a) Sismogramme synthétisé à partir du modèle B (Fig.4.8), son sismogramme synthétique correspondant et la contribution des 7 premiers modes ( $n = 0$  à  $n = 6$ ). Le séisme provient d'une source à 218km de profondeur à une distance de 9 766km de la station. Les pointés sont indiqués pour la "donnée" et son synthétique total. (b) Spectre de la "donnée" en trait plein, du synthétique total en carré blanc et du mode fondamental en carré noir. (c) Ecart de vitesses par rapport à celles calculées dans le modèle de référence PREM pour une inversion réalisée avec une "donnée" contenant des harmoniques (trait plein) et une autre n'en contenant point (trait tireté).

### Séisme à 218km

La même expérience est rééditée avec un séisme d'une profondeur de 218km. Les résultats sont présentés dans la Figure 4.11 pour le modèle *A* et dans la Figure 4.12 pour le modèle *B*. Nous notons une contribution des modes harmoniques plus importante que pour le séisme d'une profondeur de 118km. L'amplitude du mode  $n = 1$  par exemple, est cette fois beaucoup plus conséquente. Alors que nous notions un facteur dix entre les modes  $n = 0$  et  $n = 1$  pour un séisme produit à 118km, nous n'avons plus qu'un facteur deux pour le séisme produit à 218km. Pour les deux modèles, le spectre de la donnée présente deux lobes. L'énergie maximale du mode fondamental est inférieure à la moitié de l'énergie du signal synthétique (Fig.4.11b et Fig.4.12b). En ce qui concerne le modèle *A*, les résultats de l'inversion entre une "donnée" ne contenant que le mode fondamental et une autre comportant des modes harmoniques sont cette fois-ci nettement plus éloignés. La différence est de l'ordre de 0.03km/s à courtes périodes (45s) et d'environ 0.075km/s à longues périodes (200s). Ces valeurs s'avèrent significatives lorsqu'on recherche des variations de vitesse de l'ordre de 0.2km/s; cela se traduit par un écart de 1.5% à 3.5% pour le paramètre  $\xi$ . En ce qui concerne le modèle *B*, l'écart est dans ce cas plus faible et ne dépasse pas les 0.03km/s quelque soient les périodes.

Ce test nous a permis de voir l'influence des modes harmoniques sur le calcul de la vitesse de phase du mode fondamental dans plusieurs cas de figure. Pour un séisme de source superficielle, leur influence n'est pas significative en raison du manque d'excitation des modes supérieurs ( $n > 0$ ). Dans le cas d'un séisme plus profond (au-delà de 200km), l'effet reste peu significatif si l'hétérogénéité se trouve dans les premiers kilomètres de la Terre mais devient plus important si les perturbations de vitesses se situent entre 400km et 700km. Néanmoins, dans le cas de notre étude, nous ne pouvons attribuer la très forte anisotropie radiale à cette influence puisque seuls six séismes répertoriés se sont produits entre 200km et 237km.

#### 4.5.2 Influence de l'inégalité des trajets sur $\xi$

Nous venons de démontrer que l'influence des modes harmoniques sur le calcul de la vitesse de phase des ondes de Love était étrangère aux valeurs extrêmes constatées pour nos modèles d'anisotropie radiale. Nous allons à présent tester une autre cause possible à cette observation.

L'anisotropie radiale est indépendante de la distribution azimutale des trajets. Elle est déterminée à partir des cartes de vitesses de phase isotropes. Elle ne dépend donc que des termes en  $0\psi$ . Néanmoins, il est important de noter que la couverture des ondes de Rayleigh est beaucoup plus dense que celle des ondes de Love. En effet, nous disposons de plus du double de trajets d'ondes de Rayleigh par rapport aux ondes de Love (1 764 contre 744). Cela nous laisse imaginer une meilleure résolution pour les ondes de Rayleigh qui se confirme au regard des erreurs *a posteriori* des Figures 3.5 et 3.6. Cette résolution inégale est susceptible d'induire des biais dans l'inversion en profondeur du paramètre  $\xi$ . Afin de vérifier la fiabilité de nos résultats d'anisotropie radiale, un jeu de données communes aux 1 764 trajets d'ondes de Rayleigh et aux 744 trajets d'ondes

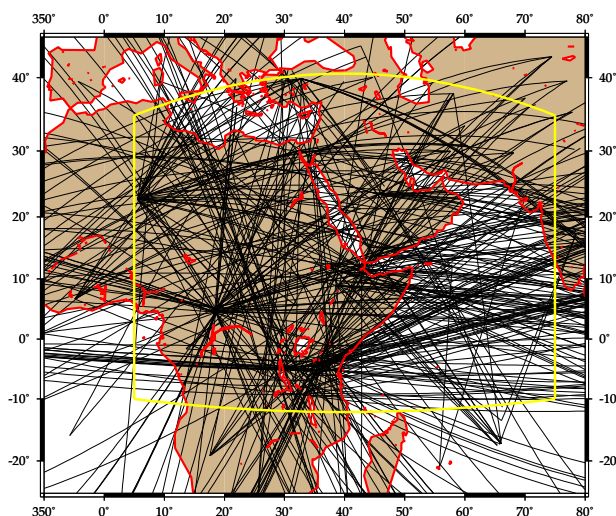


FIG. 4.13: Distribution géographique issue de la Figure 2.19 réunissant 430 trajets identiques d'ondes de Rayleigh et d'ondes de Love. Le cadre jaune délimite la zone dans laquelle les données sont inversées.

de Love a été sélectionné. Cela nous livre un nombre de 430 trajets identiques dont la distribution géographique est représentée dans la Figure 4.13. Notre région d'étude apparaît suffisamment bien couverte pour nous permettre d'effectuer la procédure tomographique. Les contraintes *a priori* restent inchangées excepté la longueur de corrélation: 500km ne suffit pas pour espérer contraindre notre région avec seulement 430 trajets. Elle a donc été augmentée à 1000km.

Les résultats de régionalisation pour les ondes de Rayleigh comme pour les ondes de Love sont présentés pour les périodes de 50s et 100s dans la Figure 4.14. Les cartes d'erreurs *a posteriori* ne sont pas illustrées car elles sont très semblables. Les différences majeures avec les résultats obtenus à partir des jeux de données originaux (Fig.3.5 et 3.6) se situent en bordure de la Méditerranée et au niveau du Golfe d'Aden pour les ondes de Rayleigh. Ce dernier est effectivement moins bien marqué que dans la Figure 3.5, notamment à 100s. D'autre part, la dorsale de Carlsberg qui affichait des vitesses rapides avec les 1 764 trajets est à présent soulignée de vitesses lentes. En réalité la situation inverse concerne les données d'ondes de Love; avec 430 trajets, la dorsale de Carlsberg est associée à une anomalie positive alors qu'une anomalie lente la caractérisait avec 744 trajets.

La Figure 4.15 présente les résultats d'inversion en profondeur de vitesses d'ondes  $S_V$  et d'anisotropie radiale pour 58km, 100km et 200km. Le modèle des perturbations de vitesses ressemble davantage à celui de Ritsema & van Heijst (2000a) illustré en Figure 4.5, excepté au niveau de la dorsale de Carlsberg. Le modèle de Ritsema & van Heijst (2000a) fait bien ressortir cette dorsale alors qu'elle reste invisible dans les Figures 4.15b et 4.15c. Nous remarquons cependant qu'à 58km de profondeur, elle n'est plus associée à des vitesses rapides. Ce nouveau modèle reste cohérent avec notre modèle réalisé avec le jeu de données d'origine. Au contraire, les perturbations d'anisotropie radiale n'ont plus la même distribution. L'anomalie négative que nous retrouvons au Nord-Ouest

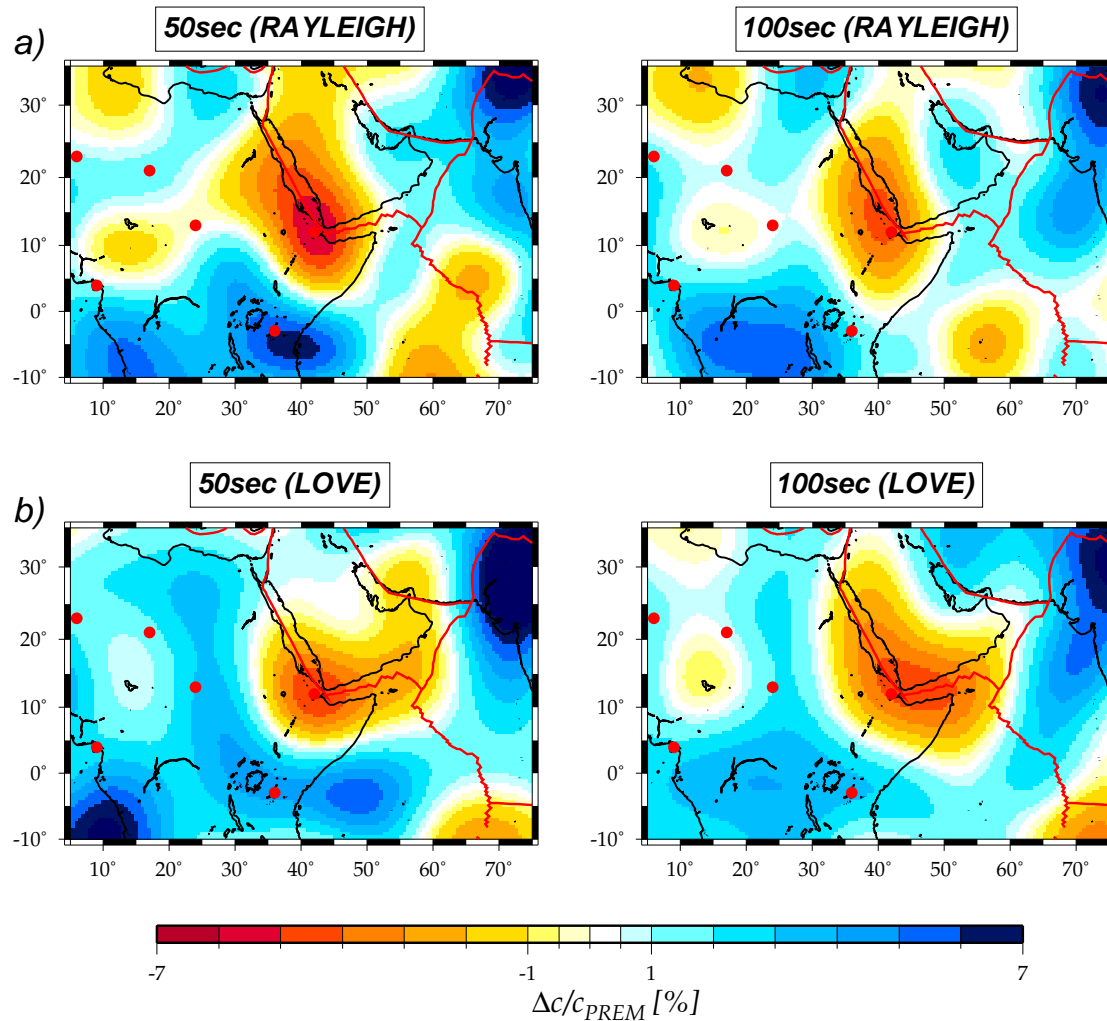


FIG. 4.14: (a) Cartes de vitesses de phase d'ondes de Rayleigh à 50s et 100s pour la couverture de 430 trajets (Fig.4.13). (b) Cartes de vitesses de phase d'ondes de Love à 50s et 100s pour la couverture de 430 trajets (Fig.4.13). La longueur de corrélation est de 1000km dans les deux cas.

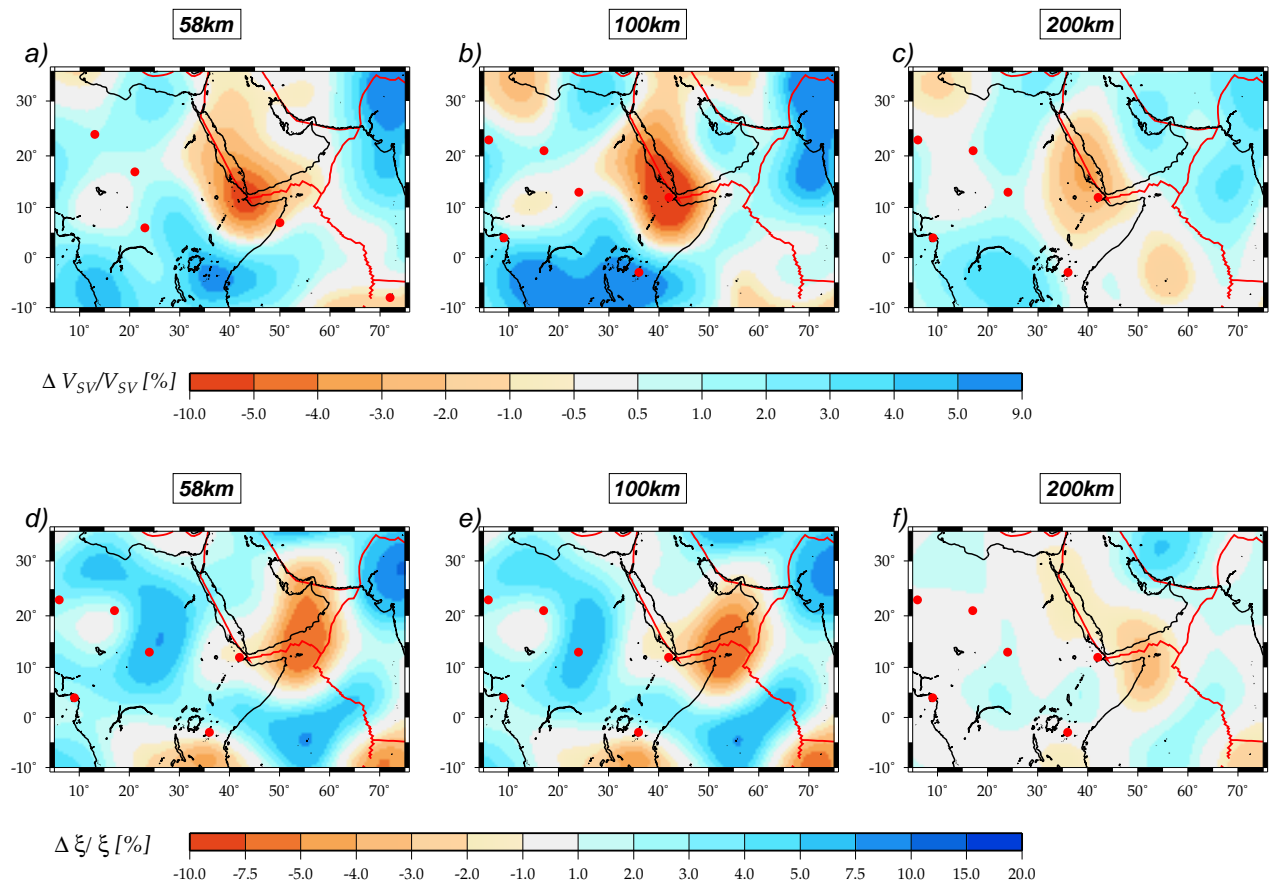


FIG. 4.15: Résultats d'inversion en profondeur à 58km, 100km et 200km. Perturbations de vitesses d'ondes  $S_V$  (a-c). Résultats d'anisotropie radiale exprimés par les valeurs relatives du paramètre  $\xi$  (d-f).

du point chaud de l'Afar dans la Figure 4.4 ne se laisse plus aussi clairement percevoir dans ce modèle à 430 trajets. Elle persiste, certes, mais avec une amplitude beaucoup moindre. Par ailleurs, l'amplitude de l'anisotropie radiale est globalement plus faible que dans le modèle d'origine (Fig.4.4) alors que celle des vitesses d'ondes  $S_V$  restent du même ordre. Un fort signal négatif est à noter à l'extrémité Est du Golfe d'Aden, alors que la dorsale de Carlsberg est cette fois caractérisée d'un rapport positif. La Somalie et l'Est du Kenya ne sont plus soulignés d'une anomalie négative. Par contre l'Ouest de l'Afrique affiche toujours un rapport positif ainsi que le point chaud de l'Afar à 200km. La signature négative sous la ride d'Aden est cohérente avec les résultats de régionalisation. En effet, l'anomalie affichée par les ondes de Rayleigh est plus rapide que celle obtenue à partir des ondes de Love. Il s'ensuit un paramètre  $\xi = V_{SH}^2/V_{SV}^2$  de faible amplitude.

