Signature topographique et gravimétrique des panaches du manteau dans le Pacifique

Claudia Adam

▶ **To cite this version:**

Claudia Adam. Signature topographique et gravimétrique des panaches du manteau dans le Pacifique. Géophysique [physics.geo-ph]. Institut de physique du globe de paris - IPGP, 2003. Français. NNT : . tel-00350037

HAL Id: tel-00350037
https://theses.hal.science/tel-00350037

Submitted on 5 Jan 2009

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

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

Thèse de doctorat de l'Institut de Physique du Globe de Paris et de l'Université de la Polynésie française

Spécialité :

Géophysique interne

Présentée par

Claudia Adam

pour l'obtention du titre de

Docteur d'Université

Signature topographique et gravimétrique des panaches du manteau dans le Pacifique

Thèse soutenue publiquement le 2 décembre 2003 devant un jury composé de :

Alain Bonneville	Directeur de thèse
Michel Diament	Examinateur
Claude Jaupart	Examinateur
Marcia Maia	Rapporteur
Jason Phipps Morgan	Rapporteur

Thèse préparée au Laboratoire de Géosciences Marines et Télédétection, UPF, BP 6570, Faaa, Tahiti, Polynésie française et au Laboratoire de Géosciences Marines de l'IPGP, 4 place Jussieu, 75252 Paris Cedex 05.

Remerciements

Ce travail a pu être réalisé grâce à une bourse du programme ZEPOLYF, financé par l'Etat français et le Territoire de Polynésie française.

Je voudrais remercier ici toutes les personnes qui m'ont aidée et encouragée au cours de ma thèse. Je remercie tout d'abord Alain Bonneville de m'avoir proposé ce sujet de thèse, pour son encadrement et son investissement dans mon travail et d'avoir toujours veillé à ce qu'il se déroule dans les meilleures conditions.

Je remercie Marcia Maia et Jason Phipps Morgan d'avoir accepté de rapporter sur mon manuscrit et d'avoir émis des remarques pertinentes permettant de l'améliorer. Enfin je remercie Claude Jaupart d'avoir accepté de présider le jury et Michel Diament d'avoir accepté d'y participer.

Merci à mes collègues du Laboratoire de Géosciences Marines de l'IPGP : Françis (Ounet), Javier, Pascal, Eric, Mathilde, Celine, Catherine et à Martine pour sa gentillesse et son efficacité, sans oublier mes collègues du Laboratoire de télédection de l'Université de Polynésie française où j'ai débuté : Keitapu et Valérie.

Je remercie Michel Diament, Neil Ribe, Valérie Clouard et Jean-Paul Taponnier de s'être toujours tenus disponibles pour répondre à mes questions et pour les conversations scientifiques qui en ont suivi. Un grand merci à Anthony Hildebrandt pour les datations qu'il nous a fournies sur les Australes.

Je remercie également mes amis de l'IPGP : Virginie, Julien, Nicolas, Manue, Laurent, Henri, Claire, Damien, Raphaele, Michael et Benedicte et Ildico (mes copines pause-cloppe) et mes amis du monde extérieur : Marie, Laurent, Ba, Thomas, Anne, Virginie et son Courbo, Alix, Jaime et Carlos. Merci aussi aux membres du CNIF qui m'ont aidée à bien décompresser et pour leur vision épicurienne de la vie (bonnes petites bouffes, bons p'tits ponchs...). Et merci à ma famille pour son soutien inconditionnel.

Et un merci très spécial va à mes co-buro Valérie et Antoine. Merci à vous pour votre soutien logistique, technique et moral, pour votre décadence (et si Valérie, y'a des témoins... quant à Antoine, un landais n'a pas besoin de preuves à l'appui me semble-t-il...), vos coups de folie passagère (quoique...) et nos crises de fous rires. Cette période aurait été nettement plus difficile sans tout ça.

Table des matières

1 Introduction **15**

2 La lithosphère océanique **17**

2.1 Structure thermique et mécanique de la lithosphère océanique 18

2.1.1 Subsidence thermique 18

2.1.2 Rhéologie de la lithosphère 24

2.1.3 Epaisseur de la lithosphère 26

2.2 L'épaisseur élastique 29

2.2.1 Comment déterminer l'épaisseur élastique ? 29

2.2.2 Critiques du modèle élastique 37

2.2.3 Relation âge-T_e 39

3 Filtrage **41**

3.1 Approches utilisées jusqu'à présent pour caractériser les anomalies de profondeur 42

3.1.1 Approche spectrale 42

3.1.2 Approche graphique 45

3.1.3 Filtres dans le domaine spatial 48

3.2 Nouvelle méthode de filtrage 56

3.2.1 Objectifs 56

3.2.2 Méthode de filtrage 56

3.2.3 Influence des paramètres 59
3.2.4 Calcul des incertitudes 63

4 Superbombement du Pacifique **69**

4.1 Résumé français de "The extent of the South Pacific Superswell" 69
4.1.1 Nouvelles limites pour le Superbombement du Pacifique 69
4.1.2 Autres observables 70
4.1.3 Discussion 71
4.2 The extent of the South Pacific Superswell 72
4.2.1 Abstract 72
4.2.2 Introduction 72
4.2.3 The South Pacific Superswell 73
4.2.4 New limits for the South Pacific Superswell 75
4.2.5 Other observables 87
4.2.6 Discussion 93
4.2.7 Conclusion 96

5 Bombements locaux **97**

5.1 Qu'est-ce qu'un bombement relatif à un point chaud ? 97
5.1.1 La notion de point chaud 97
5.1.2 La Société 104
5.1.3 Les Marquises 108
5.1.4 Cook-Australes 110
5.1.5 Les Tuamotu 118
5.1.6 Flux de flottabilité 121
5.2 Le géoïde 125
5.2.1 Les Marquises 127

5.2.2 La Société 132
5.2.3 Cook-Australes 134
5.2.4 Australes sud 135
5.2.5 Les Tuamotu 135
5.3 Discussion 137

6 L'alignement Cook-Australes 141

6.1 Contexte géologique 141
6.1.1 Description de l'alignement 141
6.1.2 Les chaînes Ngatemato et Taukina 147
6.1.3 Etat de la lithosphère 148
6.2 Nouvelles données 150
6.2.1 Données bathymétriques 150
6.2.2 Données gravimétriques 151
6.3 Epaisseurs élastiques 154
6.3.1 Calcul de l'EQM 154
6.3.2 Résultats mont par mont 157
6.3.3 Superposition 163
6.4 Interprétation 176
6.4.1 Edifices hors alignements 177
6.4.2 Alignement sud 178
6.4.3 Alignement nord 181
6.4.4 Récapitulatif 185