Ces résultats montrent la fiabilité des perturbations de vitesses d'ondes  $S_V$  pour les grandes structures du Nord de l'Afrique. Les résultats d'anisotropie radiale, par contre, doivent être regardés avec plus de précaution. L'influence des ondes de Love joue effectivement un rôle primordial sur ces résultats. Or, les erreurs *a posteriori* de la régionalisation des ondes de Love sont plus élevées que pour les ondes de Rayleigh (Fig. 3.5 et 3.6) ce qui prouve l'inhomogénéité de la résolution. Ceci semble se reporter

sur les résultats d'anisotropie radiale. De plus, rappelons que nous ne disposons que de 744 trajets d'ondes de Love pour une longueur de corrélation de 500km. Cette dernière a été imposée par l'inversion en profondeur qui demande une longueur de corrélation identique pour les ondes de Love et de Rayleigh afin de garder une cohérence dans les résultats.

### 4.5.3 Lien entre courants de convection dans le manteau et anisotropie sismique

Nous avons vu que l'anisotropie était couramment attribuée à l'orientation préférentielle des minéraux (LPO) d'olivine (Nicolas & Christensen, 1987) qui elle-même était produite par le flux de matière. Ce postulat conduit les sismologues à interpréter la direction de l'axe rapide d'anisotropie comme un indicateur de direction d'écoulement dans le manteau. Cependant, Kaminski & Ribe (2002) montrent que cette conclusion n'est pas toujours valable. En effet, en étudiant la relation entre l'orientation préférentielle des minéraux (LPO) d'olivine et les courants de convection dans le manteau, ils montrent que dans un flux non uniforme, l'évolution de la LPO dépend d'un paramètre sans dimension: le "*grain orientation lag*" noté  $\Pi(x)$ . L'équation 4.1 définit ce dernier comme étant le rapport en un point du temps d'ajustement de l'orientation préférentielle des minéraux ( $\tau_{ISA}$ ) sur le temps de changement de l'axe de déformation le long des lignes d'écoulement ( $\tau_{flow}$ ).

$$\Pi \equiv \frac{\tau_{ISA}}{\tau_{flow}} \quad (4.1)$$

Les calculs numériques de l'évolution de la LPO dans des modèles simples de dynamiques des fluides pour des interactions entre panaches et rifts indiquent que l'axe rapide de l'olivine s'aligne avec la direction de l'écoulement uniquement dans les zones où le champ du flux de matière correspond à  $\Pi \ll 1$ . Effectivement, dans ce cas, l'orientation préférentielle des minéraux a suffisamment de temps pour s'aligner avec l'axe de déformation. Ce qui revient aussi à dire que la variation de l'orientation de l'axe de déformation est beaucoup plus lente que la rotation des cristaux.

La Figure 4.16 montre la structure horizontale du flux de matière due à l'interaction d'un panache et d'un rift à une profondeur donnée. L'allure approximativement parabolique des vecteurs de vitesse autour du panache est causée par la déviation du flux induit par le mouvement de la plaque vers la droite. On s'aperçoit que l'orientation préférentielle des minéraux est quasiment alignée avec la direction du flux de matière lorsqu'on se trouve à la fois loin du panache et loin du rift. Cet alignement disparaît par contre lorsque l'on s'approche de ces structures. Près de l'axe du rift, le paramètre  $\Pi$  est grand à cause du changement rapide d'écoulement de sens vertical à horizontal, si bien que la LPO ne peut suivre une variation si abrupte et s'oriente donc perpendiculairement à la direction du flux de matière. Au loin du rift et du panache,  $\Pi$  prend une valeur faible, car les changements de direction d'écoulement s'opèrent doucement, par conséquent la LPO parvient à s'orienter dans le même sens. Par contre, le panache perturbe le champ de flux de matière provoquant une forte augmentation du  $\Pi$  qui empêche l'alignement de LPO avec l'écoulement.



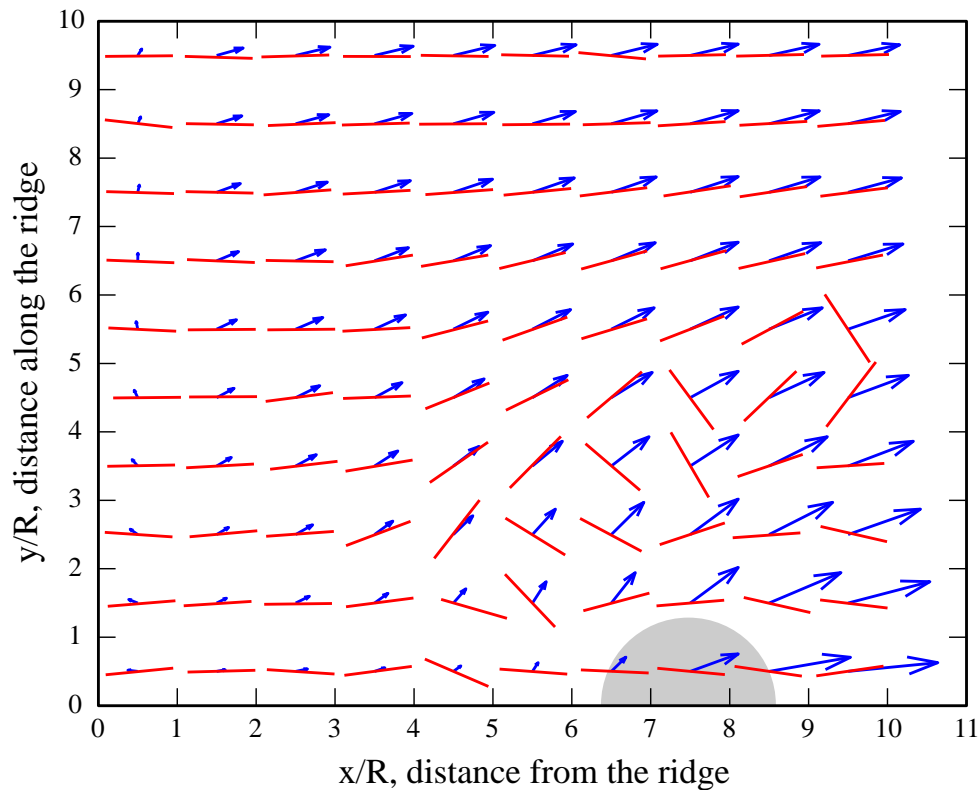


FIG. 4.16: Vitesse horizontale (flèches) et projection horizontale de l'orientation moyenne de l'axe rapide (traits) à une profondeur  $Z=0.5R$  ( $R$ : Rayon du panache) pour le flux de matière à l'interaction d'un panache (représenté par le demi-disque) avec un rift. L'orientation préférentielle des minéraux n'est pas alignée avec la direction du flux près du rift et du panache, mais l'est approximativement partout ailleurs. L'abscisse désigne la distance d'éloignement par rapport au rift et l'ordonnée définit la distance le long du rift (Kaminski & Ribe, 2002).

Les auteurs ont également procédé à un calcul de l'anisotropie radiale pour le même modèle d'interaction rift-panache et notent un changement de signe du paramètre  $\xi$ . En effet, près du rift l'anisotropie radiale est négative car l'axe rapide est subvertical ( $V_{SV} > V_{SH}$ ) alors que près du panache, elle est positive à cause d'un axe subhorizontal ( $V_{SH} > V_{SV}$ ). Ceci expliquerait l'anomalie positive observée sous le point chaud de l'Afar en-dessous de 200km (Fig.4.6b).

## 4.6 Comparaison avec des études d'ondes de volume

### 4.6.1 Les ondes SKS

Les ondes de cisaillement (type  $S$ ) ne se propagent que dans les milieux solides et n'existent par conséquent pas dans le noyau externe d'état liquide. Dès lors qu'elles franchissent la limite noyau-manteau (CMB), elles sont donc converties en ondes  $P$  avant de redevenir ondes  $S$  à leur sortie et réatteindre la surface. Ces ondes téléseismiques du noyau sont appelées soit  $SKS$ ,  $SKKS$  (ondes  $S$  réfléchies deux fois à la limite

du noyau) soit *PKS* (ondes *P* converties en *S* après passage dans le noyau). Comme nous l'avons vu dans la section 2.1.2, une onde de cisaillement *S* traversant un milieu anisotropiquement homogène se sépare en deux ondes de polarisation orthogonale se propageant avec des vitesses différentes. Leur écart en temps d'arrivée ( $\delta t$ ) ainsi que la direction de polarisation de l'onde la plus rapide ( $\phi$ ) sont des paramètres dits de biréfringence (ou *splitting* en anglais). On les mesure afin d'extraire des renseignements sur la structure et la déformation à la station. Il est généralement admis que la principale cause de *SKS splitting* dans le manteau est l'orientation préférentielle des minéraux (LPO) dont l'olivine est le principal constituant. Les mesures de *shear-waves splitting* fournissent des informations sur les directions et l'amplitude de l'anisotropie du manteau supérieur sous les sismomètres. La valeur du  $\delta t$ , par exemple, dépend de l'épaisseur du corps anisotrope traversé.

Cette technique a une résolution verticale relativement faible et les ondes *SKS* ne sont visibles qu'au-delà de 85° de distance épacentrale. Afin de donner des résultats fiables cette technique nécessite une bonne couverture azimutale des trajets. Bien que les calculs soient réalisés pour des courtes périodes (< 20s), les résultats reflètent l'intégration des effets de l'anisotropie du manteau supérieur sous la station. La résolution latérale des ondes *SKS* est meilleure que celle des mesures d'ondes de surface, si bien que selon la couverture de certaines régions, la comparaison des résultats n'est pas toujours bienvenue. Une façon de relier de manière quantitative l'anisotropie des ondes de volume à celle des ondes de surface est de procéder au calcul synthétique des ondes *SKS* dérivées des ondes de surface (Montagner *et al.*, 2000).

En comparaison aux Etats-Unis et à l'Eurasie, les études d'ondes *SKS* ou *shear-waves splitting* existent peu sur la partie Nord du continent africain, faute d'un nombre suffisant de stations permanentes. Afin de remédier à ce manque, trois expériences temporaires ont été entreprises pour tenter de connaître davantage la structure de ce continent. Il s'agit de l'expérience KRISP (Kenya Rift International Seismic Project) (Gao *et al.*, 1997), de l'expérience PASSCAL (Wolfe *et al.*, 1999) ainsi que l'étude réalisée par Gomez & Herquel (2002) à partir de 4 des 5 stations du programme français "Corne de l'Afrique". Ces trois études de mesures d'ondes *SKS* auxquelles s'ajoute l'étude faite uniquement à partir de stations permanentes (Barruol & Ismail, 2001) vont nous permettre la confrontation avec les résultats d'anisotropie azimutale obtenus lors de ce travail.

Les mesures d'ondes *SKS* de ces quatre études sont représentées dans la Figure 4.17. Il est important de noter que chaque direction est soit le résultat d'une mesure faite à partir d'un seul événement soit le résultat d'une moyenne de plusieurs mesures réalisées à la station.

- L'étude de Gao *et al.* (1997) fut effectuée en 1989/1990 à partir 17 stations temporaires installées dans une zone très concentrée du Kenya. L'intérêt portait sur l'anisotropie au niveau du rift Est-Africain. La majorité des directions rapides indiquent une orientation N/NE, à savoir subparallèle au rift. Elles sont donc orthogonales à la direction d'extension du rift, ce qui, d'après les auteurs, peut s'interpréter par de la convection petite échelle dans le manteau ou par des fissures magmatiques. Le flux de matière du manteau associé aux zones de rift donne une possible interprétation pour

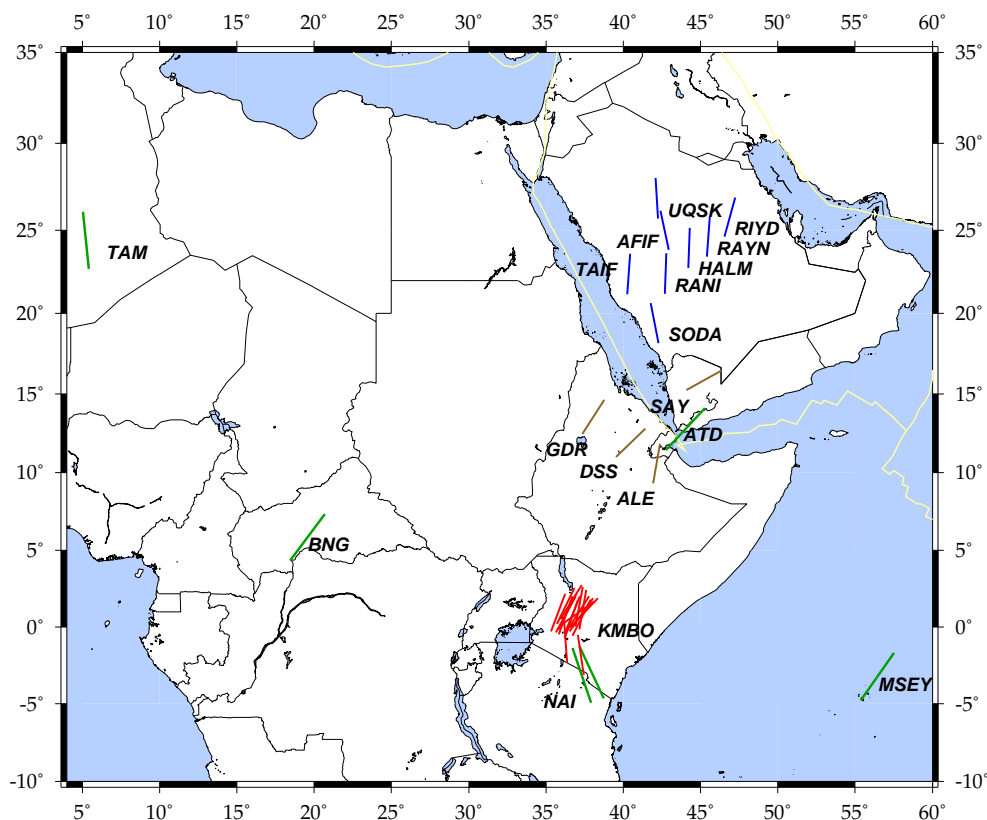


FIG. 4.17: Mesures moyennes d'ondes *SKS* représentées par les directions d'axe rapide ( $\phi$ ) pour l'étude de Gomez & Herquel (2002) (traits bruns), de Wolfe et al. (1999) (traits bleus), de Gao et al. (1997) (traits rouges) et de Barruol & Ismail (2001) (traits verts). Le paramètre  $\delta t$  n'est pas pris en considération sur cette illustration. Les coordonnées du point inférieur de chaque direction correspondent à celles de la station dont le nom est associé.

les directions d'axe rapide perpendiculaires à l'axe du rift. Si l'on regarde les directions d'anisotropie de la Figure 3.7 au niveau des coordonnées correspondantes aux mesures *SKS* (entre les latitudes  $-4^\circ$  et  $4^\circ$  et les longitudes  $32^\circ$  et  $38^\circ$ ), on trouve juste à l'Est du lac Victoria une direction N-S cohérente avec les résultats de Gao *et al.* (1997) excepté pour la période de 50s.

- Wolfe *et al.* (1999) se sont quant à eux concentrés sur l'Arabie Saoudite lors d'une expérience qui a eu lieu entre 1995 et 1997. RAYN est l'unique des 8 stations utilisées qui appartient au réseau permanent IRIS. Les auteurs de cette étude observent une tendance N-S des directions d'axe rapide dans la région. Nos résultats indiquent également une direction N-S bien marquée aux longues périodes (Fig.3.7) ainsi qu'aux grandes profondeurs (Fig.4.3) dans la partie Sud de l'Arabie Saoudite. Les stations utilisées lors de cette expérience PASSCAL font partie intégrante de ce travail. L'orientation de l'axe rapide de nos résultats d'anisotropie aux coordonnées de ces stations est légèrement déviée du Nord; elle adopte une tendance N/NE, ce qui reste néanmoins en accord avec les auteurs.

- L'étude faite par Gomez & Herquel (2002) à partir des données du réseau ins-

tallé en Corne de l'Afrique utilise les stations ALE, DSS, GDR et SAY pour le calcul des ondes *SKS*. Les résultats indiquent une orientation N/N-E en bonne corrélation avec les mesures faites par Barruol & Ismail (2001) à la station ATD (cf. ci-dessous). Il n'existe aucune similitude avec nos directions d'anisotropie sous les stations DSS et GDR. La correspondance est établie sous SAY et ALE pour les profondeurs comprises entre 80km et 180km.