7 Conclusion générale 187

Bibliographie 191

A Détermination des épaisseurs élastiques **201**

Table des figures

2.1 Formation de la lithosphère océanique par accrétion à la dorsale 17

2.2 Géométrie du refroidissement de la lithosphère 19

2.3 Courbes de subsidence thermique 20

2.4 Ajustement de la profondeur du plancher océanique dans le Pacifique central sud 23

2.5 Enveloppe des contraintes élasto-plastiques 25

2.6 Effet de la variation du taux de déformation sur l'enveloppe des contraintes 27

2.7 Tables de correspondance entre l'épaisseur élastique (T_e) et mécanique (T_m) 28

2.8 Modèle de compensation régionale mono-couche 32

2.9 Influence de l'épaisseur élastique sur la flexure 33

2.10 Modèle de compensation régionale bi-couches 34

2.11 Isostatie, approche indirecte 36

2.12 Epaisseur visco-élastique 38

2.13 Epaisseur élastique effective de la lithosphère en fonction de l'âge de la lithosphère au moment du chargement 39

3.1 Calcul des spectres pour des fonctions périodique et non-périodique . . 43

3.2 Effet d'un échantillonnage limité dans le temps 44

3.3 Anomalie de profondeur en Polynésie Française 45

3.4 Ajustement du bombement des Tuamotu par les filtres spectraux . . . 46

3.5 Anomalie de profondeur autour d'Hawaii 47

3.6 Ajustement du bombement d'Hawaii par des gaussiennes et des super-gaussiennes 48

3.7 Ajustement du bombement des Tuamotu par les filtres GMT 49

3.8 Considérations géométriques pour l'application du filtre médian 2D . . 50

3.9 Considérations géométriques pour l'application du filtre médian 3D . . 52

3.10 Filtrage médian en présence d'une pente 53

3.11 Etude modale 55

3.12 Anomalie de profondeur dans le Pacifique 57

3.13 Définition des paramètres de la boîte translatée 58

3.14 Etape de minimisation 59

3.15 Etapes du filtrage 60

3.16 Influence de la taille de la boîte 61

3.17 Influence du rayon du filtre médian 62

3.18 Mise en évidence des différentes anomalies de profondeur grâce aux différents paramètres de filtrage 63

3.19 Paramètres extrêmes pour le filtrage du Superbombement 65

3.20 Anomalie de profondeur de grande longueur d'onde 66

3.21 Erreur associée à la méthode de filtrage 67

4.1 Bathymetry of the Pacific Ocean 74

4.2 Bathymetry obtained from original ship soundings 76

4.3 Translating box 78

4.4 Depth anomaly profile 79

4.5 Focus on the Superswell 81

4.6 Bathymetry profiles 82

4.7 Depth anomaly found relative to the PSM subsidence model 83

4.8 Estimated error associated with the filtering method 84

4.9 Seafloor age 85

4.10 Depth anomaly found relative to the GDH1 subsidence model 86

4.11 Geoid anomaly 88

4.12 Geoid anomaly 89

4.13 Isotropic tomographic model 91

4.14 Anelastic tomographic model 92

4.15 Viscosity models 93

4.16 Dynamical topography 94

4.17 Correlation between the age of the seafloor and the depth anomaly . . 95

5.1 Notion de point chaud 98

5.2 Emplacement des principaux points chauds océaniques 98

5.3 Influence de la grille bathymétrique sur le calcul du bombement topographique 102

5.4 Alignement de la Société 104

5.5 Bombement local relatif à l'alignement de la Société 105

5.6 Profils montrant l'anomalie de profondeur pour la Société 106

5.7 Etude modale du bombement topographique de la Société 107

5.8 Alignement des Marquises 109

5.9 Bombement relatif à l'alignement des Marquises 110

5.10 Profils montrant l'anomalie de profondeur des Marquises 111

5.11 Etude modale du bombement topographique des Marquises 112

5.12 Alignement des Cook-Australes 113

5.13 Bombements locaux relatifs à l'alignement Cook-Australes 114

5.14 Bombements locaux relatifs à l'alignement Cook-Australes 115

5.15 Anomalie de profondeur suivant des profils transversaux à l'alignement des Cook-Australes . . . 116

5.16 Profils transversaux à l'alignement des Cook . . . 117

5.17 Etude modale de l'anomalie de profondeur pour les Australes sud . . . 118

5.18 Archipel des Tuamotu sur fond bathymétrique . . . 119

5.19 Bombement des Tuamotu . . . 121

5.20 Profils transversaux à l'archipel des Tuamotu . . . 122

5.21 Masques utilisés pour calculer de flux de flottabilité sur la Société . . . 124

5.22 Anomalie du géoïde pour l'alignement des Marquises . . . 128

5.23 Profils d'anomalie du géoïde pour l'alignement des Marquises . . . 129

5.24 Backtracking Marquises . . . 131

5.25 Anomalie du géoïde pour l'archipel de la Société . . . 133

5.26 Anomalie du géoïde pour les Cook-Australes . . . 135

5.27 Anomalie du géoïde pour les Australes sud . . . 136

5.28 Anomalie du géoïde pour les Tuamotu . . . 137

6.1 Alignement des Cook-Australes . . . 142

6.2 $^{143}Nd/^{144}Nd$ vs.$^{206}Pb/^{204}Pb$ . . . 145

6.3 $^{143}Nd/^{144}Nd$ vs.$^{206}Pb/^{204}Pb$ . . . 146

6.4 Synthèse des épaisseurs élastiques pour les Cook-Australes . . . 149

6.5 Bathymétrie multifaisceaux . . . 150

6.6 Bathymétrie du mont ZEP2-19 . . . 151

6.7 Grilles gravimétriques . . . 152

6.8 Age du plancher océanique . . . 153

6.9 Modèle de compensation régionale mono-couche . . . 154

6.10 Influence du degré de développement . . . 156

6.11 EQM du mont ZEP2-19 . . . 156

6.12 Bathymétrie des monts ZEP2-1 et ZEP2-2 157

6.13 Bathymétrie enregistrée suivant la trace passant par ZEP2-1 et ZEP2-2 158

6.14 AAL sur les monts ZEP2-1 et ZEP2-2 158

6.15 Bathymétrie des monts ZEP2-3 et ZEP2-4 159

6.16 AAL pour ZEP2-3 et ZEP2-4 160

6.17 Bathymétrie des monts ZEP2-14A et ZEP2-14B 161

6.18 AAL ZEP2-14 162

6.19 Bathymétrie de Rurutu et Lotus 163

6.20 Décomposition Rurutu-Lotus 165

6.21 EQM Rurutu 166

6.22 AAL Rurutu 167

6.23 Bathymétrie de Rimatara 168

6.24 EQM Rimatara 169

6.25 Bathymétrie de Raivavae 170

6.26 EQM Raivavae 171

6.27 Bathymétrie d'Arago 171

6.28 EQM du mont Arago 172

6.29 Bathymétrie de Tubuai 173

6.30 EQM Tubuai 175

6.31 Cartographie des épaisseurs élastiques 176

6.32 Epaisseurs élastiques en fonction de l'âge de la lithosphère au moment du chargement (hors alignements) 177

6.33 Mont tronqué 178

6.34 Epaisseurs élastiques en fonction de l'âge de la lithosphère au moment du chargement (alignement sud) 179

6.35 Bathymétrie du mont Macdonald 180

6.36 EQM Macdonald 181

6.37 Bombements relatifs à l'alignement des Cook-Australes 182

6.38 Epaisseurs élastiques en fonction de l'âge de la lithosphère au moment du chargement (alignement nord, sans décomposition) 183

6.39 Epaisseurs élastiques en fonction de l'âge de la lithosphère au moment du chargement (alignement nord, avec décomposition) 184

A.1 Bathymétrie du mont ZEP2-13 201

A.2 AAL ZEP2-13 202

A.3 Bathymétrie du mont ZEP2-15 203

A.4 AAL ZEP2-15 204

A.5 Bathymétrie des monts ZEP2-14, ZEP2-15, ZEP2-16, ZEP2-17, ZEP2-18 et ZEP2-19 205