- L'étude concernant les stations permanentes des réseaux GEOSCOPE et IRIS de (Barruol & Ismail, 2001) est indubitablement celle qui a traité le plus de données mais sur une zone plus éparse. Signalons que leurs résultats acquis à la station KMBO sont en réalité assez disparates et que seule la moyenne a été représentée sur la Figure 4.17. L'orientation est en total accord avec les résultats de la station voisine NAI, ce qui indique leur fiabilité. Il semble que la moyenne des valeurs de  $\phi$  enregistrées sous KMBO s'écarte de 20° à 40° des résultats obtenus dans la même région par Gao *et al.* (1997), néanmoins certains azimuts compris entre N10°E et N30°E apparaissent cohérents entre eux. Cette inclination est en accord avec nos résultats d'anisotropie. La station BNG présente un angle d'environ N40°E qui rappelle celui obtenu lors de la présente étude. Nous pouvons tirer la même conclusion à la station TAM. En revanche, la direction acquise à la station océanique MSEY affiche une orientation différente de celle qui détermine l'axe rapide dans nos modèles. Cette divergence a lieu à faible profondeur (Fig.4.3) et courtes périodes (Fig.3.7) alors que les directions sont en meilleur accord pour les couches plus profondes. Or, comme pour les auteurs cette station est la mieux contrainte, cela confirme bien ce que nous avançons dans la section 3.4: l'anisotropie ne semble pas très bien résolue dans l'océan Indien, près de la dorsale de Carlsberg probablement à cause d'une dominance de trajets Est-Ouest. La station ATD révèle une moyenne d'angles orientée N-E en total désaccord avec les directions d'anisotropie azimutale de nos modèles où nous notions un penchant Est-Ouest. Toutefois, sans se fier à la tendance moyenne, certaines mesures isolées rejoignent cette direction Est-Ouest. Cela témoigne de la difficulté d'identifier la direction de l'axe rapide dans cette région vraisemblablement perturbée par le point chaud de l'Afar.

- Une étude supplémentaire dont les résultats ne sont pas présentés dans la Figure 4.17 montre que la direction d'axe rapide sous la station FURI en Ethiopie est orientée selon le même azimut que sous la station ATD (Ayele *et al.*, 2001). FURI étant également située sur le rift Est-Africain, cela renforce l'idée déjà émise par Gao *et al.* (1997); le rift serait porteur d'une anisotropie avec polarisation des ondes *S* rapides qui lui serait parallèle. Ces directions pourraient, d'après les auteurs, être causées par le flux de matière dans le manteau (Nicolas *et al.*, 1994). Des cellules de convection à petite échelle ou alors l'alignement de poches de fusion partielle aplaties dans un plan vertical parallèle à l'axe du rift pourraient en être responsable. La direction rapide de l'anisotropie est ainsi parallèle à l'azimut des poches de fusion, c'est-à-dire parallèle à l'axe du rift.

### 4.6.2 Les ondes converties ou *receiver functions*

Dans la section précédente, nous avons vu que les ondes  $S$  pouvaient se convertir en ondes  $P$  lorsqu'elles franchissaient le noyau liquide. Lors de la traversée d'une discontinuité, les ondes  $P$  peuvent elles aussi se convertir en ondes  $S$  (Vinnik, 1977). Ces phases  $P_s$  arrivent aux discontinuités du manteau supérieur environ 40s (400km) et 65s (660km) après l'onde  $P$ . Elles s'obtiennent à partir d'une seule station en déconvoluant le signal enregistré sur une composante horizontale par le signal enregistré sur la composante verticale. Le signal résultant est appelé *fonction récepteur*. Le temps différentiel entre l'arrivée d'une phase  $P_s$  et celle d'une phase  $P$  permet de déterminer la profondeur des différents points de conversion. L'information supplémentaire concernant le contraste de vitesse à travers la discontinuité peut être obtenue par le rapport d'amplitude  $P_s/P$ . Nous pouvons ainsi définir l'épaisseur de la zone de transition. Nous avons vu l'importance qu'elle prenait pour déterminer si l'origine d'un panache était située à la base du manteau supérieur ou du manteau inférieur (section 1.2.3 et Fig.1.10).

A partir de telles mesures sous la station ATD, Chevrot *et al.* (1999) privilégient une origine du point chaud de l'Afar au niveau de la zone de transition. En effet, leurs temps d'arrivée différentiels sont proches de ceux prédits par le modèle global IASP91 (Kennett & Engdahl, 1991) pour les discontinuités de 410km et 660km. Ces valeurs similaires d'environ 24s impliquent une absence d'affinement de la zone de transition et rejettent l'idée d'une source à la limite noyau-manteau (CMB). Avec une approche quelque peu différente de Chevrot *et al.* (1999), Nyblade *et al.* (2000) estiment l'épaisseur de la zone de transition sous l'Afar à 244km. Celle-ci est concordante avec l'épaisseur moyenne globale estimée à 241km par Flanagan & Shearer (1998). Les auteurs écartent donc eux aussi l'évidence d'une anomalie thermique qui s'étendrait au-delà de la zone de transition.

Des résultats divergeants d'une épaisseur moyenne de la zone de transition sous l'Afar proviennent d'une étude effectuée sous les stations temporaires INSU de la Corne de l'Afrique (Sieminski & Lévêque, 2001). Malheureusement, le nombre de fonctions-récepteur étant trop faible pour les stations GDR et ALE, seules les données de la station SAY au Yémen offrent des résultats fiables. La zone de transition serait légèrement plus étroite que l'épaisseur moyenne globale, ce qui induirait une source provenant du manteau inférieur.

Ces mesures d'ondes converties sont toutes en accord avec les prédictions d'une anomalie s'étendant au moins jusqu'à la zone de transition. L'utilisation des ondes de surface ne nous permet pas d'avoir la résolution nécessaire pour franchir cette limite. Nous sommes donc dans l'incapacité de trancher entre les deux hypothèses d'origine. De plus, l'exploitation du seul mode fondamental restreint notre visibilité à une profondeur limite de 350-400km. Nonobstant, les vitesses lentes sous la région de l'Afar affichées dans les Figures 4.6 et 4.7 semblent être cohérentes avec les résultats de fonctions-récepteur.

## 4.7 Interprétation géodynamique

Au cours du premier chapitre, nous avons pris connaissance du nombre considérable d'interrogations soulevées par le phénomène "point chaud". Sa compréhension reste depuis longtemps sujet à controverse. A l'aide de domaines variés des sciences de la Terre, les scientifiques tentent de répondre à la grande question: "A quelle profondeur prennent-ils leur source"? Proviennent-ils de la frontière noyau-manteau (CMB), de la zone de transition ou alors sont-ils l'objet de convection secondaire de petite échelle au niveau de la lithosphère? Il est évident qu'à partir de nos modèles, il nous est impossible d'écarter ou de confirmer l'idée d'une source à la CMB. Seules les ondes de volume ont le pouvoir d'atteindre cette profondeur. D'autre part, le mode fondamental ne nous donne pas accès à la zone de transition. Le but de ce travail n'aura donc pas la prétention d'apporter une réponse claire à ces questions, mais plutôt quelques éléments de réponse dont nous allons discuter ci-après.

### 4.7.1 L'Ouest de l'Afrique: Résultat d'une edge-driven convection?

Les résultats de nos modèles affichent une résolution limitée aux 300 voire 350 premiers kilomètres de la Terre. Puisque cela comprend l'épaisseur de la lithosphère, nous sommes en mesure de répondre à l'hypothétique origine des points chauds par convection secondaire de petite échelle. En essayant de satisfaire à cette attente, nous espérons par la même occasion répondre à la question à propos d'une éventuelle alimentation des points chauds d'Afrique Centrale par le panache mantellique de l'Afar. Il est vrai que cette région abrite un nombre important de points chauds qui peut nous laisser imaginer une telle hypothèse.

En ce qui concerne le point chaud de l'Afar, son origine profonde n'est pas mise en doute. En effet, tous les profils (Fig.4.6 et 4.7) passant à travers ses coordonnées indiquent une signature négative de perturbations de vitesses visible jusqu'à 350km alors que la signature détectée sur les autres points chauds (Tibesti, Darfur, etc.) semble plus superficielle. Au moyen des deux coupes de la Figure 4.6, aucun lien direct entre le point chaud de l'Afar et ses voisins ne semble évident au-dessus de cette limite. Seule une alimentation de la ride d'Aden dans les 150 premiers kilomètres ainsi que de la mer Rouge dans le profil vertical N-S se laisse imaginer. Il n'est pas impossible que l'alimentation se fasse à des profondeurs supérieures à 300km, à savoir au moins depuis la zone de transition. Or, les directions d'axe rapide d'anisotropie azimutale présentées en Figure 4.3 sont orientées Est-Ouest à partir du point chaud seulement jusqu'à une profondeur de 140km. Ceci ne rejoint donc pas l'argumentation en faveur d'un écoulement de matière vers l'Ouest en profondeur.

Au regard des profils des Figures 4.6 et 4.7, nous constatons une structure plus hétérogène selon l'orientation Est-Ouest que dans les directions Nord-Sud. Cette alternance de zones d'anomalie de vitesses positives et négatives soulève l'idée d'une possibilité de convection secondaire à petite échelle qui engendrerait les points chauds autres que celui de l'Afar. Nous aurions ainsi une succession de rouleaux de convec-

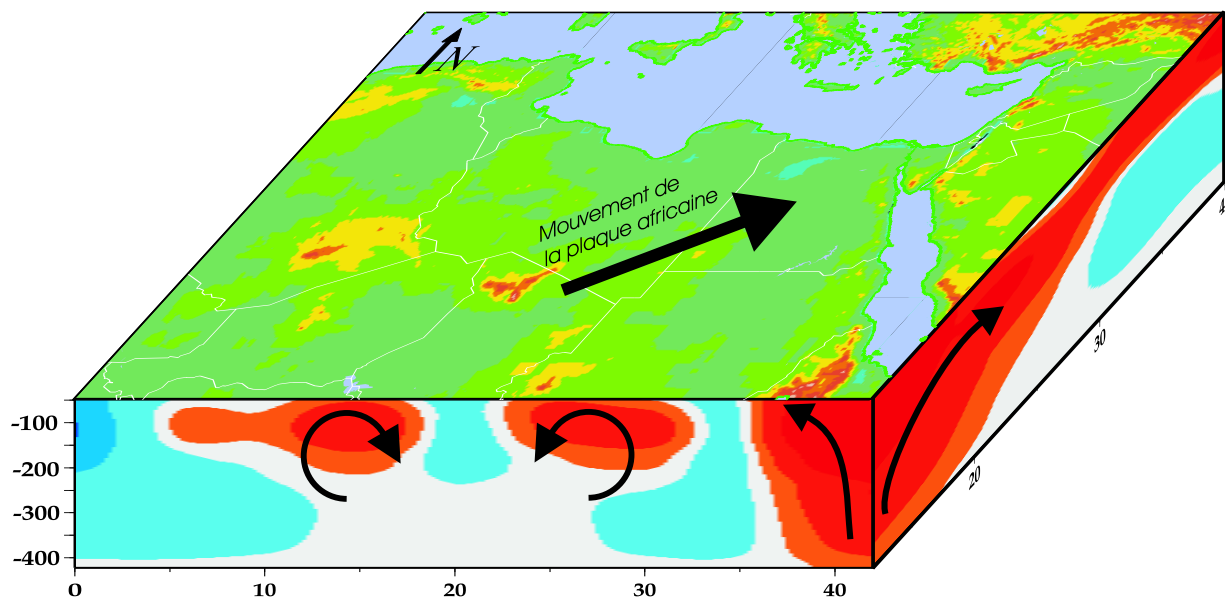


FIG. 4.18: Schéma résumant l'interprétation géodynamique du Nord de l'Afrique entre 0 et 42°E et 12°N et 40°N pour les profondeurs comprises entre 50km et 422km. Les coupes indiquent les zones de vitesses lentes (rouge) et rapides (bleu). Les flèches noires représentent le mouvement de matière remontant le panache de l'Afar, situé dans le coin en bas à droite. Ce courant alimente la mer Rouge et une partie de l'Arabie Saoudite. Nous notons la différence d'hétérogénéités entre une coupe Est-Ouest et une coupe Nord-Sud. Deux cellules de convection secondaires sont représentées sous le Centre de l'Afrique et engendreraient ainsi les points chauds d'Afrique Centrale. Elles seraient induites par les différences de température causées par une topographie contrastée de la base de la lithosphère. Le craton Ouest-Africain se laisse deviner sur la partie gauche (près de 0°E) de la coupe en profondeur. Le mouvement de la plaque Africaine est indiquée par la flèche noire orientée en direction du NE. La carte du dessus illustrant la géographie de la région contient la topographie dont l'échelle est identique à celle de la Fig.1.1.

tion alignés selon une direction N-S qui rappelle celle du mouvement de la plaque africaine. Ce genre de mouvement de convection est communément appelé en anglais *edge-driven convection*. Elle consiste en un courant descendant de matière en bordure des cratons avec une remontée environ 500km à 1000km plus loin. Ce sont les fortes variations d'épaisseurs de la lithosphère, de conductivité, de radioactivité et de viscosité qui causent un gradient latéral de température qui lui-même induit des cellules de convection à petite échelle dans le manteau supérieur. Afin de résumer de façon plus explicite la situation géodynamique du Nord de l'Afrique, un schéma est présenté dans la Figure 4.18.

Anderson (2001) est un fervent partisan de ce genre de dynamique. Il va jusqu'à émettre qu'il n'existe pas de zone active de remontée de matière chaude. Pour lui, les endroits indiquant une température plus élevée que la moyenne ne sont en réalité que des zones non refroidies par de la subduction. Ces régions seraient ainsi une réponse passive à l'activité des courants descendants de matière dans le manteau. C'est grâce à ce mécanisme qu'il explique le bombement allongé d'environ 1500km de long et 500km-1000km de large que forment les îles Bermudes entre l'Amérique du Nord et la dorsale

de l'Atlantique Nord.

C'est également à travers ce phénomène convectif que King & Anderson (1995) expliquent l'existence des larges épanchements de lave (CFBs pour *Continental flood basalts* ou LIPs pour *Large igneous provinces* en anglais) tels que les Trapps du Deccan ou de Sibérie, alors que la littérature a plutôt tendance à les relier à la présence de panaches mantelliques. Un des arguments généralement avancé pour se convaincre du lien entre les CFBs et les panaches mantelliques est la chaîne de volcans qu'ils laissent sur la surface terrestre lors du mouvement des plaques. Mais comme le spécifient King & Anderson (1995), les épanchements de lave du Karoo (Afrique du Sud), de Sibérie ou d'Éthiopie par exemple ne sont pas caractérisés par cette signature géologique. En ce qui concerne l'Éthiopie, cette remarque n'est toutefois pas étonnante puisque ce sont les plus jeunes Trapps existants à la surface terrestre. Étant donné le mouvement relativement lent de la plaque africaine, les circonstances rendent la mise en place de chaîne volcanique plutôt difficile. À l'opposé, certaines chaînes de volcans comme celle du Cameroun, des îles de la Ligne ou Hawaii, ne sont pas associées à des LIPs. Ils constatent, en revanche, une forte corrélation entre les LIPs et leur proximité à des cratons ou à une zone ancienne de déformation qui impliqueraient respectivement des zones de fracture ou de suture. Ce serait ces frontières abruptes entre des lithosphères d'âges et d'épaisseurs différents qui induiraient une variation de flux de chaleur causant une convection secondaire de petite échelle avec un courant se déplaçant de sous les cratons en direction de la lithosphère plus fine. Ils démontrent par ailleurs que ce phénomène est capable de faire circuler suffisamment de matière en fusion pour générer les énormes quantités de magma dans les régions de ce type. Ils expliquent également la composition géochimique enrichie en éléments rares que requièrent les panaches (ou autrement dit composition de *manteau primitif*) par le fait que ces régions sont souvent le lieu d'anciennes subductions; les premières couches du manteau possèderaient déjà un magma enrichi. Des études ont montré l'important rôle de cette convection à petite échelle dans les régions possédant un rift (Keen, 1985; Buck, 1986) ou étant le lieu d'une ouverture d'un futur océan. La convection à petite échelle nécessite un manteau supérieur très hétérogène avec des changements de structures abruptes. Ces derniers se situent le plus souvent proches des zones de fractures ou de sutures.

À partir de simulations numériques et de résultats tomographiques, King & Ritsema (2000) suggèrent que les points chauds intraplaques d'Afrique et d'Amérique du Sud sont la manifestation en surface de courants induits par *edge-driven convection* et non la manifestation des panaches mantelliques. Leur position à proximité des rifts et des cratons de l'Afrique est un argument favorable. En outre, il se trouve que l'histoire géologique de l'Afrique vient appuyer cette hypothèse. En effet, il a été dit que pour avoir de la convection secondaire, d'importantes hétérogénéités lithosphériques étaient nécessaires et que ces dernières étaient généralement causées par des zones de fracture ou de suture. Il se trouve qu'au Protérozoïque supérieur (550-900Ma), l'Afrique a connu un épisode thermo-tectonique que l'on appelle *orogénèse Pan-Africaine*. Il s'agit de la collision entre les parties Ouest et Est du Gondwana. La ceinture orogénique qui en résulte est la ceinture du Mozambique qui s'étend du craton Arabo-Nubien au Nord et jusqu'à



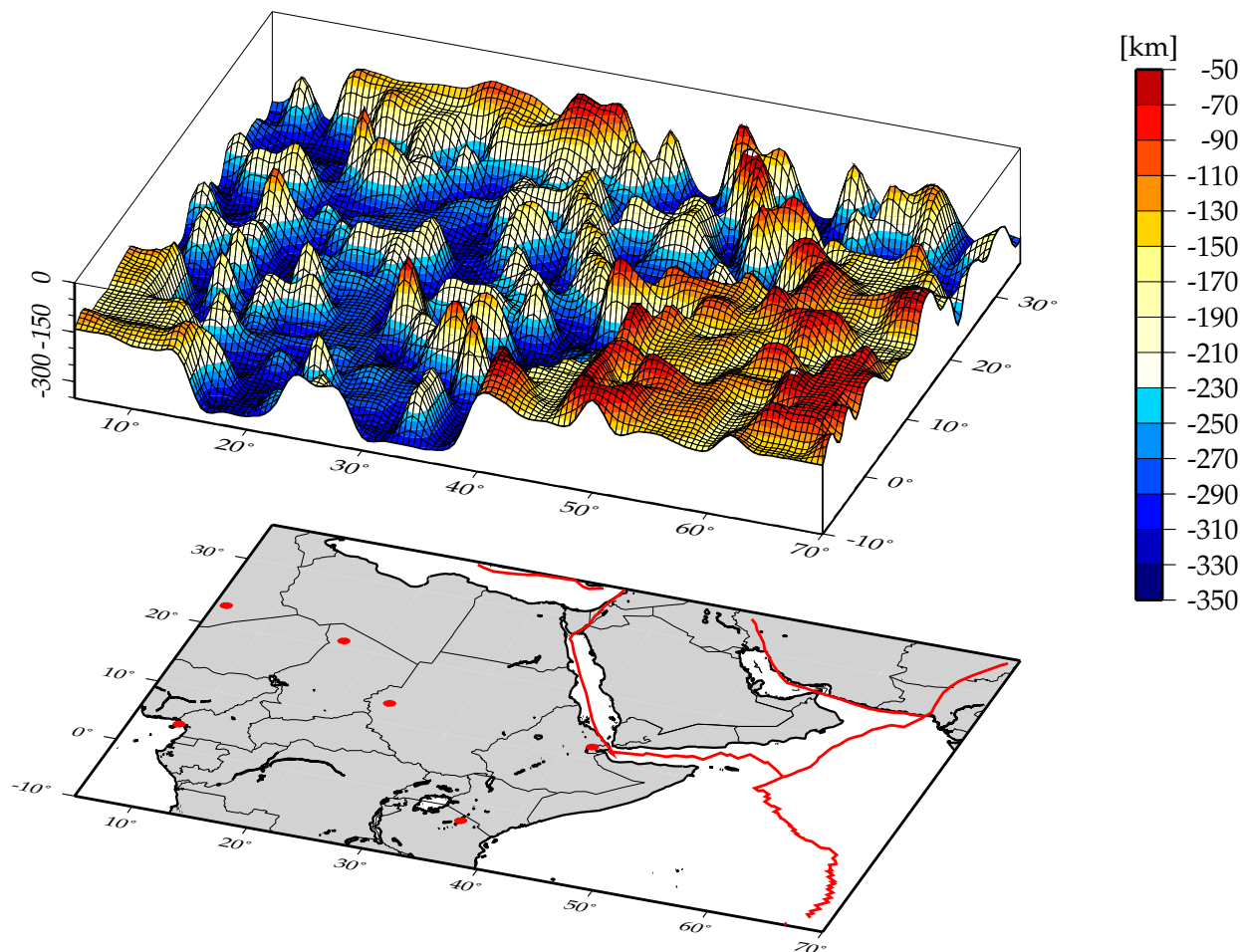


FIG. 4.19: Base de la lithosphère sous la Corne de l'Afrique. Le code de couleur indique l'épaisseur approximative de la lithosphère en km. Sur la Figure du bas sont représentés en rouge les points chauds et les frontières de plaque.

l'Est de l'Antarctique au Sud, en passant par le Kenya et la Tanzanie. Cette orogénèse fut initiatrice de la mise en place d'ophiolites le long de la zone de suture.

La Figure 4.19 représente une approximation de l'épaisseur de la lithosphère sous la région de la Corne de l'Afrique. Elle a été obtenue à partir des perturbations du paramètre  $L$  duquel dérive les perturbations de vitesses d'ondes  $S_V$ . Un exemple est illustré en Figure 4.20. Les zéros d'une dérivée seconde d'une fonction localisent les points d'inflexion de la fonction, alors que la dérivée première détermine les extrema. En partant du principe que la frontière lithosphère/asténosphère est le lieu de fortes variations de vitesses, le point d'inflexion sur la pente négative de la perturbation de  $L$  peut nous permettre de retrouver la base de la lithosphère. Comme il n'est pas rare d'avoir plusieurs points d'inflexion sur un même profil, la valeur correspondante à la base de la lithosphère est fixée par un *a priori*. En effet, l'épaisseur de la lithosphère est contrainte par la structure des continents et des océans. Signalons par ailleurs que la détermination de la profondeur correspond obligatoirement à l'une des profondeurs pour lesquelles le paramètre  $L$  a été inversé. C'est pour cette raison que sur la Figure

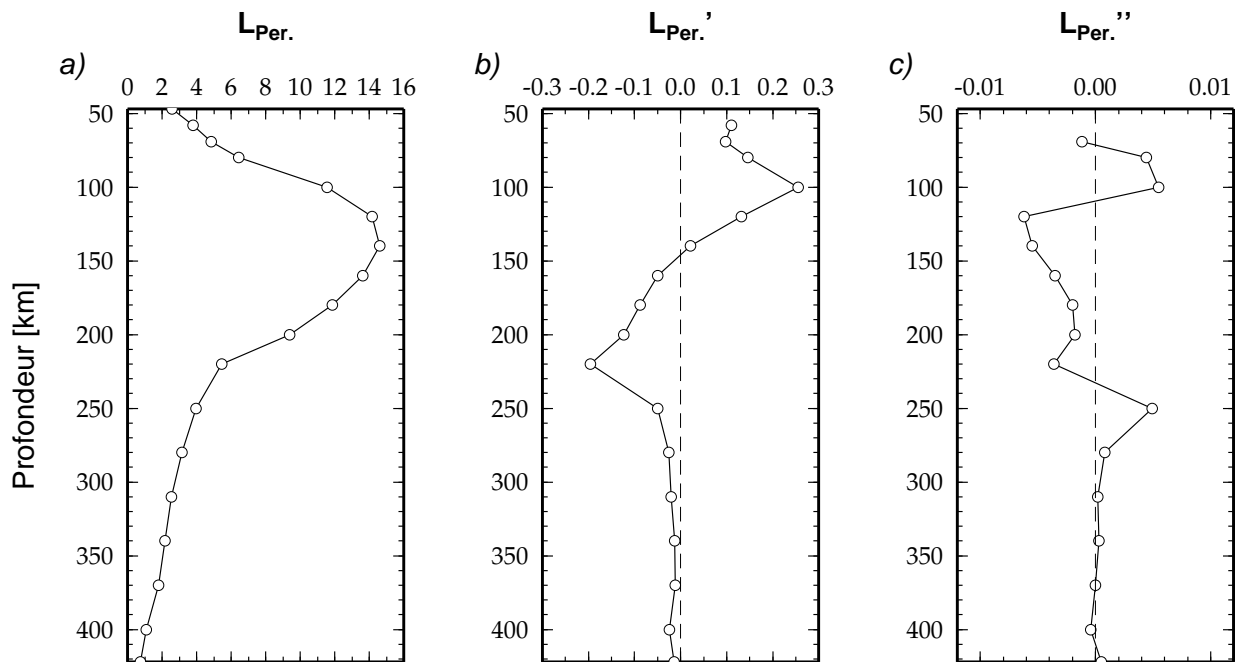


FIG. 4.20: (a) Représentation de la perturbation du paramètre  $L$  (à partir duquel sont obtenues les vitesses d'ondes  $S_V$ ) en fonction de la profondeur. (b) Dérivée première de  $L$  perturbé. (c) Dérivée seconde de  $L$  perturbé. Les cercles blancs échantillonnent les profondeurs pour lesquelles nous avons effectué l'inversion. Dans ce cas précis, l'épaisseur de la lithosphère correspond au point obtenu à 310km de profondeur.

4.20, le zéro correspondant à 230km de profondeur n'est pas sélectionné. Nous insistons donc sur le fait que ce résultat reste très approximatif. Il est probable que les pics isolés que l'on observe sur la Figure 4.19 ne soient que des artefacts. La différence de topographie entre le continent et l'océan se laisse toutefois correctement entrevoir.

Nous pouvons constater une épaisseur très hétérogène avec des variations parfois abruptes. Cette distribution reflète bien les conditions nécessaires pour une circulation secondaire à petite échelle. Ce résultat topographique, la signature superficielle des points chauds d'Afrique Centrale et cette succession d'anomalies lentes et rapides dans la direction Est-Ouest sont autant d'éléments qui convergent vers l'idée d'une convection secondaire de petite échelle.

## 4.7.2 Arguments pétrographiques et géochimiques

Nous venons de voir qu'une alimentation par lien direct des points chauds d'Afrique Centrale par le panache de l'Afar ne nous semble pas très concluante. Un lien indirect par initiation de convection secondaire apparaît plus probable. Nous allons donc voir à présent si les arguments pétrographiques et géochimiques sont en faveur d'une telle interprétation. Comme cela fut évoqué dans le premier chapitre, l'Afar est une région qui a subi de nombreuses et d'importantes éruptions volcaniques depuis l'ère Tertiaire. Une intense activité a dominé l'époque de l'Oligocène, ce qui impliqua la formation des énormes épanchements de lave que l'on retrouve aujourd'hui sur les plateaux envi-

ronnants. Rappelons que les roches basaltiques sont émises soit par des centres effusifs ponctuels, tels que les points chauds soit par de profondes fissures intracontinentales ou intra-océaniques, telles les dorsales. Ces basaltes peuvent être de deux types:

- **Basaltes tholéitiques** avec une teneur en silice abondante.
- **Basaltes alcalins** très pauvres en silice, mais très riches en olivine et feldspathoïdes.

Il est proposé que des émissions de type tholéitiques ont accompagné les débuts du développement des bordures de l'Afar et qu'un second épisode avec des basaltes plus alcalins soit intervenu au Pliocène dans le secteur Nord de la vallée du rift East-Africain (Mohr, 1983).

La confrontation de ces informations avec celles que nous livrent les roches localisées au voisinage des autres points chauds d'Afrique Centrale peut nous permettre de statuer sur l'éventuelle source de magma commune qui proviendrait du panache de l'Afar. Tous les points chauds ont effectivement eu une activité volcanique du même type et datant de la même période Oligocène. De plus, ils présentent un certain nombre de caractéristiques structurales communes telles qu'un amincissement de la croûte ou un bombement topographique de même échelle et de même morphologie attribuée à une remontée de magma. Leurs signatures d'anomalie négative de gravité sont également très semblables (Brown & Girdler, 1980).

Deux associations volcaniques de base (alcalins et tholéitiques) ont par exemple été décelées au point chaud du Cameroun comme à celui du Tibesti (Gèze, 1943). Par ailleurs, l'association tholéitique est caractérisée par une tendance en potassium que l'on retrouve également au Cameroun. Les roches rhyolitiques présentes dans les montagnes du Tibesti sont pour leur part en accord avec l'important événement rhyolitique survenu au Miocène dans le rift Est-Africain (Gaulier & Huchon, 1991). Ces similarités peuvent mettre ces différents points chauds en relation. A contrario, la composition isotopique des roches fournit des informations allant dans le sens opposé. C'est ainsi que George *et al.* (1998) et Rogers *et al.* (2000) proposent deux panaches distincts sous le rift Est-Africain; l'un se situerait sous l'Afar et l'autre sous le Kenya. Rogers *et al.* (2000) trouvent une composition très proche de celle des basaltes océaniques (OIB) pour le panache de l'Afar alors qu'une telle signature semble absente sous le rift du Kenya. Les basaltes du Kenya indiquent un rapport isotopique  $^{143}\text{Nd}/^{144}\text{Nd}$  faible en comparaison à ceux de l'Afar, qui d'après ces éléments géochimiques seraient supposés dériver du manteau inférieur. Pour cette raison, les auteurs suggèrent l'existence d'un panache sous le Kenya plus lointaine que celui de l'Afar et que contrairement à l'origine profonde de ce dernier, la source serait plus superficielle dans le cas du Kenya.

Les partisans des points chauds indépendants ne constatent aucune connexion entre le point chaud du Darfur, du Tibesti, du Cameroun et le volcanisme de l'Afar. La haute teneur en *He* du panache de l'Afar n'est pas retrouvée dans le Darfur. Par conséquent, Franz *et al.* (1999) proposent une source de remontée de magma sous le Darfur indépendante de celle de l'Afar mais qui n'en est pas très éloignée. Egalement pour des critères isotopiques des éléments *Sr*, *Nd* and *Pb*, Ait Hamou (2000) rejète l'idée d'une connexion

entre le point chaud de l'Hoggar et celui de l'Afar. Lesquer & Vasseur (1992) proposent à partir de mesures de flux de chaleur un manteau sous le Hoggar intermédiaire entre un manteau de zone cratonique et celui d'une zone active. Ait Hamou & Dautria (1997) suggèrent que le Hoggar ne peut être considéré comme un point chaud continental actuel et que son activité date uniquement du Cénozoïque. Ils vont jusqu'à dire qu'il se situerait aujourd'hui à 400km au Sud-Ouest de Tamanrasset.

Parmi tous les points chauds d'Afrique Centrale, celui de l'Afar est le seul à indiquer un rapport isotopique élevé de  $^3\text{He}/^4\text{He}$ , indicateur d'une origine profonde. Les éléments géochimiques ne semblent pas en faveur d'une connexion de matière d'origine profonde entre l'Afar et ses points chauds environnants. Cela vient appuyer nos résultats évoqués précédemment.

### 4.7.3 Un lien avec l'histoire?

L'Afar est une des régions géodynamiquement les plus jeunes et les plus complexes de la planète. C'est la scène de nombreux phénomènes géologiques s'y déroulant depuis environ 30Ma. Le point triple qu'elle représente n'est pas un cas classique; les trois rifts ne sont pas du même âge et ne se propagent pas tous de façon divergente comme le prédirait la théorie des points chauds. En effet, la ride de la mer Rouge et celle du Golfe d'Aden évoluent de manière convergente en direction de l'Afar. La différence entre ces trois rifts fait qu'ils possèdent chacun une histoire qui leur est propre. A l'aide d'anomalies magnétiques de type océanique, Courtillot *et al.* (1987) proposent une extension continentale de la région de l'Afar en deux étapes. La Figure 4.21 explique de façon très schématique la théorie des auteurs. Nous allons voir comment nous pouvons la relier avec nos résultats tomographiques de perturbations de vitesses d'ondes  $S_V$ .