A.6 AAL de ZEP2-16 et ZEP2-17 206

A.7 Bathymétrie du mont ZEP2-18 207

A.8 AAL ZEP2-18 207

A.9 Bathymétrie du mont ZEP2-20 208

A.10 AAL ZEP2-20 209

A.11 Bathymétrie du banc Neilson 210

A.12 AAL Neilson 211

A.13 Bathymétrie du banc Président Thiers 212

A.14 AAL Président Thiers 213

A.15 Bathymétrie du mont ZEP2-31 214

A.16 AAL ZEP2-31 215

Liste des tableaux

2.1 Valeurs des variables utilisés dans le modèle 35

5.1 Caractérisation des bombements 123

5.2 Flux de flottabilité des points chauds 140

6.1 Ages du volcanisme dans l'alignement Cook-Australes 144

6.2 Valeurs des paramètres utilisés dans le modèle 155

6.3 Valeurs des épaisseurs élastiques et des densités de la charge volcanique obtenues dans la présente étude (colonnes 3 et 4) et récapitulatif des épaisseurs élastiques disponibles pour les Cook-Australes (colonne 5) ; c : Calmant (1987b), m : McNutt et al. (1996a), s : Sichoix (1997) . . . 186

Chapitre 1

Introduction

L'existence des panaches dans le manteau terrestre se traduit par leur signature dans différents observables en surface (topographie, champ gravimétrique, chimie). La manifestation la plus évidente est la présence d'anomalies de profondeur du plancher océanique, à différentes longueurs d'onde : alignements volcaniques, bombements associés et superbombements. L'étude des anomalies de profondeur, couplée aux anomalies gravimétriques, constitue une méthode efficace pour contraindre les panaches (longueur d'onde, profondeur) et leur influence sur la lithosphère.

Dans ce travail, nous allons nous consacrer à l'étude des panaches dans le Pacifique central sud. En effet, le Pacifique central sud est une région particulièrement intéressante car elle présente de nombreuses anomalies géophysiques : grande concentration de volcans actifs et éteints, importante anomalie négative dans le géoïde, vitesses sismiques anormalement faibles, qui indiquent que cette région surplombe un manteau anormalement chaud et une surélévation à grande longueur d'onde du plancher océanique.

En préalable à cette étude, dans le chapitre 2, nous nous attacherons à la compréhension du comportement mécanique et thermique de la lithosphère océanique. Nous insisterons plus particulièrement sur une méthode souvent utilisée pour étudier cette dernière : la détermination de l'épaisseur élastique. Bien que ce modèle ne soit qu'une approximation, il fournit des informations précieuses sur le comportement à long terme de la lithosphère.

Dans le chapitre 3, nous présenterons une nouvelle méthode de filtrage, particulièrement adaptée à la caractérisation des anomalies de profondeur. C'est un problème délicat car dans notre région d'étude se superposent différents signaux couvrant une large gamme de longueurs d'onde : Superbombement du Pacifique, bombements locaux relatifs aux alignements de type point chaud, édifices volcaniques. Il est alors difficile d'isoler une composante précise et après avoir passé en revue les différentes méthodes de filtrage dont on dispose en sciences de la Terre, nous montrons qu'aucune d'entre elles n'est bien adaptée à ce problème précis. Nous exposerons alors la nouvelle méthode de filtrage que nous avons élaboré et nous en discuterons les paramètres, les avantages et

la fiabilité.

Grâce à cette nouvelle approche, nous procédons alors à la caractérisation précise de l'anomalie de profondeur liée au Superbombement du Pacifique. Pour comprendre le phénomène à son origine, nous la comparons à d'autres observables indépendantes telles les vitesses sismiques et le géoïde et aux modèles de topographie dynamique. Cette étude fait l'objet du chapitre 4.

La partie méridionale du Superbombement du Pacifique est particulièrement intéressante puisque l'on y rencontre une grande concentration de volcanisme. Pour mieux comprendre la dynamique de la région, nous avons également caractérisé les bombements topographiques liés aux alignements volcaniques de type point chaud. La plupart du temps, leur description ne correspond pas à celles précédemment rapportées, qui rendaient compte de l'interaction 'classique' d'un panache avec la lithosphère. Nous verrons quels peuvent être les phénomènes pouvant expliquer ces morphologies particulières. En se plaçant dans l'hypothèse selon laquelle la remontée du plancher océanique est due à l'action d'un panache, nous calculons le flux de flottabilité qui nous permet de quantifier l'activité de ce dernier. L'étude couplée des anomalies de profondeur et du géoïde, nous permet de dégager une autre grandeur caractéristique : la profondeur de compensation. Ces quantifications seront discutées et interprétées. Ce travail est exposé dans le chapitre 5.

L'alignement des Cook-Australes, situé dans le Pacifique central sud, est, à plusieurs points de vue, un alignement très original. Il possède en effet une durée relativement importante pour une région où l'activité des points chauds est relativement courte (<5 Ma). Il n'a pas de bombement topographique associé. De nombreuses phases de volcanisme se superposent sur ses édifices. Nous avons cherché à apporter des informations supplémentaires sur l'histoire du chargement de cette chaîne, en effectuant une cartographie des épaisseurs élastiques. Cette étude utilise de nouvelles données, acquises pendant la campagne ZEPOLYF2 (bathymétrie mulitifaisceaux, gravimétrie, datations, magnétisme), conduite dans le région durant l'été 1999. Dans cette zone, où plusieurs phases de volcanisme se superposent, le simple modèle élastique n'est pas approprié. Nous avons alors reconstitué l'histoire tectonique relative au chargement de chaque mont ou de chaque groupe de monts. La démarche utilisée ainsi que l'interprétation des résultats sont exposés dans le chapitre 6.

La synthèse de tous nos résultats sera discutée dans la conclusion générale.

Chapitre 2

La lithosphère océanique

La lithosphère est considérée comme la partie externe, froide et rigide de la Terre. La lithosphère océanique est constituée de plusieurs plaques mobiles créées en continu aux dorsales médio-océaniques où le magma extrait du manteau forme une croûte épaisse de 6 km en moyenne. En s'éloignant de la dorsale, le manteau résiduel se refroidit, s'épaissit et se densifie par contraction thermique. La lithosphère devient alors plus lourde par rapport à l'asthénosphère chaude sous-jacente et subside. Depuis sa création au niveau de la dorsale jusqu'aux zones de subduction où elle se plie et plonge à l'intérieur de la Terre, elle parcourt des milliers de kilomètres pendant des dizaines de millions d'années (170 Ma est l'âge maximal observé) et son épaisseur varie de 6 à 140 km.