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, l'histoire débute dans la région à partir de 30Ma avec l'arrivée du panache à la surface, responsable des énormes épanchements de lave présents au Yémen, Ethiopie et Somalie. Dans l'optique d'un processus de rift actif, cela crée un soulèvement de la lithosphère qui engendre des fractures. Coleman (1993) désapprouve cette interprétation et opte plutôt pour un processus passif, car pour lui, aucun bombement ne fut manifeste avant l'activité volcanique. Comme l'expliquent Courtillot (1982) et Courtillot & Vink (1983), les failles qui se propagent en milieu continental profitent des zones de faiblesse déjà existantes dans la lithosphère. C'est ainsi qu'au niveau de 15°N une partie du rift de la mer Rouge se propage vers le Nord en direction du Golfe de Suez et l'autre partie en direction du Sud vers l'Afar. Le rift Est-Africain partant de l'Afar en direction du Kenya se met également en place. Entre 30Ma et 20Ma, la plaque Arabo-Somalienne entame donc sa séparation d'avec la Nubie. Entre 20Ma et aujourd'hui, un troisième rift commence sa progression vers l'Ouest au rythme de 3cm/an à partir de 45°E. Cochran (1981) suggère que ce rift résulte d'une réactivation du mouvement de l'Inde vers le Nord. En effet, suite à la collision de l'Inde avec l'Eurasie (Tapponnier & Armijo, 1985) au début de l'Oligocène, l'Arabie s'est retrouvée soudée à l'Inde au travers de la zone de fracture d'Owen. Afin de permettre le mouvement de l'Inde vers le Nord, la ride du Golfe d'Aden s'est ouverte profitant d'une

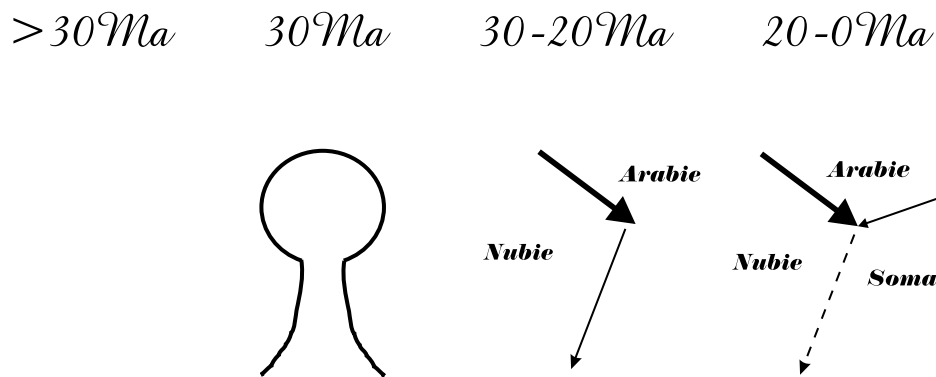


FIG. 4.21: Schéma relatant l'histoire en deux étapes de la Corne de l'Afrique selon Courtillot et al. (1987). Rien ne se passe avant 30Ma, le panache mantellique arrive à la surface causant d'énormes épanchements de lave vers 30Ma. Entre 30Ma et 20Ma, l'ouverture Nord-Sud de la mer Rouge (flèche en trait gras) et du rift Est-Africain (flèche en trait fin) sépare la plaque Arabie de la Nubie. Depuis 20Ma jusqu'à aujourd'hui, la propagation de la ride de la mer Rouge se poursuit toujours alors que celle du rift Est-Africain (flèche en trait tireté) est sur le point d'avorter. Un troisième rift est venu s'engouffrer dans la région en provenance de l'Ouest (flèche en trait fin): la dorsale du Golfe d'Aden.

zone de faiblesse causée par le point chaud de l'Afar. Elle s'est propagée *en échelon* et reste encore aujourd'hui très active alors que le rift Est-Africain semble en phase d'avortement. L'écartement d'environ 200km pour le premier et seulement d'une dizaine de kilomètres pour le second atteste de cette différence de dynamisme. Pour Courtillot *et al.* (1987), le rift Est-Africain s'étouffe et est destiné à disparaître. Au contraire, les rides de la mer Rouge et du Golfe d'Aden vont se rejoindre afin de former un nouvel océan dans la région. A noter que seule la mer Rouge est restée active durant les deux phases d'extension, ce qui amène les auteurs à qualifier la Corne de l'Afrique de système à deux plaques et non de réel point triple.

Cette évolution cinématique en deux temps de la Corne de l'Afrique peut être mise en relation avec les résultats tomographiques que nous venons d'obtenir grâce aux perturbations de vitesses d'ondes  $S_V$ . Certes, la tomographie nous livre des images indépendantes du temps, néanmoins il est difficile de ne pas constater le "fantôme" de l'histoire de la région sur les cartes présentées en Figure 4.2.

Effectivement, seul le rift de la mer Rouge est souligné par une anomalie lente à tous les niveaux de profondeur. La ride d'Aden ressort très bien par son contraste négatif jusqu'à 150km. A partir de ce stade, nous observons le rift éthiopien jusqu'à 250km de profondeur environ. On pourrait présumer que parce que la ride d'Aden est d'âge récent, nous ne la voyons qu'à faible profondeur tandis que la mer Rouge et le rift Est-Africain de par leur ancienneté et la zone de fracture qui les a fortement affecté serait visible à plus grande profondeur. En effet, il est possible que la scission qui a touché l'Arabie et la Nubie fut si intense que la fusion engendrée ait été suffisamment importante pour ne pas refroidir complètement la structure sous le rift.

# Conclusion et Perspectives

Ce travail de thèse entre dans le cadre du programme “Intérieur de la Terre” du projet “Corne de l’Afrique” mené par l’INSU afin d’étudier les interactions entre les profondeurs et la surface de la Terre. L’objectif était de progresser dans la compréhension de ces interactions à travers l’étude d’un point chaud: le point chaud de l’Afar, situé à l’intersection de trois frontières de plaques (Arabie, Nubie, Somalie).

Nous avons pu constater à travers le premier chapitre une région de la Corne de l’Afrique très jeune et en plein essor géodynamique. Elle abrite un réseau de failles particulièrement complexe et regroupe de nombreuses caractéristiques géologiques, telles que les Trapps, les rifts ou les points chauds. Son devenir est destiné à la création d’un nouvel océan dans les cinq prochains millions d’années. L’intérêt est donc de première importance notamment avec la présence du point chaud de l’Afar. Ce dernier suscite en effet une multitude de questions concernant son origine en profondeur et son comportement sous la lithosphère.

Dans un domaine purement sismologique, cinq stations large-bandes ont été installées au Yémen et en Ethiopie afin d’encercler le point chaud et ainsi obtenir des données venant compléter celles des réseaux permanents. Une tomographie d’ondes de surface a pu être effectuée. Dans cette optique, environ 41 505 sismogrammes ont été visualisés un par un afin de sélectionner les meilleures traces et de calculer leur vitesse de phase. L’étape du calcul de courbes de dispersion est primordiale pour le bon déroulement de la procédure tomographique. Pour ce faire, l’algorithme des “*montagnes russes*” ou “*roller-coaster*” (en anglais) développé par ?) a été employé. Cette méthode d’inversion permet de calculer la vitesse de phase moyenne le long de chaque trajet épiceutre-station non seulement pour le mode fondamental des ondes de Rayleigh et de Love mais également pour les six premiers modes harmoniques. Cette nouvelle approche permet de prendre en compte la forte non-linéarité du problème en explorant l’espace des modèles à grande échelle avant d’optimiser localement la solution à partir d’une inversion de type moindres-carrés (Tarantola & Valette, 1982). Elle possède l’avantage d’être peu dépendante du modèle de référence. Néanmoins, elle ne prend pas en considération les écarts d’amplitude et fait confiance à la localisation des séismes ainsi qu’au tenseur des moments. Le calcul des sismogrammes synthétiques est réalisé dans un modèle de Terre latéralement homogène et par sommation de modes propres calculés à partir de la théorie des perturbations au premier ordre.

Or, Clévéde *et al.* (2000) ont montré à partir de tests synthétiques que le formalisme asymptotique d’ordre 0 (équivalent à l’approximation du grand-cercle dans le domaine des ondes de surface) induisait du bruit sur le modèle en sortie qui était du même ordre que les contraintes fixées *a priori*. Un calcul des sismogrammes synthétiques dans

une Terre plus réaliste (Lognonné & Clévéde, 2001) pourraient éviter certaines approximations dans le problème direct pouvant être source d'erreurs dans le calcul de la vitesse de phase. De plus, nous pourrions ainsi nous affranchir des effets indésirables des parties superficielles effectuées à partir du modèle 3SMAC (Ricard *et al.*, 1996) avant régionalisation. Malheureusement, le temps de calcul reste de nos jours encore un peu trop lourd pour adopter cette méthode lorsque de nombreux sismogrammes sont mis en jeu. Le travail de Capdeville (2000) et sa méthode couplée éléments spectraux-solution modale pour la propagation d'ondes est une approche qui devrait également trouver à l'avenir davantage d'applications pour remédier aux simplifications du problème direct.

La vitesse de phase moyenne acquise le long de chaque trajet, l'étape suivante est de cartographier pour chaque période la vitesse de phase locale de la région couverte par les rais. Nous obtenons ainsi un modèle 2D des hétérogénéités de vitesses par rapport à un modèle de référence ainsi que les directions d'axe rapide d'anisotropie. Seule l'influence des termes en  $2\psi$  pour les ondes de Rayleigh et ceux en  $4\psi$  pour les ondes de Love ont été pris en considération. Il serait peut-être plus rigoureux d'inclure les deux termes pour chaque type d'ondes. Nous notons un bon accord des résultats avec les structures géologiques de la région. Les points chauds d'Afrique du Nord apparaissent en majorité à la frontière de contrastes positifs et négatifs. L'anomalie négative la plus forte est attribuée au point chaud de l'Afar. Elle est visible à toutes les périodes comprises entre 50s et 200s pour les ondes de Rayleigh et jusqu'à 150s pour les ondes de Love. La fiabilité de l'amplitude des hétérogénéités est assurée par une comparaison avec un calcul interstation. Quant à l'anisotropie, nous constatons que ses directions semblent très affectées par le point chaud à l'approche des courtes périodes. Il en est de même pour les faibles profondeurs lors de la seconde étape de la procédure tomographique.

La structure 3D est obtenue à partir de l'inversion en profondeur des termes isotropes et anisotropes acquis lors de la régionalisation. Les perturbations radiales des paramètres élastiques sont récoltées en sortie. Au regard des résultats de perturbations de vitesses d'ondes  $S_V$ , le point chaud est la signature qui persiste de façon très marquée jusqu'aux grandes profondeurs. Il en est de même pour le point chaud Victoria au Kenya. L'idée de deux points chauds le long du rift éthiopien est donc appuyée par cette étude. La ride du Golfe d'Aden est très bien dessinée jusqu'à 150km, tout comme la mer Rouge. Cette dernière et le rift Est-Africain semblent très affectés par des vitesses lentes jusqu'aux grandes profondeurs. Cette caractéristique est plutôt frappante puisqu'elle nous conduit à établir un hypothétique lien avec l'histoire cinématique de la région en deux étapes avancée par Courtillot *et al.* (1987).

Les coupes verticales réalisées à travers la Corne de l'Afrique suggèrent une signature du point chaud visible au minimum jusqu'à 350km avec une probable alimentation de la ride du Golfe d'Aden jusqu'à 150km de profondeur. La mer Rouge et une partie de l'Arabie Saoudite semblent également nourries par ce même panache. Les points chauds d'Afrique du Nord apparaissent avec une racine relativement superficielle et sans réelle connexion entre eux. La résolution dont nous disposons est encore trop faible

pour imager avec suffisamment de précision le conduit des panaches. Par conséquent, le rift Est-Africain visible jusqu'à d'importantes profondeurs est susceptible d'illustrer en réalité la signature de deux panaches (Afar et Victoria) assez proches l'un de l'autre pour ne pas être différenciés par nos modèles. Cela rejoint donc ce que nous évoquions précédemment.

Les cratons du Nord de l'Afrique se laissent également bien repérer jusqu'à 250km environ, limite que Ritsema & van Heijst (2000a) retrouvent à l'identique. Cette structure hétérogène de cette partie de l'Afrique est favorable à la génération de convection secondaire déjà émise par King & Ritsema (2000). C'est par ce phénomène que l'on attribuerait la signature relativement superficielle des points chauds d'Afrique du Nord en comparaison à celui de l'Afar. D'autre part, la structure d'orientation Est-Ouest plus hétérogène sous forme d'alternance entre anomalie lente et anomalie rapide semble aller dans la même direction.

Les résultats de perturbations de vitesses sont globalement en concordance avec les résultats d'anisotropie. De par l'inversion simultanée des ondes de Rayleigh et de Love, l'inversion en profondeur nous permet de retrouver non seulement l'anisotropie azimutale mais également l'anisotropie radiale. A côté des perturbations de vitesses, nous avons vu qu'il fallait considérer les résultats d'anisotropie avec davantage de précaution. Les localisations des anomalies ou les directions d'axe rapide paraissent bien résolues, toutefois il semble qu'il faille adopter un oeil plus critique en ce qui concerne les amplitudes. Celles-ci dépendent effectivement beaucoup des erreurs *a priori* sur les paramètres et du modèle de départ. Nous constatons que nos modèles d'anisotropie radiale et azimutale possèdent de très fortes amplitudes. Les tests synthétiques ont pourtant montré que ces dernières pouvaient être sous-estimées. L'anisotropie radiale a été obtenue à partir d'une résolution inhomogène entre les ondes de Rayleigh et celles de Love. Ceci est dû en grande partie au nombre nettement plus important de trajets d'ondes de Rayleigh (1764) en comparaison aux trajets d'ondes de Love (744). En effectuant la procédure complète pour une distribution égale de 430 trajets d'onde de Rayleigh et d'ondes de Love, nous notons que nos résultats d'anisotropie radiale souffrent de cette inhomogénéité.

En ce qui concerne l'anisotropie azimutale, les directions d'axe rapide ont été confrontées à des études d'ondes *SKS* réalisées dans la région. Il en résulte une bonne corrélation et conforte donc la confiance que nous pouvons avoir à leur sujet. Nous avons vu que la distribution des axes rapides d'anisotropie étaient très perturbée par la présence du point chaud. Les interprétations que nous avons tirées à partir de l'anisotropie azimutale sur les courants de circulation de la matière partent de l'hypothèse que l'orientation préférentielle des minéraux (tels que l'olivine) s'aligne avec l'écoulement. Or, Kaminski & Ribe (2002) ont montré que cela dépendait du paramètre  $\Pi(x)$  sans dimension appelé *grain orientation lag* en anglais. Le calcul de ce paramètre est donc à envisager puisque sa valeur est déterminante pour l'interprétation des résultats.

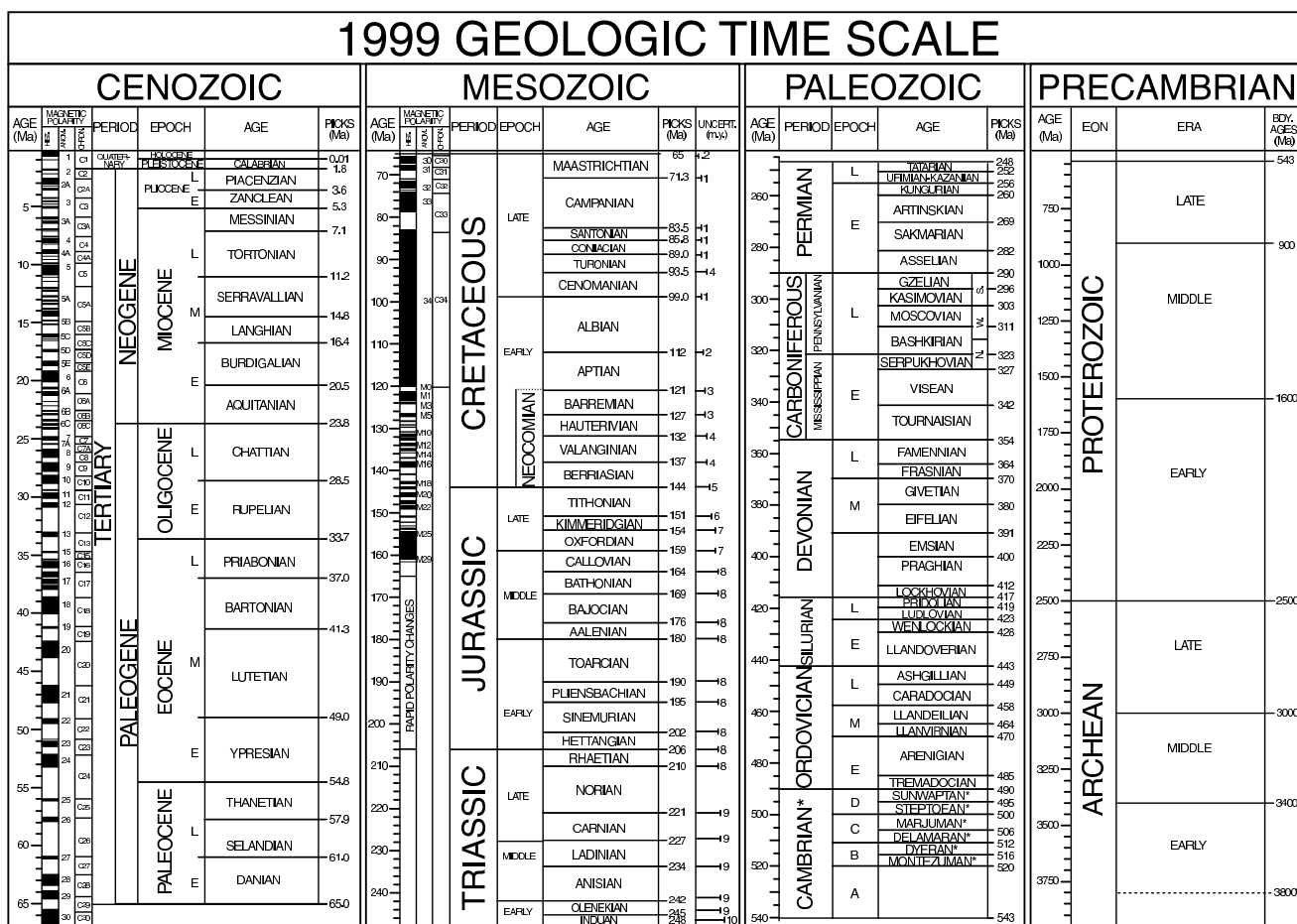
Les résultats obtenus au cours de cette étude tomographique ont été réalisés à partir du seul mode fondamental des ondes de Rayleigh et de Love. Ceci limite le pouvoir de résolution à environ 400km de profondeur. Afin de pouvoir l'étendre au-delà et at-



teindre ainsi la limite inférieure de la zone de transition, il est impératif d'introduire les modes harmoniques dans l'inversion en profondeur puisque l'étape de régionalisation a déjà été réalisée.

# Annexe A

## Echelle géologique



© 1999, The Geological Society of America. Product code CTS004. Compilers: A. R. Palmer, John Geissman

\*International ages have not been established. These are regional (Laurentian) only. Boundary Picks were based on dating techniques and fossil records as of 1999. Paleomagnetic attributions have errors. Please ignore the paleomagnetic scale.

Sources for nomenclature and ages: Primarily from Gradstein, F., and Ogg, J., 1996, *Episodes*, v. 19, nos. 1 & 2; Gradstein, F., et al., 1995, *SEPM Special Pub.* 54, p. 95-126; Berggren, W. A., et al., 1995, *SEPM Special Pub.* 54, p. 129-212; Cambrian and basal Ordovician ages adapted from Landing, E., 1996, *Canadian Journal of Earth Sciences*, v. 35, p. 329-338; and Davidek, K., et al., 1998, *Geological Magazine*, v. 135, p. 305-309. Cambrian age names from Palmer, A. R., 1998, *Canadian Journal of Earth Sciences*, v. 35, p. 323-328.



# Annexe B

## Inventaire des stations sismologiques

Station	Lat[°]	Long[°]	Elev[m]	Réseau	Station	Lat[°]	Long[°]	Elev[m]	Réseau
AAK	42.64	74.49	1645	II	KOWA	14.50	-4.01	321	IU
ABKT	37.93	58.12	678	II	KRIS	35.18	25.50	?	GE
AFIF	23.93	43.04	?	XI	LBTB	-25.02	25.60	1128	GT
ALE	9.42	42.02	60	-	LONG	-2.73	36.70	?	XD
AMBA	-8.11	33.26	?	XD	LSZ	-15.28	28.19	1184	IU
ANTO	39.87	32.79	883	IU	MBAR	-0.58	30.73	0	II
ASCN	-7.93	-14.36	173	II	MBWE	-4.96	34.35	?	XD
ATD	11.53	42.85	610	G	MITU	-6.02	34.06	?	XD
BASO	-4.32	35.14	?	XD	MSEY	-4.67	55.48	475	II
BFO	48.33	8.33	589	II	MSKU	-1.66	13.61	312	IU
BGCA	5.18	18.42	676	GT	MTAN	-7.91	33.32	?	XD
BNG	4.44	18.55	378	G	MTOR	-5.25	35.40	?	XD
BOSA	-28.61	25.26	1180	GT	NAI	-1.13	36.80	1692	IU
DBIC	6.67	-4.86	125	GT	NIL	33.65	73.27	629	II
DSS	11.12	39.63	2538	-	PAB	39.55	-4.35	925	IU
ECH	48.22	7.16	580	G	PAND	-8.98	33.24	?	XD
EIL	29.67	34.95	200	GE	PUGE	-4.71	33.18	?	XD
FURI	8.90	38.69	2545	IU	RANI	21.31	42.78	?	XI
GDR	12.58	37.45	2134	-	RAYN	23.52	45.50	631	II
GFA	34.34	9.73	250	MN	RIYD	24.72	46.64	?	XI
GNI	40.05	44.72	1460	IU	RUNG	-6.94	33.52	?	XD
GOMA	-4.84	29.69	?	XD	SANT	36.37	25.46	?	GE
GRFO	49.69	11.22	425	IU	SAY	15.21	44.11	2265	-
HALE	-5.30	38.62	?	XD	SHEL	-15.96	-5.75	537	II
HALM	22.85	44.32	?	XI	SING	-4.64	34.73	?	XD
HYB	17.42	78.55	510	G	SODA	18.29	42.38	?	XI

Station	Lat[°]	Long[°]	Elev[m]	Réseau	Station	Lat[°]	Long[°]	Elev[m]	Réseau
INZA	-5.12	30.40	?	XD	SSB	45.28	4.54	700	G
JER	31.77	35.20	770	GE	TAIF	21.28	40.35	?	XI
KAAO	34.50	69.04	1920	AS	TAM	22.79	5.53	1395	G
KEG	29.93	31.83	460	MN	TARA	-3.89	36.02	?	XD
KIBA	-5.32	36.57	?	XD	TSUM	-19.20	17.58	1240	IU
KIBE	-5.38	37.48	?	XD	TUND	-9.30	32.77	?	XD
KIEV	50.69	29.21	163	IU	UQSK	25.79	42.36	?	XI
KIV	43.96	42.69	1054	II	URAM	-5.09	32.08	?	XD
KMBO	-1.13	37.25	1960	IU	VSL	39.50	9.38	370	MN
KOMO	-3.84	36.72	?	XD	WDD	35.87	14.52	41	MN
KOND	-4.90	35.80	?	XD	YAF	13.87	45.23	2307	-

Avec les abbréviations de réseaux suivantes:

- AS : Modified High Gain Long Period Observatory (ASRO)
- G : GEOSCOPE (France)
- GE : GEOFON (Allemagne)
- GT : Global Telemetered Seismic Network (GTSN)
- MN : MedNet (Mediterranean Network)
- II : IRIS-IDA Network
- IU : IRIS-USGS Network
- XD : PASSCAL Experiment (Tanzanie)
- XI : PASSCAL Experiment (Arabie Saoudite)
- : INSU Experiment (Ethiopie-Yémen)

# Annexe C

## Shear-waves velocities and anisotropic structure beneath the Afar plume

Deborah Sicilia<sup>1</sup>, Jean-Paul Montagner<sup>1</sup>, Eric Debayle<sup>2</sup>, Michel Cara<sup>2</sup>, Jean-Jacques Lévêque<sup>2</sup>, Jean-Claude Lépine<sup>1</sup>, Eric Beucler<sup>1</sup>, Amal Sebai<sup>1</sup>, Ataley Ayele<sup>3</sup> and Jamal M. Sholan<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Départ. de Sismologie, I.P.G.P, 4 place Jussieu, 75252 Paris Cedex 05 France.

<sup>2</sup> CNRS and EOST, Université Louis pasteur, 5 rue Descartes, Strasbourg 67084, France.

<sup>3</sup> Geophysical Observatory, University of Addis Ababa, Ethiopia.

<sup>4</sup> National Seismological Observatory Center, Dhamar, Republic of Yemen.

Abstract of the submitted article to *Geophys. J. Int.*

## Abstract

The Afar area is one of the biggest continental hotspots and may be the surface expression of a mantle plume related to the African Superswell. The origin at depth of mantle plumes is still controversial and their interactions with lithosphere and crust remain unclear. Data have been collected from the global seismological permanent FDSN networks (GEOSCOPE, IRIS, MedNet, Geofon, etc.). We also used data from the temporary PASSCAL experiments in Tanzania and Saudi Arabia and completed our data set with a French deployment of 5 portable broadband stations surrounding the Afar Hotspot and equipped with STS-2 seismometers. Three of them were installed in Ethiopia and two others in Yemen. An anisotropic surface wave tomography in the Horn of Africa has been performed with 1 764 Rayleigh wave and 744 Love wave seismograms. Path average phase velocities are obtained by using the recently published new roller coaster method. A correction for surficial layers based on the a priori 3SMAC model is applied before regionalization. The simultaneous inversion of Rayleigh and Love waves enables us to present 3D-model of velocities and azimuthal anisotropy with a lateral resolution of about 500km. The radial anisotropy is also retrieved. The region is characterized by low velocities beneath the Hotspot, the Red Sea, the Gulf of Aden and East of the Tanzania Craton down to 300km depth. High velocities are present in the Eastern Arabia and the Tanzania Craton. Below Afar, the azimuthal anisotropy displays a complex pattern. The fast axis directions are in good agreement with the fast polarization direction of the shear-wave splitting.

**Keywords:** Afar Hotspot, seismic tomography, surface waves, anisotropy.

# Références

- Ait Hamou, F. (2000). *Un exemple de "point chaud" intra-continentale en contexte de plaque quasi-stationnaire : étude pétrologique et géochimique du Djebel Taharaq et évolution du volcanisme cénozoïque de l'Ahaggar (Sahara algérien)*. Ph. D. thesis, Univ. Montpellier II.
- Ait Hamou, F. & Dautria, J. (1997). Spatiotemporal and compositional variations of the Cenozoic Volcanism in the Ahaggar area: evidence for a hot spot in relation with the African Plate motion. *Terra Nova, EUG9*, **9**, 62–66.
- Aki, K. & Richards, P. (1980). *Quantitative Seismology: Theory and Methods*. Freeman, San Francisco.
- Albers, M. & Christensen, U. (1996). The excess temperature of plumes rising from the core-mantle boundary. *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 3567–3570.
- Anderson, D. (1961). Elastic wave propagation in layered anisotropic media. *J. Geophys. Res.*, **66**, 2953–2963.
- Anderson, D. (1981). Hotspots, Basalts, and the Evolution of the Mantle. *Science*, **213**, 82–89.
- Anderson, D. (2000). The thermal state of the upper mantle; no role for mantle plumes. *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 3623–3626.
- Anderson, D. (2001). Topside Tectonic. *Science*, **293**, 2016–2018.
- Anderson, D. & Bass, J. (1984). Mineralogy and composition of the upper mantle. *Geophys. Res. Lett.*, **11**, 637–640.
- Anderson, D. & Bass, J. (1986). Transition region of the Earth's upper mantle. *Nature*, **320**, 321–328.
- Anderson, D. & Regan, J. (1983). Upper mantle anisotropy and the oceanic lithosphere. *Geophys. Res. Lett.*, **10**, 841–844.
- Ayele, A., Kendall, J. & Stuart, G. (2001). Insights into rifting from SKS splitting and receiver functions: examples from Ethiopia. *Eos Trans. AGU*, 1234.
- Barberi, F., Ferrara, G., Santacroce, R. & Varet, J. (1975). Structural evolution of the Afar triple junction. In P. Rosler (Ed.), *Afar depression of Ethiopia*. Schweizerbart, Stuttgart.
- Barberi, F. & Varet, J. (1977). Volcanism of Afar: Small-scale plate tectonics implications. *Geol. Soc. Am. Bull.*, **88**, 1251–1266.
- Barruol, G. & Ismail, W. (2001). Upper mantle anisotropy beneath the African IRIS and Geoscope stations. *Geophys. J. Int.*, **146**, 549–561.



- Bath, M. (1979). *Introduction to Seismology*. Birkhäuser, Boston.
- Beane, J., Turner, C., Hooper, P., Subbarao, K. & Walsh, J. (1986). Stratigraphy, composition and form of the Deccan basalts, western ghats, India. *Bull. Volcanol.*, **48**, 61–83.
- Beucler, E. (2002). *Tomographie régionale et globale du manteau terrestre: approche par les ondes de volume et de surface*. Ph. D. thesis, Institut de Physique du Globe de Paris.
- Bolt, B. (1976). *Nuclear Explosions and Earthquakes: The Parted Veil*. Freeman, San Francisco.
- Bott, M. (1995). Mechanisms of rifting: Geodynamic modeling of continental rift systems. In K. Olsen (Ed.), *Continental rifts: evolution, structure, tectonics.*, Volume 25, pp. 27–43. Elsevier, Amsterdam.
- Brown, C. & Girdler, R. (1980). Interpretation of African gravity and its implication for the breakup of the continents. *J. Geophys. Res.*, **85**, 6443–6455.
- Buck, R. (1986). Small-scale convection induced by passive rifting; the cause for uplift of rift shoulders. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **77**, 362–372.
- Burke, K. & Wilson, J. (1976). Hot spots on the Earth's surface. *Scientific American*, **235**, 46–57.
- Capaldi, G., Chiesa, S., Conticelli, S. & Manetti, P. (1987). Jabal an Nar: an Upper Miocene volcanic center near al Mukha (Yemen Arab Republic). *J. Volc. Geotherm. Res.*, **31**, 345–351.
- Capdeville, Y. (2000). *Méthode couplée éléments spectraux-solution modale pour la propagation d'ondes dans la Terre à l'échelle globale*. Ph. D. thesis, Université Paris 7, I.P.G.P.
- Cara, M. & Lévêque, J. (1987). Waveform inversion using secondary observables. *Geophys. Res. Lett.*, **14**, 1046–1049.
- Cara, M., Nercessian, A. & Nolet, G. (1980). New inferences from higher mode data in Western Europe and northern Eurasia. *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **61**, 459–478.
- Cazenave, A., Souriau, A. & Dominh, K. (1989). Global coupling of Earth surface topography with hotspots, geoid and mantle heterogeneities. *Nature*, **340**, 54–57.
- Chevrot, S., Vinnik, L. & Montagner, J.-P. (1999). Global-scale analysis of the mantle Pds phases. *J. Geophys. Res.*, **104**, 20203–20219.
- Christensen, N. & Lundquist, S. (1982). Pyroxene orientation within the upper mantle. *Bull. Geol. Soc. Am.*, **93**, 279–288.
- Christensen, U. (1984). Instability of a hot boundary layer and initiation of thermochemical plumes. *Ann. Geophys.*, **2**, 311–320.
- Civetta, L., Lavalpe, L. & Lirer, L. (1978). K-Ar ages of the Yemen plateau. *J. Volv. Geotherm. Res.*, **4**, 307–314.
- Clévéde, E., Mégnin, C., Romanowicz, B. & Lognonné, P. (2000). Modeling of waveforms in a 3-D Earth asymptotic and non-asymptotic approaches. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **119**, 37–56.

- Cochran, J. (1981). The Gulf of Aden: Structure and evolution of a young ocean basin and continental margin. *J. Geophys. Res.*, **86**, 263–288.
- Coleman, R. (1993). *Geologic evolution of the Red Sea*. Oxford University Press.
- Condie, K. (1982). *Plate Tectonics and Crustal Evolution*. Pergamon Press, New York.
- Cooffin, M. F. & Eldholm, O. (1993). Large igneous provinces. *Scientific American*, **269**, 42–49.
- Coulié, E., Quidelleur, X., Gillot, P. Y., Yirgu, G., Kidane, T., Lefèvre, J. C. & Chiesa, S. (2001). Combined  $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$  and K/Ar dating of Ethiopian and Yemenite traps volcanism. In prep. pour *J. Volcanol. Geotherm. Res.*
- Courtillot, V. (1980). Opening of the Gulf of Aden and Afar by progressive tearing. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **21**, 343–350.
- Courtillot, V. (1982). Propagating rifts and continental breakup. *Tectonics*, **1**, 239–250.
- Courtillot, V., Armijo, R. & Tapponnier, P. (1987). Kinematics of the Sinai triple junction and a two-phase model of Arabia-Africa rifting. In Coward M.P, Dewey J.F, Hancock P.L.(Editors), *Continental Extensional Tectonics*, pp. 559–573. Geol.Soc.London, Spec.Publ. 28.
- Courtillot, V., Davaille, A., Besse, J. & Stock, J. (2003). Three distinct types of hotspots in the Earth's mantle. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **205**, 295–308.
- Courtillot, V., Jaupart, C., Manighetti, I., Tapponnier, P. & Besse, J. (1999). On causal links between flood basalts and continental breakup. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **166**, 177–195.
- Courtillot, V. & Vink, G. (1983). How continents break up. *Scientific American*, **249**, 42–49.
- Courtney, R. & White, R. (1986). Anomalous heat flow and geoid across the Cape Verde Rise: Evidence for dynamic support from a thermal plume in the mantle. *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **87**, 815–868.
- Crampin, S. & Booth, D. (1985). Shear-wave polarizations near the North Anatolian Fault; II, Interpretation in terms of crack-induced anisotropy. *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **83**, 75–92.
- Crough, S. (1978). Thermal origin of mid-plate hotspot swells. *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **55**, 451–469.
- Crough, S. (1983). Hotspot swells. *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, **11**, 165–193.
- Davaille, A. (1999). Simultaneous generation of hotspots and superswells by convection in a heterogeneous planetary mantle. *Nature*, **402**, 756–760.
- Davies, G. (1988). Ocean bathymetry and mantle convection 1, Large-scale flow and hotspots. *J. Geophys. Res.*, **93**, 10467–10480.
- De Mets, C., Gordon, R., Argus, D. & Stein, S. (1994). Effect of recent revisions to the geomagnetic reversal time scale on estimates of current plate motions. *Geophys. Res. Lett.* **21**(20), 2191–2194.