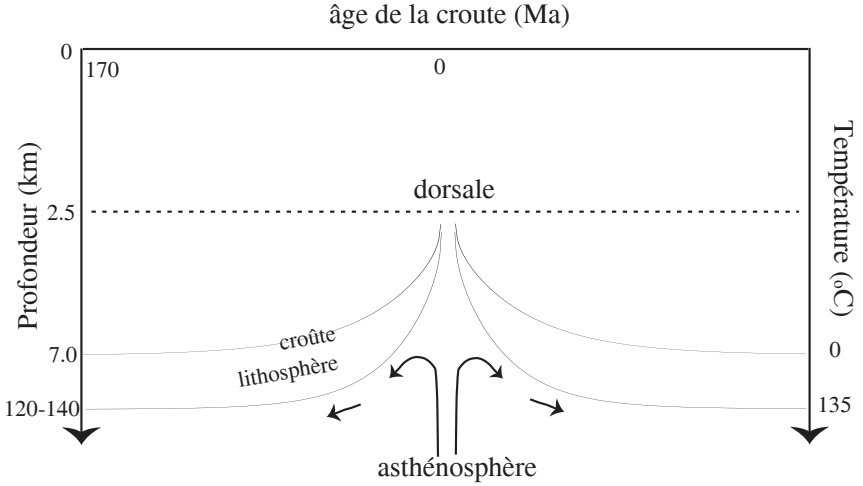

FIG. 2.1 – *Formation de la lithosphère océanique par accrétion à la dorsale, puis épaississement et subsidence par refroidissement.*

Pendant cette période, de nombreux événements peuvent venir perturber la structure thermique de la lithosphère : mise en place d'édifices volcaniques, failles, sédimentation. La façon dont la lithosphère réagit aux différentes contraintes qui lui sont im-

posées fournit des informations précieuses sur sa structure. Pour comprendre comment les contraintes s'accumulent et évoluent, il faut d'abord comprendre l'évolution de la structure thermique de la lithosphère avec le temps. Les différents modèles de subsidence thermique proposés invoquent différents mécanismes pour rendre compte des observations. L'étude de la rhéologie de la lithosphère, fortement dépendante de la température, permet de définir plusieurs régimes de déformation, ce qui rend sa définition dépendante de la grandeur physique étudiée : on parle en effet de lithosphère thermique, élastique, sismique ou mécanique. Nous insisterons sur l'épaisseur élastique de la lithosphère, grandeur qui caractérise son comportement à l'échelle des temps géologiques. Nous verrons comment la déterminer et quelle est exactement sa réalité physique.

2.1 Structure thermique et mécanique de la lithosphère océanique

2.1.1 Subsidence thermique

La lithosphère est considérée comme la couche limite thermique de la convection dans le manteau (dont témoigne en surface la tectonique des plaques). Lorsqu'elle est entraînée loin de la dorsale où elle a été créée, elle se refroidit par conduction (Turcotte et Oxburgh, 1967), s'épaissit et subside. Dans les premiers 70 Ma, la profondeur du plancher océanique est en effet proportionnelle à la racine carrée de l'âge (Davis et Lister, 1974). Cette observation est bien expliquée par un modèle de subsidence thermique demi-espace. Pour des âges supérieurs à 70 Ma, l'approfondissement des fonds océaniques est ralenti et semble tendre vers une asymptote (Parsons et Sclater, 1977; Colin et Fleitout, 1990). La hauteur du géoïde diminue, quant à elle, proportionnellement à l'âge de la croûte dans les premiers 50 Ma (Davis et Lister, 1974; Sandwell et Schubert, 1980), période après laquelle cette décroissance est également ralentie (Detrick et al., 1981; Sandwell et Schubert, 1982). Le flux de chaleur varie lui en $\frac{1}{\sqrt{t}}$ pour les âges compris entre 10 et 80 Ma (Davis et Lister, 1974). Nous allons voir comment les différents modèles de subsidence thermique expliquent et quantifient ces observations et comment peuvent être interprétés les écarts des observables par rapport aux modèles de refroidissement de la lithosphère.

Modèles demi-espace et plaque

Les modèles plaque et demi-espace donnent la distribution de la température à l'intérieur des plaques. Cette distribution est obtenue en résolvant l'équation de transfert de chaleur dans les solides. En supposant un état stationnaire pour l'expansion des fonds océaniques ($\frac{\delta T}{\delta t} = 0$), un système bidimensionnel (z, x) (voir figure 2.2) où z est la profondeur et x la direction du déplacement qui se fait à vitesse constante v (telle que $x = \mathrm{t}.v$), que le système ne produit pas de chaleur et que la diffusion horizontale

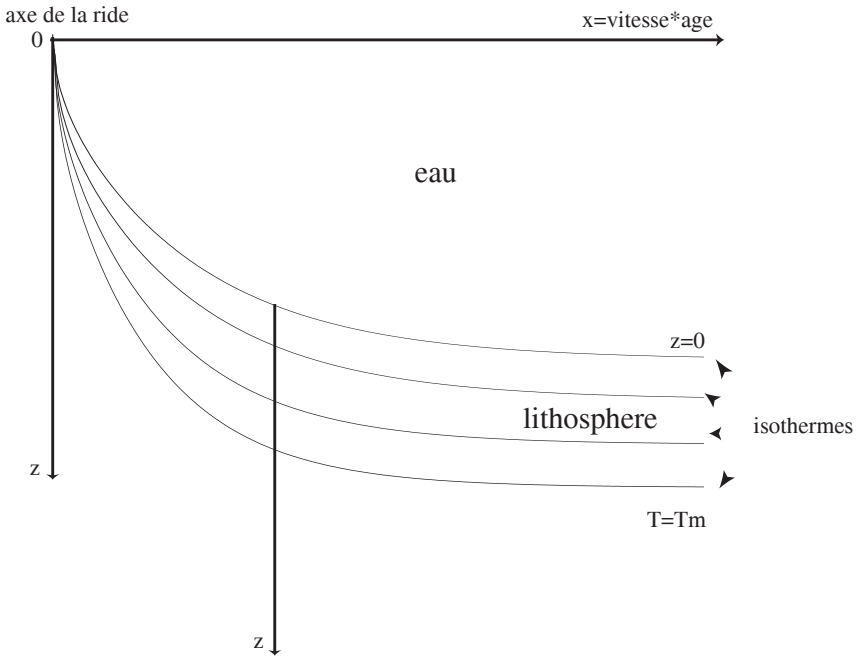

FIG. 2.2 – *Géométrie du refroidissement de la lithosphère. L'origine de l'axe z correspond aux fonds océaniques. Les courbes représentent les différents isothermes.*

peut être négligée devant la diffusion verticale (Parsons et Sclater, 1977), l'équation de conduction de la chaleur peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{\delta T}{\delta t} = \kappa \frac{\delta^2 T}{\delta z^2} \tag{2.1}$$

où κ est la diffusivité thermique. En surface, la condition limite est la température de l'océan : 0^oC. La condition initiale [T(t=0, z)=T_m, T_m étant la température du manteau] suppose que l'asthénosphère remonte jusqu'à la surface. Les différences entre les modèles de subsidence thermique proposés (modèles plaques et demi-espace) sont dues à la condition imposée à la base de la lithosphère.

Modèle demi-espace
Dans le modèle demi-espace il n'y a pas d'apport de chaleur supplémentaire à la base de la lithosphère, celle-ci étant la couche limite froide d'un réservoir infini de température T_m. La distribution de température dans la lithosphère peut alors s'écrire sous la forme

$$T(t, z) = T_m erf \frac{z}{2\sqrt{\kappa.t}} \tag{2.2}$$

où T et T_m sont des températures en degrés Celsius.