- Debayle, E. (1999). SV-wave azimuthal anisotropy in the Australian upper mantle: preliminary results from automated Rayleigh waveform inversion. *Geophys. J. Int.*, **137**, 747–754.
- Debayle, E. & Kennett, B. (2000). Anisotropy in the Australian upper mantle from Love and Rayleigh waveform inversion. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **184**, 339–351.
- Debayle, E. & Lévêque, J. (1997). Upper mantle heterogeneities in the Indian Ocean from waveform inversion. *Geophys. Res. Lett.*, **24**, 245–248.
- Debayle, E., Lévêque, J.-J. & Cara, M. (2001). Seismic evidence for a deeply rooted low-velocity anomaly in the upper mantle beneath the northeastern Afro/Arabian continent. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **193**, 423–436.
- Duncan, R. & Richards, M. (1991). Hotspots, mantle plumes, flood basalts, and true polar wander. *Rev. Geophys.*, **29**, 31–50.
- Dziewonski, A. M. (1971). Upper mantle models from 'pure-path' dispersion data. *J. Geophys. Res.*, **76**, 2587–2601.
- Dziewonski, A. M. & Anderson, D. L. (1981). Preliminary reference Earth model. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **25**, 297–356.
- Ebinger, C. & Hayward (1996). Soft plates and hot spots: Views from Afar. *J. Geophys. Res.*, **101**, 21859–21876.
- Ebinger, C., Poudjom, Y., Mbede, E., Foster, F. & Dawson, J. (1997). Rifting Archean lithosphere: The Eyasi-Manyara-Natron rifts, East Africa. *Geological Society of London Journal*, **154**, 947–960.
- Ebinger, C. & Sleep, N. H. (1998). Cenozoic magmatism in central and east Africa resulting from impact of one large plume. *Nature*, **395**, 788–791.
- Ekstrom, G., Tromp, J. & Larson, E. (1997). Measurements and global models of surface waves propagation. *J. Geophys. Res.*, **102**, 8137–8157.
- Flanagan, M. & Shearer, P. (1998). Global mapping of tomography on transition zone velocity discontinuities. *J. Geophys. Res.*, **103**, 2673–2901.
- Fleitout, L. & Moriceau, C. (1992). Short-wavelength geoid, bathymetry and the convective pattern beneath the Pacific Ocean. *Geophys. J. Int.*, **110**, 6–28.
- Forsyth, D. (1975). The early structural evolution and anisotropy of the oceanic upper mantle. *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **43**, 103–162.
- Foulger, G., Pritchard, M., Julian, B., Evans, J., Allen, R., Nolet, G., Morgan, W., Bergsson, B., Erlendsson, P., Jakobsdottir, S., Ragnarsson, S., Stefansson, R. & Vogfjörd, K. (2001). Seismic tomography shows that upwelling beneath Iceland is confined to the upper mantle. *Geophys. J. Int.*, **146**, 504–530.
- Franz, F., Steiner, G., Volker, F., Pudlo, D. & Hammerschmidt, K. (1999). Plume related alkaline magmatism in central Africa—the Meidob Hills (W Sudan). *Chemical Geology*, **157**, 27–47.
- Fukao, Y. (1984). Evidence from core-reflected shear waves for anisotropy in the Earth's mantle. *Nature*, **309**, 695–698.

- Fukao, Y. (1992). Seismic tomogram of the Earth's mantle: geodynamic implications. *Science*, **258**, 625–630.
- Fukao, Y., Obayashi, M., Inoue, H. & Nenbai, M. (1992). Subducting slabs stagnate in the mantle transition zone. *J. Geophys. Res.*, **97**, 4809–4822.
- Gaherty, J. (2001). Seismic evidence for hotspot-induced buoyant flow beneath the Reykjanes Ridge. *Science*, **293**, 1645–1648.
- Gao, S., Davis, P., Liu, H., Slack, P., Rigor, A., Zorin, Y., Mordvinova, V., Kozhevnikov, V. & Logatchev, N. (1997). SKS splitting beneath continental rift zones. *J. Geophys. Res.*, **102**, 22781–22797.
- Garnero, E. & Lay, T. (1997). Lateral variations in lowermost mantle shear wave anisotropy beneath the north Pacific and Alaska. *J. Geophys. Res.*, **102**, 8121–8135.
- Gaulier, J.-M. & Huchon, P. (1991). Tectonic evolution of Afar triple junction. *Bull. Soc. geol. France*, **162**, 451–464.
- Gaulier, J.-M., Le Pichon, X., Lyberis, N., Avedik, F., Geli, L., Moretti, I., Deschamps, A. & Hafez, S. (1988). Seismic study of the crust of northern Red Sea and gulf of Suez. *Tectonophysics*, **153**, 58–88.
- George, R., Rogers, N. & Kelley, S. (1998). Earliest magmatism in Ethiopia: Evidence for two mantle plumes in one flood basalt province. *Geology*, **26**, 923–926.
- Geukens, F. (1960). Contribution à la géologie du Yémen. *Mém. Inst. géol. Univ. Louvain*, **21**, 117–180.
- Gèze, B. (1943). *Géographie physique et géologie du Cameroun occidental*. Mém. Mus. Hist. nat.
- Gilbert, F. (1971). Excitation of normal modes of the Earth by earthquake sources. *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **22**, 223–226.
- Gomez, C. & Herquel, G. (2002). Etude de l'anisotropie des ondes SKS dans la région de la Corne de l'Afrique. Master's thesis, Ecole et Observatoire des Sciences de la Terre de Strasbourg.
- Grand, S. (1994). Mantle structure beneath the Americas and surrounding oceans. *J. Geophys. Res.*, **99**, 11591–11621.
- Grand, S., Van der Hilst, R. & Widiyantoro, S. (1997). Global seismic tomography: A snapshot of convection in the Earth. *Geol. Soc. Am. Today*, **7**, No.4, 1–7.
- Green, W., Achauer, U. & Meyer, R. (1991). A three-dimensional seismic image of the crust and upper mantle beneath the Kenya rift. *Nature*, **354**, 199–203.
- Griffiths, R. W. & Campell, I. H. (1990). Stirring and structure in mantle starting plumes. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **99**, 66–78.
- Griot, D.-A. (1997). *Tomographie anisotrope de l'Asie centrale à partir d'ondes de surface*. Ph. D. thesis, Institut de Physique du Globe de Paris.
- Hadiouche, O., Jobert, N. & Montagner, J.-P. (1989). Anisotropy of the African continent inferred from surface waves. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **58**, 61–81.

- Hazler, S., Pasyanos, M., Walter, W. & Sheehan, A. (1999). Two-station phase velocity determination for structure in North Africa. In *21st Seismic Research Symposium*.
- Helmberger, D., Wen, L. & Ding, X. (1998). Seismic evidence that the source of the Iceland hotspot lies at the core-mantle boundary. *Nature*, **396**, 251–255.
- Hess, H. (1964). Seismic anisotropy in exploration seismics. *Nature*, **203**, 629–631.
- Hofmann, C., Courtillot, V., Féraud, G., Rochette, P., Yirgus, G., Ketefo, E. & Pik, R. (1997). Timing of the Ethiopian flood basalt event and implications for plume birth and global change. *Nature*, **389**, 838–841.
- Jaeger, J. & Rage, J. (1990). Paleontological view of the ages of the Deccan Traps, the Cretaceous/Tertiary boundary, and the India-Asia collision. *Geology*, **18**, 186–187.
- Jestin, F. & Huchon, P. (1992). Cinématique et déformation de la jonction triple mer Rouge-golfe d'Aden-Rift éthiopien depuis l'Oligocène. *Bull. Soc. geol. France*, **163**, 125–133.
- Ji, Y. & Nataf, H. (1998). Detection of mantle plumes in the lower mantle by diffraction tomography: theory. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **159**, 87–98.
- Jolivet, L. & Nataf, H.-C. (1998). *Géodynamique*. Dunod, Série Géosciences.
- Kaminski, E. & Ribe, N. (2002). Time scales for the evolution of seismic anisotropy in mantle flow. *Geochem. Geophys. Geosyst.*, **3**, 2001GC000222.
- Kanamori, H. & Given, J. (1981). Use of long-period surface waves for rapid determination of earthquake-source parameters. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **27**, 8–31.
- Keen, C. (1985). Some important consequences of lithospheric extension. In *Continental Extensional Dynamics* (M.P. Coward, J.F. Dewey, P.L. Hancock ed.). Geol.Soc.London.Publ.
- Kennett, B. & Engdahl, E. (1991). Traveltimes for global earthquake location and phase identification. *Geophys. J. Int.*, **105**, 429–465.
- Kiefer, W. & Kellogg, L. (1998). Geoid anomalies and dynamic topography from time-dependent, spherical axisymmetric mantle convection. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **106**, 237–256.
- King, S. & Anderson, D. (1995). An alternative mechanism of flood basalt formation. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **136**, 269–279.
- King, S. & Ritsema, J. (2000). African hot spot volcanism; small-scale convection in the upper mantle beneath cratons. *Science*, **290**, 1137–1140.
- Knox, R., Nyblade, A. & Langston, A. (1998). Upper mantle S velocities beneath Afar and western Saudi Arabia from Rayleigh wave dispersion. *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 4233–4236.
- Laughton, A., Whitmarsh, R. & Jones, M. (1970). The evolution of the gulf of Aden. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond*, **A267**, 227–266.
- Le Pichon, X. & Gaulier, J.-M. (1988). The rotation of Arabia and the Levant fault system. *Tectonophysics*, **153**, 271–294.

- Lesquer, A. & Vasseur, G. (1992). Heat-flow constraints on the West African lithosphere structure. *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 561–564.
- Lévêque, J., Cara, M. & Rouland, D. (1991). Waveform Inversion of surface wave data: test of a new tool for systematic investigation of upper mantle structures. *Geophys. J. Int.*, **104**, 565–581.
- Li, X., Kind, R., Priestley, K., Sobolev, S., Tilmann, F., Yuan, X. & Weber, M. (2000). Mapping the Hawaii plume conduit with converted seismic waves. *Nature*, **405**, 938–941.
- Li, X.-D. & Tanimoto, T. (1993). Waveforms of long-period body waves in slightly aspherical Earth model. *Geophys. J. Int.*, **112**, 92–102.
- Lithgow-Bertelloni, C. & Silver, P. (1998). Dynamic topography, plate driving forces and the African superswell. *Nature*, **395**, 269–272.
- Lognonné, P. & Clévéché, E. (2001). *Normal modes of the Earth and Planets*, Chapter 37. Handbook on Earthquake and Engineering Seismology, IASPEI Centennial Publications, Kanamori, P. Jennings and W. Lee editors.
- Loper, D. (1984). The dynamical structures of D'' and deep plumes in a non-Newtonian mantle. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **34**, 57–67.
- Loper, D. & Stacey, F. (1983). The dynamical and thermal structure of deep mantle plumes. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **33**, 304–317.
- Love, A. (1944). *A treatise on the mathematical theory of elasticity*. Dover publ., New York.
- Manighetti, I., Tapponnier, P., Courtillot, V., Gruszow, S. & Gillot, P.-Y. (1997). Propagation of rifting along the Arabia-Somalia plate boundary: The Gulfs of Aden and Tadjoura. *J. Geophys. Res.*, **102**, 2681–2710.
- Marty, B., Pik, R. & Gezahagen, Y. (1996). He isotopic variations in Ethiopian plume lavas: nature of magmatic sources and limit on lower mantle convection. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **144**, 223–237.
- Masters, G., Jordan, T., Silver, P. & Gilbert, F. (1982). Aspherical Earth structure from fundamental spheroidal mode data. *Nature*, **298**, 609–613.
- McEvelly, T. (1964). Central U.S. crust-upper mantle structure from Love and Rayleigh wave phase velocity inversion. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **54**, 1997–2016.
- McNutt, M. & Fischer, K. (1987). The south Pacific superswell. In *Seamounts, Islands, and Atolls*, Volume 43. AGU.
- Meade, C., Silver, P. & Kaneshima, S. (1995). Laboratory and seismological observations of lower mantle anisotropy. *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 1293–1296.
- Mohr, P. (1983). Volcanotectonic aspects of Ethiopian evolution. *Bull. Centre Rech. Explor.-Prod. ELF-Aquitaine*, **7**, 157–189.
- Molnar, P. & Stock, J. (1987). Relative motions of hotspots in the Pacific, Atlantic and Indian oceans since late Cretaceous time. *Nature*, **327**, 587–591.
- Montagner, J.-P. (1986). Regional three-dimensional structures using long-period surface waves. *Ann. Geophys.*, **4**, 283–294.

- Montagner, J.-P. (1994). Can seismology tell us anything about convection in the mantle? *Rev. Geophys.*, **32**, 2, 115–137.
- Montagner, J.-P. (1998). Where can seismic anisotropy be detected in the Earth's mantle? In boundary layers... *Pure appl. geophys.*, **151**, 223–256.
- Montagner, J.-P. (2002). Upper mantle low anisotropy channels below the Pacific Plate. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **6320**, 1–12.
- Montagner, J.-P. & Anderson, D. (1989). Petrological constraints on seismic anisotropy. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **44**, 82–105.
- Montagner, J.-P., Griot-Pommer, D.-A. & Lavé, J. (2000). How to relate body wave and surface wave anisotropy? *J. Geophys. Res.*, **105**, 19015–19027.
- Montagner, J.-P. & Jobert, N. (1981). Investigation of upper mantle structure under young regions of the southeast Pacific using long-period Rayleigh waves. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **27**, 206–222.
- Montagner, J.-P. & Jobert, N. (1988). Vectorial tomography -II. Application to the Indian ocean. *Geophys. J.*, **94**, 309–344.
- Montagner, J.-P. & Kennett, B. (1996). How to reconcile body-wave and normal-mode reference Earth models. *Geophys. J. Int.*, **125**, 229–248.
- Montagner, J.-P. & Nataf, H. (1986). A simple method for inverting the azimuthal anisotropy of surface waves. *J. Geophys. Res.*, **91**, 511–520.
- Montagner, J.-P. & Romanowicz, B. (1993). Degrees 2, 4, 6 inferred from Seismic Tomography. *Geophys. Res. Lett.*, **20**, 631–634.
- Montagner, J.-P. & Tanimoto, T. (1990). Global anisotropy in the upper mantle inferred from the regionalization of phase velocities. *J. Geophys. Res.*, **95**, 4797–4819.
- Montagner, J.-P. & Tanimoto, T. (1991). Global upper mantle tomography of seismic velocities and anisotropies. *J. Geophys. Res.*, **96**, 20337–20351.
- Morgan, W. (1971). Convection Plumes in the Lower Mantle. *Nature*, **230**, 42–43.
- Morgan, W. (1972). Plate motions and deep mantle convection. *Mem. Geol. Soc Am.*, **132**, 7–22.
- Morgan, W. (1983). Hotspot tracks and the early rifting of the Atlantic. *Tectonophysics*, **94**, 123–9.
- Nakanishi, I. & Anderson, D. (1984). Measurement of mantle wave velocities and inversion for lateral heterogeneity and anisotropy, II. Analysis by the single station method. *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **78**, 573–618.
- Nataf, H.-C. (2000). Seismic imaging of mantle plumes. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **28**, 391–417.
- Nataf, H.-C. & Ricard, Y. (1996). 3SMAC: an a priori tomographic model of the upper mantle based on geophysical modeling. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **95**, 101–122.
- Nataf, H.-C. & VanDecar, J. (1993). Seismological detection of mantle plume? *Nature*, **364**, 115–120.

- Nicolas, A., Achauer, U. & Daignieres, M. (1994). Rift initiation by lithospheric rupture. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **123**, 281–298.
- Nicolas, A. & Christensen, N. I. (1987). Formation of anisotropy in upper mantle peridotites: A review. In C. F. E. K. Fuchs (Ed.), *Composition, Structure and Dynamics of the Lithosphere-Asthenosphere system*, Volume 16 of *Geodyn. monogr. Ser.*, pp. 111–123. AGU, Washington, D. C.
- Nyblade, A., Knox, R. & Gurrola, H. (2000). Mantle transition zone thickness beneath Afar: implications for the origin of the Afar hotspot. *Geophys. J. Int.*, **142**, 615–619.
- Nyblade, A. & Langston, C. (1998). Upper mantle P wave velocities beneath southern Africa and the origin of the African superswell. *Southern African Geophysical Review*, **2**, 55–61. special issue: geophysical framework of the Kaapvaal Craton.
- Nyblade, A., Owens, T., Gurrola, H., Ritsema, J. & Langston, C. (2000). Seismic evidence for a deep upper mantle thermal anomaly beneath East Africa. *Geology*, **28**, 599–602.
- Pasyanos, M., Walter, W. & Hazler, S. (2001). A surface wave dispersion study of the Middle East and North Africa for monitoring the comprehensive Nuclear-Test-Ban Treaty. *Pure and Applied Geophysics*, **158**, 1445–1474.
- Patriat, P. & Courtillot, V. (1984). On the stability of triple junction and its relation to episodicity in spreading. *Tectonophysics*, **3**, 317–332.
- Reilinger, R., McClusky, S., Oral, M., King, R. & Toksoz, M. (1997). Global Positioning System measurements of present-day crustal movements in the Arabia-Africa-Eurasia plate collision zone. *J. Geophys. Res.*, **102**, 9983–9999.
- Ricard, Y., Nataf, H.-C. & Montagner, J.-P. (1996). The 3-Dimensional seismological model A Priori constrained: Confrontation with seismic data. *J. Geophys. Res.*, **3.1**, 8457–8472.
- Richards, M. & Hager, B. (1988a). The Earth's Geoid and the Large-scale structure of Mantle Convection. In S. Runcorn (Ed.), *The Physics of the Planets*, pp. 247–271. John Wiley.
- Richards, M. A. & Griffiths, R. (1988). Deflection of plumes by mantle shear flow: experimental results and a simple theory. *Geophys. J. Int.*, **94**, 367–376.
- Richards, M. A. & Hager, B. (1988b). Dynamically supported geoid highs over hotspots: observations and theory. *J. Geophys. Res.*, **93**, 7690–7708.
- Richards, M. A. & Hager, B. H. (1984). Geoid anomalies in a dynamic Earth. *J. Geophys. Res.*, **89**, 5987–6002.
- Ringwood, A. (1975). *Composition and Petrology of the Earth's Mantle*. McGraw-Hill, New-York, 618pp.
- Ritsema, J. & Allen, R. M. (2003). The elusive mantle plume. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **207**, 1–12.
- Ritsema, J. & van Heijst, H. (2000a). New seismic model of the upper mantle beneath Africa. *Geology*, **28**, 63–66.



- Ritsema, J. & van Heijst, H. (2000b). Seismic imaging of structural heterogeneity in Earth's mantle: Evidence for large-scale mantle flow. *Science Progress*, **83**, 243–259.
- Ritsema, J., van Heijst, H. & Woodhouse, J. (1999). Complex shear wave velocity structure imaged beneath Africa and Iceland. *Science*, **286**, 1925–1928.
- Rogers, N., Macdonald, R., Fitton, J., 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**, 387–400.
- Romanowicz, B. (1990). The upper mantle degree 2: constraints and inferences on attenuation tomography from global mantle wave measurements. *J. Geophys. Res.*, **95**, 11051–11071.
- Sager, W. W. & Bleil, U. (1987). Latitudinal shift of Pacific hotspots during the late Cretaceous and early Tertiary. *Nature*, **326**, 488–490.
- Sambridge, M. (1999). Geophysical inversion with a neighbourhood algorithm-I. Searching a parameter space. *Geophys. J. Int.*, **138**, 479–494.
- Sato, Y. & Santo, T. (1969). World wide distribution of the group velocity of Rayleigh wave as determined by dispersion data. *Bull. Earthquake. Res. Inst. Univ. Tokyo*, **47**, 31–41.
- Schlue, J. & Knopoff, L. (1977). Shear-wave polarization anisotropy in the Pacific Ocean. *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **49**, 145–165.
- Schubert, G., Olson, P., Anderson, C. & Goldman, P. (1987). Mantle plumes, solitons, and the D'' layer. *Eos Trans. AGU*, **68**, 1488.
- Shen, Y., Solomon, S., Bjarnason, I., Nolet, G., Morgan, W., Allen, R., Vogfjord, K., Jakobsdottir, S., Stefansson, R., Julian, B. & Foulger, G. (2002). Seismic evidence for a tilted mantle plume and North-South mantle flow beneath Iceland. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **197**, 261–272.
- Shen, Y., Solomon, S., Bjarnason, I. & Wolfe, C. (1998). Seismic evidence for a lower-mantle origin of the Iceland plume. *Nature*, **395**, 62–65.
- Sheriff, R. (1984). *Encyclopedic dictionary of exploration geophysics*. Society of Exploration Geophysics.
- Shilling, J. (1991). Fluxes and excess temperatures of mantle plumes inferred from their interaction with migrating mid-ocean ridges. *Nature*, **352**, 397–403.
- Sichler, B. (1980). La bielle danakile: un modèle pour l'évolution géodynamique de l'Afar. *Bull. Soc. géol. France*, **22**, 925–933.
- Sieminski, A. & Lévêque, J. (2001). Le manteau supérieur dans la région de la Corne de l'Afrique: étude des discontinuités du Moho à 410km et à 670km par la méthode des fonctions-récepteur. Master's thesis, Institut de Physique du Globe de Strasbourg.
- Silveira, G., Stutzmann, E., Griot, D., Montagner, J.-P. & Mendes-Victor, L. (1998). Anisotropic tomography of the Atlantic ocean from Rayleigh surface waves. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **106/3–4**, 259–275.

- Sleep, N. (1990). Hotspots and Mantle Plumes: Some Phenomenology. *J. Geophys. Res.*, **95**, 6715–6736.
- Smith, M. (1994). Stratigraphic and structural constraints on mechanisms of active rifting in the Gregory Rift, Kenya. *Tectonophysics*, **236**, 3–22.
- Smith, M. & Dahlen, F. (1973). The azimuthal dependence of Love and Rayleigh wave propagation in a slightly anisotropic medium. *J. Geophys. Res.*, **78**, 3321–3333.
- Snieder, R. (1988). Large-scale waveform inversions of surface waves for lateral heterogeneity, 1, theory and numerical examples. *J. Geophys. Res.*, **93**, 12055–12065.
- Solomon, S. & Head, J. (1982). Mechanisms of lithospheric heat transfer on Venus: implications for tectonic style and volcanism. *J. Geophys. Res.*, **87**, 7763–7771.
- Stacey, F. D. & Loper, D. E. (1983). The thermal boundary layer interpretation of D'' and its role as a plume source. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **33**, 45–55.
- Steinberger, B. (2000). Plumes in a convecting mantle: Models and observations for individual hotspots. *J. Geophys. Res.*, **105**, 127.
- Steinberger, B. & O'Connell, R. (1998). Advection of plumes in mantle flow: implications for hotspot motion, mantle viscosity and plume distribution. *Geophys. J. Int.*, **132**, 412–434.
- Stutzmann, E. & Montagner, J.-P. (1993). An inverse technique for retrieving higher mode phase velocity and mantle structure. *Geophys. J. Int.*, **113**, 669–683.
- Stutzmann, E. & Montagner, J.-P. (1994). Tomography of the transition Zone from the inversion of higher mode surface waves. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **86**, 99–115.
- Takeuchi, H. & Saito, M. (1972). Seismic surface waves. *Methods in computational Physics*, **11**, 217–295.
- Tapponnier, P. & Armijo, R. (1985). Seismotectonics of Northern Egypt. *Terra Cognita*, **5**, 171.
- Tarantola, A. & Valette, B. (1982). Generalized nonlinear inverse problems solved using the least squares criterion. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **20**, 219–232.
- Tazieff, H., Marinelli, G., Barberi, F. & Varet, J. (1969). Géologie de l'Afar septentrional. *Bull. Volcanol.*, **33**, 1039–1072.
- Trampert, J. & Woodhouse, J. H. (1995). Global phase velocity maps of Love and Rayleigh waves between 40 and 150 seconds. *Geophys. J. Int.*, **122**, 675–690.
- van der Hilst, R., Engdahl, E., Spakman, W. & Nolet, G. (1991). Tomographic imaging of subducted lithosphere below northwest Pacific island arcs. *Nature*, **353**, 37–43.
- van der Hilst, R., Widiyantoro, S. & Engdahl, E. (1997). Evidence for deep mantle circulation from global tomography. *Nature*, **386**, 578–584.
- van Heijst, H. J. (1997). *New constraints on the seismic structure of the Earth from surface wave overtone phase velocity measurements*. Ph. D. thesis, Oxford University.
- van Heijst, H. J. & Woodhouse, J. H. (1997). Measuring surface-waves overtone phase velocities using a mode-branch stripping technique. *Geophys. J. Int.*, **131**, 209–230.

- van Heijst, H. J. & Woodhouse, J. H. (1999). Global high-resolution phase velocity distributions of overtone and fundamental-mode surface waves determined by mode-branch stripping. *Geophys. J. Int.*, **137**, 601–620.
- van Keken, P. (1997). Evolution of starting mantle plumes: a comparison between numerical and laboratory models. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **148**, 1–14.
- Vinnik, L. (1977). Detection of waves converted from P to Sv in the mantle. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **15**, 39–45.
- Vinnik, L., Chevrot, S. & Montagner, J.-P. (1997). Evidence for a stagnant plume in the transition zone? *Geophys. Res. Lett.*, **24**, 1007–1010.
- Vinnik, L., Kind, R., Kosarev, G. & Makeyeva, L. (1989). Azimuthal anisotropy in the lithosphere from observations of long-period S-waves. *Geophys. J. Int.*, **99**, 549–559.
- Vinnik, L., Kosarev, G. & Makeyeva, L. (1984). Anisotropy in the lithosphere from observations of SKS and SKKS. *Proc. Acad. Sci. USSR Geol. Sci. Sect.*, **278**, 1335–1339.
- Vinnik, L. & Montagner, J.-P. (1996). Shear wave splitting in the mantle Ps phases. *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 2449–2452.
- Watson, S. & McKenzie, D. (1991). Melt generation by plumes: a study of Hawaiian mechanism. *J. Petrol.*, **32**, 501–37.
- Wegener, A. (1915). *Die Entstehung der Kontinente und Ozeane*. Vieweg, Braunschweig, 94pp.
- White, R. & McKenzie, D. (1989). Magmatism at rift zones: the generation of volcanic continental margin and flood basalts. *J. Geophys. Res.*, **94**, 7865–7730.
- White, R. & McKenzie, D. (1995). Mantle Plumes and flood basalts. *J. Geophys. Res.*, **100**, 17543–17585.
- White, R., Spence, G., Fowler, S., McKenzie, D., Westbrook, G. & Bowen, A. (1987). Magmatism at rifted continental margins. *Nature*, **330**, 439–444.
- Whitehead, J. A. & Luther, D. S. (1975). Dynamics of Laboratory Diapir and Plume Models. *J. Geophys. Res.*, **80**, 705–717.
- Wilson, J. (1963). A possible origin of the hawaiian islands. *Can. J. Phys.*, **41**, 863–870.
- Wolfe, C., Bjarnason, I., VanDecar, J. & Solomon, S. (1997). Seismic structure of the Iceland mantle plume. *Nature*, **385**, 245–247.
- Wolfe, C., Vernon III, F. & A., A.-A. (1999). Shear waves splitting across Western Saudi Arabia. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 779–782.
- Woodhouse, J. & Dziewonski, A. (1984). Mapping the upper mantle: Three-dimensional modeling of Earth structure by inversion of seismic waveforms. *J. Geophys. Res.*, **89**, 5953–5986.
- Woodhouse, J. & Dziewonski, A. (1989). Seismic modelling of the Earth's large-scale three-dimensional structure. *Phil. Trans. R. Soc. Lon.*, **A328**, 291–308.
- Woodhouse, J. & Girnius, T. (1982). Surface waves and free oscillations in a regionalized Earth model. *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **68**, 653–673.

- Woodhouse, J. H. & Dahlen, F. A. (1978). The effect of a general aspherical perturbation on the free oscillations of the Earth. *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **53**, 335–354.
- Yoshizawa, K. & Kennett, B. (2002). Nonlinear waveform inversion for surface waves with a neighbourhood algorithm: Application to multi-mode dispersion measurements. *Geophys. J. Int.*, **149**, 118–133.
- Zhang, Y. & Tanimoto, T. (1993). High-Resolution Global Upper Mantle Structure and Plate Tectonics. *J. Geophys. Res.*, **98**, 9793–9823.
- Zhao, D. (2001). Seismic structure and origin of hotspots and mantle plumes. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **192**, 251–265.

## Résumé

Dans une région géologiquement très riche du continent Africain, un nouvel océan est en train de naître. En effet, il y a près de 30Ma, l'arrivée en surface d'un panache mantellique provenant d'une profondeur encore non déterminée aurait initié l'extension dans la Corne de l'Afrique. Le but de cette thèse est de définir le rôle du point chaud de l'Afar dans la géodynamique du Nord de l'Afrique. Une étude tomographique à partir du mode fondamental des ondes de surface a été réalisée dans cette intention. Les vitesses de phase moyennes le long des grands cercles reliant les épacentres aux stations sont calculées à partir d'un nouvel algorithme d'inversion non-linéaire. L'inversion simultanée des ondes de Rayleigh et des ondes de Love permet non seulement de retrouver les perturbations de vitesses d'ondes  $S_V$  et les directions d'axe rapide d'anisotropie azimutale mais également d'accéder à l'information sur l'anisotropie radiale. La distribution des directions d'axe rapide d'anisotropie azimutale est très perturbée au voisinage du point chaud et cette caractéristique est accentuée aux faibles profondeurs. Elles restent néanmoins en accord avec de précédentes études d'ondes  $SKS$ . Les cratons affichent des vitesses rapides jusqu'à 250km cohérentes avec des résultats antérieurs. On observe une anomalie négative de forte amplitude sous le point chaud de l'Afar. La signature persiste clairement jusqu'à 350km. Un second point chaud situé sur le rift Est-Africain est aussi visible à grande profondeur (300km). Contrairement aux traces profondes du rift éthiopien et de la mer Rouge, le Golfe d'Aden met en évidence des vitesses lentes jusqu'à seulement 150km. Les points chauds d'Afrique du Nord semblent également de nature superficielle et pourraient s'avérer être une conséquence de convection secondaire à petite échelle. La structure hétérogène alternant entre un contraste positif et négatif selon l'orientation Est-Ouest vient appuyer cette idée.

**Mots-clés :** Tomographie, anisotropie sismique, ondes de surface, Corne de l'Afrique, point chaud.

---

## Abstract

In a geologically rich region of the African continent, we are attending to the birth of a new ocean. Indeed, since nearly 30Ma, a mantle plume coming from a still undetermined depth, could have initiated the extension in the Horn of Africa. In order to define the role of the Afar Hotspot in the North Africa geodynamics, a tomographic study was carried out using fundamental mode of surface waves. The mean phase velocities along each great circle epicenter-station path are calculated using a new nonlinear inverse algorithm. The simultaneous inversion of Rayleigh and Love waves enable us to retrieve the perturbations of  $S_V$ -waves velocities, the fast axis directions of azimuthal anisotropy and the radial anisotropy. The azimuthal anisotropy displays a complex pattern around the Afar Hotspot. This characteristic is more pronounced at shallow depth. The fast axis directions are in good agreement with the fast polarization direction of the shear-wave splitting of previous studies. Fast velocities are attributed to the cratons down to about 250km, a result also consistent with previous studies. We observe a negative anomaly of strong amplitude below the Afar Hotspot. A second hotspot located on the East-African rift is also visible at great depths (300km). Contrary to the Ethiopian rift and the Red sea, the Gulf of Aden is associated with slow velocities only to 150km depth. The hotspots of North Africa seem to have a superficial signature and could be a consequence of small-scale and edge-driven convection. The E-W heterogeneous structure, characterized by a succession of positive and negative contrasts, supports this idea.

**Key words :** Tomography, seismic anisotropy, surface waves, Horn of Africa, hotspot.