Une fois obtenue la distribution de température à l'intérieur de la lithosphère, l'anomalie du géoïde peut également être calculée. Le géoïde est une surface équipotentielle du champ de gravité correspondant à la surface des océans. La forme de la Terre étant

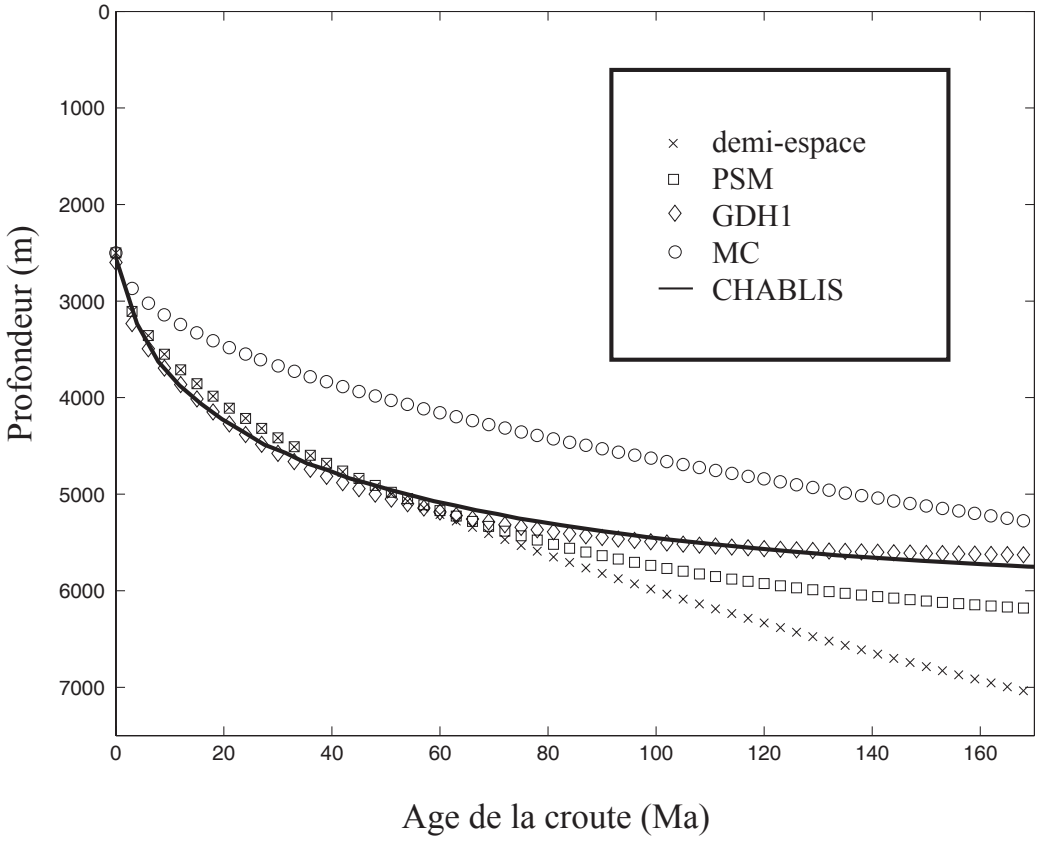

FIG. 2.3 – *Courbes de subsidence thermique. Le modèle demi-espace (ajusté par Parsons et Sclater (1977)) est représenté par des croix. Les profondeurs du plancher océanique déduites des ajustements du modèle plaque par Parsons et Sclater (1977) et Stein et Stein (1992) sont respectivement montrés sur les courbes en carrés et en losanges. Les ronds (MC) représentent l'ajustement trouvé par Marty et Cazenave (1989) pour le Pacifique sud. Le modèle CHABLIS (Doin et Fleitout, 1996) est représenté en trait plein.*

approchée par un ellipsoïde de révolution, l'anomalie du géoïde ΔN est la différence entre le géoïde marin observé et cet ellipsoïde de référence. Dans le cas du modèle demi-espace, son expression est donnée par l'équation 2.3.

$$\Delta N = -\frac{2\pi G}{g}\rho_m \alpha T_m \kappa \left[1 + \frac{2\rho_m \alpha T_m}{\pi(\rho_m - \rho_w)}\right] age \tag{2.3}$$

où α, κ et G sont le coefficient de dilatation thermique, la diffusivité thermique et la constante de gravitation universelle et ρ_m et ρ_w les masses volumiques du manteau et de l'eau de mer.

Modèle plaque

Pour le modèle plaque, l'isotherme T_m se trouve à une profondeur H, qui définit l'épaisseur de la plaque, ce qui suppose implicitement un apport de chaleur supplémentaire à la base de la plaque. Cette formulation empêche la poursuite du refroidissement

aux âges élevés observé dans le modèle demi-espace (figure 2.3). La distribution de température dans la lithosphère peut alors s'écrire sous la forme :

$$T(age, z) = T_m \left[\frac{z}{H} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{n\pi} \sin\left(\frac{n\pi z}{H}\right) \exp\left(\frac{-n^2 age}{\tau}\right) \right] \tag{2.4}$$

où τ est le temps conductif $\tau = \frac{H^2}{\pi^2 \kappa}$.

L'anomalie du géoïde (ΔN) a alors l'expression suivante :

$$\Delta N = -\frac{2\pi G}{g} \rho_m \alpha T_m H^2 \left[\frac{1}{6} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{n^2\pi^2} \exp\left(\frac{-n^2 age}{\tau}\right) \cos(n\pi) \right] \tag{2.5}$$

La bathymétrie prédite par les deux modèles est très semblable pour des âges inférieurs à 70 Ma, (comme nous pouvons le voir sur la figure 2.3 où les profondeurs prédites par les modèles plaque et demi-espace sont respectivement représentés par des carrés et des croix) et relate bien les observations puisque la profondeur du plancher océanique est proportionnelle à la racine carrée de l'âge. Au-delà, le modèle plaque se stabilise et un gradient conductif s'établit. Il prédit ainsi un aplatissement aux âges élevés et c'est pour cette raison qu'il a généralement été préféré pour décrire la subsidence thermique.

Ajustement du modèle plaque

Pour ajuster les paramètres du modèle (l'épaisseur limite de la plaque H, la température du manteau T_m et la diffusivité thermique κ), les auteurs utilisent les observables telles la bathymétrie, le géoïde et/ou le flux de chaleur. Nous allons passer en revue les modèles les plus fréquemment utilisés.

PSM

Parsons et Sclater (1977) trouvent que le modèle plaque explique bien les données de l'Atlantique Nord. Ils ajustent le taux de subsidence et la profondeur de la dorsale dans l'équation de subsidence thermique avec des données bathymétriques et de flux de chaleur et en déduisent les paramètres $\kappa = 8.10^{-7} m^2 s^{-1}$, $T_m = 1350^o C$, $H = 125 km$. La profondeur du plancher océanique prédite par ce modèle (que nous appellerons PSM par la suite) est représentée par des carrés sur la figure 2.3. L'équation standard de la subsidence du plancher océanique pour le modèle PSM peut s'écrire sous la forme :

$$d(t) = \begin{cases} 2500 & +350\sqrt{t} & t \leq 70Ma \\ 6400 & -3200 e^{-\frac{t}{63}} & t > 70Ma \end{cases} \tag{2.6}$$

où d est la profondeur du plancher océanique, en mètres et t, l'âge en millions d'années

GDH1

Stein et Stein (1992) reprennent cette étude avec une compilation de mesures bathymétriques et de flux de chaleur beaucoup plus complètes et mieux choisies. Ils prennent en effet soin d'écarter des données qu'ils considèrent influencées par l'activité de points chauds. Le modèle qu'ils proposent GDH1 (Global Depth and Heat Flow) décrit une lithosphère beaucoup plus mince (95 km) avec une température à sa base (T_m=1450^oC) beaucoup plus élevée que celle proposée par Parsons et Sclater (1977). La loi de subsidence qu'ils en déduisent est :

$$d(t) = \begin{cases} 2600 & +365\sqrt{t} & t \leq 20Ma \\ 5651 & -2473e^{-0.0278t} & t > 20Ma \end{cases} \tag{2.7}$$

Nous l'avons représentée par des losanges sur la figure 2.3. GDH1 ajuste mieux les observables pour la vieille lithosphère puisque le plancher océanique atteint une profondeur asymptotique vers 100 Ma alors que que pour PSM, l'asymptote n'est atteinte qu'à partir de 150 Ma (courbe en carrés sur la figure 2.3).

CHABLIS, un modèle alternatif

Une approche alternative est proposée par le modèle CHABLIS [Constant Heat flow Applied at the Bottom Lithospheric ISotherm, Doin et Fleitout (1996)] où un flux de chaleur constant, égal au flux de chaleur transporté dans la zone de convection, est appliqué à la base de la lithosphère, quel que soit son âge. L'ajustement des paramètres du modèle se fait avec la bathymétrie, le géoïde et le flux de chaleur L'épaississement est beaucoup plus lent que celui prédit par le modèle plaque. Les profondeurs prédites par les modèles CHABLIS (en trait plein sur la figure 2.3) et GDH1 (losanges sur la figure 2.3) sont très comparables jusqu'à 100 Ma, âge après lequel CHABLIS prédit un plancher océanique plus profond.

Discussion des modèles

Il faut noter que l'approche globale n'est peut-être pas la plus adaptée car il existe d'importantes variations locales et régionales du taux de subsidence [de 350 mMa$^{-1/2}$ dans l'Atlantique nord à 250 mMa$^{-1/2}$ dans l'Atlantique équatorial et le nord-ouest de l'océan Indien (Marty et Cazenave, 1989)]. Il peut également exister une asymétrie du plancher océanique créé par une même dorsale. Les observations montrent que plus la dorsale est élevée, plus la subsidence est rapide, l'explication

étant certainement liée à un phénomène d'origine sub-lithosphérique comme la variation de température du manteau (Marty et Cazenave, 1989). Marty et Cazenave (1989) décomposent alors les plaques océaniques en 32 régions. Pour chacune d'entre elles, ils déduisent la profondeur de la dorsale et le taux de subsidence. Nous avons rapporté la loi de subsidence qu'ils trouvent pour le Pacifique sud par des ronds sur la figure 2.3. Cette démarche semble adéquate mais comme l'avait déja mentionné Crough (1983), il existe très peu de régions qui n'ont pas été influencées par l'activité d'un point chaud. Ceci s'avère particulièrement vrai en Polynésie Française, qui est notre région d'étude où de plus, l'effet du Superbombement du Pacifique apparaît très clairement dans les données qui ont été sélectionnées (voir figure 2.4).

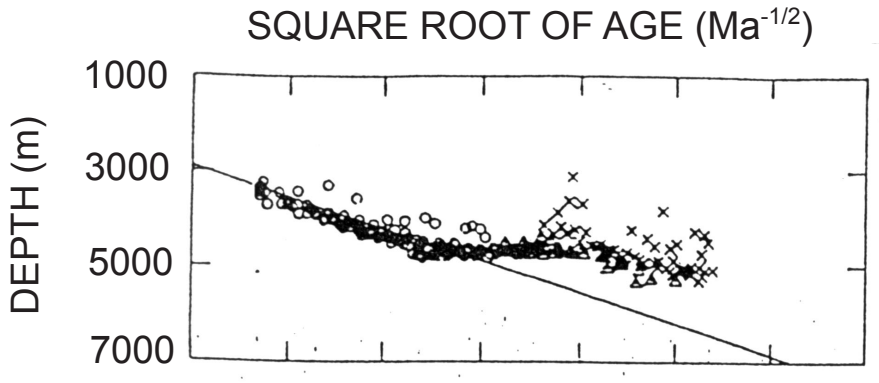

FIG. 2.4 – *Ajustement de la profondeur du plancher océanique par Marty et Cazenave (1989) dans le Pacifique central sud. Les observations (ronds et les croix) qui s'écartent du modèle (trait continu) correspondent à des mesures faites sur le Superbombement.*

Plusieurs mécanismes indépendants du refroidissement des plaques ont été proposés pour expliquer cet aplatissement : effet dynamique de la surpression nécessaire au flux de retour vers la ride (Schubert et al., 1976; Morgan et Smith, 1992), passage de la lithosphère au-dessus d'un point chaud (Crough, 1978; Heestand et Crough, 1981), apport de chaleur radioactive (Schubert et al., 1976), cisaillement (Schubert et al., 1976), convection petite-échelle (Parsons et McKenzie, 1978; Fleitout et Yuen, 1984). La différence entre tous les mécanismes proposés étant surtout la profondeur à laquelle a lieu l'apport de chaleur supplémentaire puisque le mécanisme n'a que peu d'influence sur la structure thermique de la lithosphère (Parsons et McKenzie, 1978).

Parmi tous les modèles de subsidence thermique proposés, il n'est pas aisé de choisir un modèle de référence pour mettre en évidence les anomalies de profondeur du plancher océanique. Le modèle CHABLIS rend compte des instabilités convectives à la base de la lithosphère. Il est donc à écarter. Dans le chapitre sur le Superbombement du Pacifique, nous avons préféré procéder à des comparaisons entre les modèles de référence les plus utilisés : PSM (Parsons et Sclater, 1977) et GDH1 (Stein et Stein, 1992) (qui montrent de plus des comportements etrêmes), plutôt que de calculer une incertitude relative au choix du modèle de subsidence. L'incertitude serait trop importante aux âges élevés :la différence de profondeur du plancher océanique est de l'ordre de 500 m entre les modèles PSM et GDH1 à 100 Ma. Or l'amplitude maximale du Superbombement

est de 450 m. Si l'anomalie de profondeur mise en évidence est assortie d'une incertitude du même ordre de grandeur, les résultats ne sont plus significatifs.

Ainsi, on vient de voir que la structure thermique de la lithosphère évolue avec l'âge et que l'évolution des observables est décrite de façon satisfaisante par le modèle plaque. Mais comment les propriétés mécaniques de la lithosphère sont-elles reliées à la distribution de température ?

2.1.2 Rhéologie de la lithosphère

Il a été reconnu depuis longtemps que la lithosphère possède une certaine rigidité qui lui permet de répondre aux contraintes qui lui sont appliquées de manière élastique. En effet, les observations indiquent que la lithosphère se plie lorsqu'elle est chargée par des volcans (Vening-Meinesz, 1941; Walcott, 1970a; Watts et Cochran, 1974; McNutt et Menard, 1978), ou aux zones de subduction avant de plonger à l'intérieur du manteau (Watts et Cochran, 1974). Différents modèles (élastiques, visco-élastiques, élasto-plastiques) ont été développés pour modéliser son comportement mécanique, encore mal quantifié. Pour que le modèle reproduise fidèlement les propriétés du fonctionnement de la lithosphère, il faut qu'il soit basé sur une rhéologie réaliste.

Le manteau terrestre est essentiellement composé d'olivine (à 60 %). Les résultats des études expérimentales menées sur ce minéral fournissent une base permettant de mieux contraindre la mécanique de déformation de la lithosphère. Les expériences étudient la déformation des roches à hautes températures et pressions. Les résultats sont ensuite extrapolés en supposant connue la distribution de température et de pression avec la profondeur, permettant ainsi d'obtenir une cartographie des différentes zones de déformation de la lithosphère.

Goetze (1979) est l'un des premiers à proposer un modèle rhéologique basé sur les lois de déformation de l'olivine (Goetze, 1978). Le modèle est amélioré par Bodine et al. (1981) puis par McNutt et Menard (1982) et reste jusqu'à présent un modèle de référence. Il décrit une lithosphère caractérisée par une partie supérieure cassante, une partie inférieure ductile et un noyau élastique. Ce modèle est illustré sur la figure 2.5 où la contrainte déviatorique est tracée en fonction de la profondeur. L'enveloppe des contraintes élasto-plastiques montre les contraintes maximales que la lithosphère peut supporter en fonction de la profondeur et la manière dont elle se déforme lorsque les forces qui lui sont appliquées dépassent la contrainte maximale.

La partie supérieure de la lithosphère océanique inclut la croûte, elle est froide et fragile et concerne les premiers 20-30 km. La déformation est cassante. Elle correspond à la rupture des liaisons interatomiques. Les effets de pression dominent. Le comportement est celui des roches broyées décrit par le critère de Coulomb. Byerlee (1968) propose une relation de glissement frictionnel pour décrire ce type de déformation, dans lequel la force est indépendante de la lithologie et de la température et croît linéairement avec la pression. Il faut noter cependant que le critère de rupture sur les

roches intactes surestime la rigidité de la région puisque les failles macroscopiques ont tendance à localiser les contraintes (McNutt et Menard, 1982).

La partie sous-jacente correspond à la partie élastique de la lithosphère. La déformation correspond à l'étirement ou au racourcissement des liaisons interatomiques. Les déformations suivent la loi linéaire de Hooke :

$$\sigma = E\varepsilon \tag{2.8}$$

où E est le module élastique.

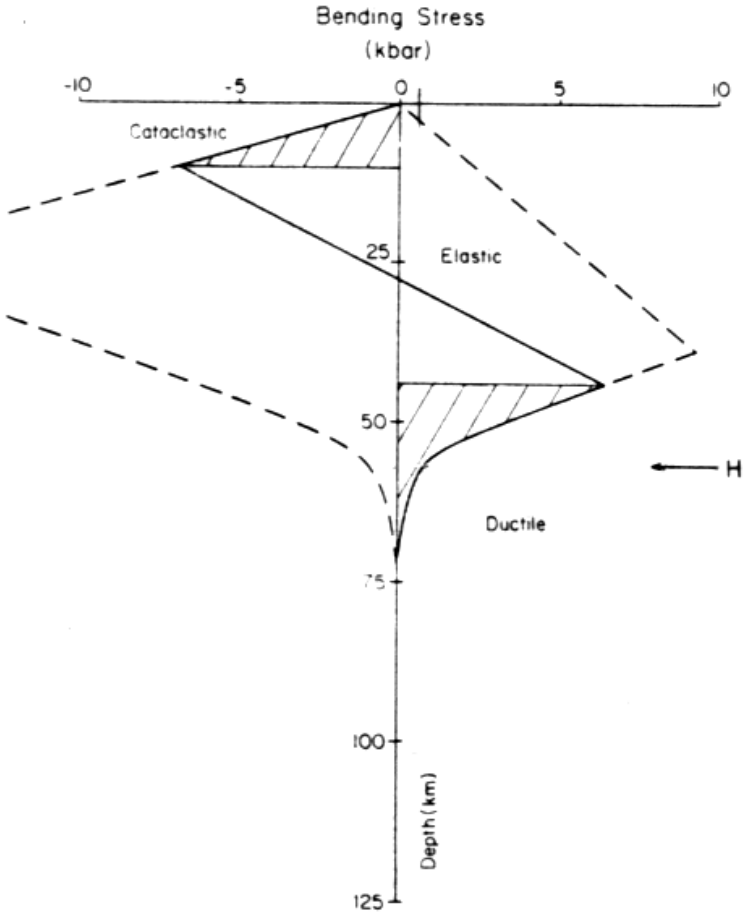

FIG. 2.5 – *Enveloppe des contraintes élasto-plastiques (Bodine et al., 1981). Trois régimes de déformation y sont montrés : en surface la déformation est cassante et principalement contrôlée par la pression ; plus en profondeur, il existe un noyau de déformation élastique ; la déformation de la partie inférieure de la lithosphère est ductile. La structure thermique de la lithosphère est donnée par le modèle de Parsons et Sclater (1977).*

Plus en profondeur, dans la partie inférieure de la lithosphère, les effets de température

dominent. Le mécanisme dominant est la déformation ductile qui correspond à des glissements sur des plans cristallins. Le taux de déformation de l'olivine $\dot{\varepsilon}$ dépend empiriquement de la contrainte déviatorique $\Delta\sigma$, de la température T et de l'énergie d'activation Q suivant la loi puissance exprimée dans l'équation 2.9

$$\dot{\varepsilon} = A\Delta\sigma^n e^{-\frac{Q}{RT}} \tag{2.9}$$

où R est la constante des gaz parfaits. L'énergie d'activation Q, la puissance n et l'amplitude A sont déterminées expérimentalement en ajustant cette équation aux résultats expérimentaux.

Nous venons de voir que la lithosphère a une rhéologie complexe et que la déformation peut y être cassante, élastique ou plastique. Quelle partie désigne-t-on exactement lorsque l'on parle d'épaisseur de la lithosphère ?

2.1.3 Epaisseur de la lithosphère

Bien que la lithosphère soit un concept bien reconnu et que sa rhéologie soit de mieux en mieux connue, il existe une certaine confusion sur sa définition puisque celle-ci dépend de la propriété considérée. On parlera ainsi d'épaisseur mécanique, élastique ou thermique.

On modélise souvent la lithosphère par une plaque mince élastique, posée sur un fluide visqueux. Cette approximation permet de rendre compte de nombreuses observations telles que la corrélation existant entre les données gravimétriques et bathymétriques que ce soit au niveau des zones de subduction ou pour les volcans. Nous considérerons que l'épaisseur élastique de la lithosphère est la partie qui lui permet de soutenir des charges pendant des temps géologiques.

Isacks et al. (1968) définissent la lithosphère comme la partie externe du globe dans laquelle les ondes sismiques se propagent sans atténuation, la région sous-jacente étant plus chaude est capable de fluer. Or, la lithosphère se comporte comme un milieu élastique lorsqu'elle est traversée par les ondes sismiques. Comment se fait-il alors que l'épaisseur de la lithospère 'des sismologues' (ou épaisseur mécanique) soit 2 à 3 fois supérieure celle de la lithosphère élastique ? Regardons sur quels phénomènes se basent les différentes définitions proposées.

Bodine et al. (1981) définissent l'épaisseur mécanique comme le point de transition entre des contraintes cisaillantes fortes-faibles, c'est-à-dire le point de courbure maximale (H sur la figure 2.5). Sur la figure 2.6, l'enveloppe des contraintes élasto-plastiques est représentée pour différents taux de déformation $\dot{\varepsilon}$, ($\dot{\varepsilon}$ étant inversement proportionnel à la période du chargement). On peut voir que pour des taux de déformation élevés, comme ceux mis en jeu lors de la propagation d'ondes sismiques ou du rebond post-glaciaire, l'épaisseur mécanique H est grande. Pour des taux de déformation plus faibles, relatifs à des processus géologiques tels que la mise en place d'un mont sous-

marin ou la formation d'un bassin sédimentaire, l'épaisseur mécanique est plus faible. Ainsi, pour des charges de courte durée, la lithosphère est épaisse alors que pour des charges de longue durée, la partie de la lithosphère capable de soutenir la charge est beaucoup plus mince. Cela explique que l'épaisseur observée grâce aux ondes sismiques est de 40 à 50% supérieure à l'épaisseur élastique (Nishimura et Forsyth, 1985), cette dernière n'étant pas une observable mais le paramètre d'un modèle qui traduit le comportement de la lithosphère sur de longues périodes. La base de la lithosphère dépendra donc du niveau des contraintes qui lui sont imposées et de leur temps de relaxation.

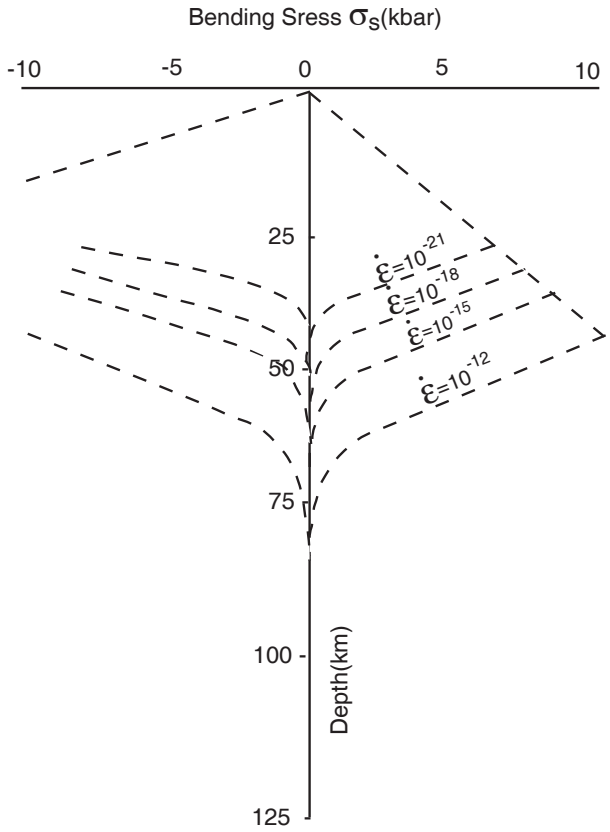

FIG. 2.6 – *Effet de la variation du taux de déformation sur l'enveloppe des contraintes (Bodine et al., 1981). Pour des taux de déformation élevés, comme ceux mis en jeu lors de la propagation d'ondes sismiques l'épaisseur mécanique (H) est grande. Pour des taux de déformation plus faibles, relatifs à des processus géologiques, l'épaisseur mécanique est plus faible.*

McNutt (1984) quantifie cette observation et définit l'épaisseur mécanique comme la profondeur jusqu'à une isotherme $T^{'}$ telle que pour un taux de déformation donné $\dot{\varepsilon}$, la contrainte déviatorique $\Delta\sigma$ (équation 2.9) soit inférieure à un seuil $\Delta\sigma_o$ pour des températures supérieures à $T^{'}$. Cela lui permet d'établir des tables de conversion entre l'épaisseur élastique T_e et épaisseur mécanique T_m en égalisant les moments dus à la flexure de la plaque (caractérisée par T_e) et à la somme des forces appliquées qui dépendent de la distribution des contraintes définies par l'enveloppe des contraintes, donc de T_m. Sur la figure 2.7 sont rapportés quelques résultats pour différentes contraintes.

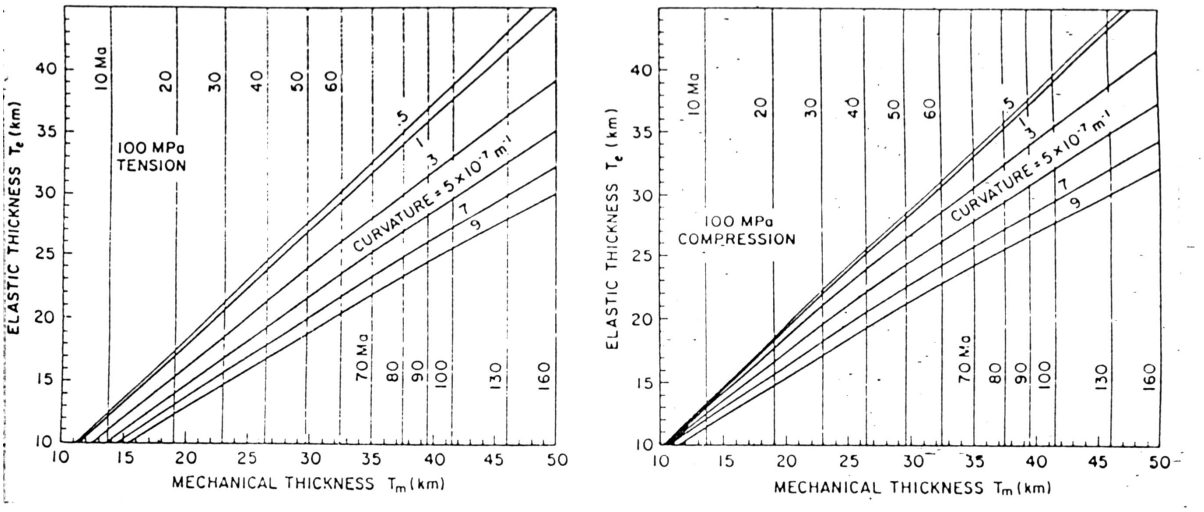

FIG. 2.7 – *Tables de correspondance entre l'épaisseur élastique (T_e) et mécanique (T_m) (McNutt, 1984), pour différentes contraintes appliquées à la lithosphère.*

L'épaisseur mécanique est souvent délimitée par l'isotherme 1400^{o}K. On considère qu'au-dessus, les roches sont suffisament froides pour se comporter de façon rigide et qu'en dessous elles sont suffisament chaudes pour avoir un écoulement visqueux en réponse à des forces long-terme. Cette définition est plus simple que celle proposée par Bodine et al. (1981) et McNutt (1984) mais implique une hypothèse par rapport au taux de déformation ($\dot{\varepsilon}$) et suppose donc qu'il s'agit d'une mesure instantanée.

L'épaisseur thermique est quant à elle définie en considérant la lithosphère comme la couche limite du manteau convectif. Elle correspond à l'isotherme 1350^{o}C.

2.2 L'épaisseur élastique

Nous venons de voir que l'épaisseur élastique caractérise le comportement de la lithosphère à l'échelle des temps géologiques. Le modèle élastique a été introduit par Gunn (1943) et largement utilisé depuis lors. Les résultats de nombreuses études sur les monts et plateaux sous-marins (Vening-Meinesz, 1941; Gunn, 1943; Walcott, 1970a; Watts et Cochran, 1974; Watts, 1978, 1979; McNutt et Menard, 1978; Cazenave et al., 1980) ainsi que sur le bombement à l'avant des fosses de subduction (Dubois et al., 1974; McAdoo et Martin, 1984) montrent que les anomalies gravimétriques et/ou la bathymétrie sont très bien modélisées en utilisant un modèle de plaque mince élastique continue pour la lithosphère. Dans ce cas, la déformation de la lithosphère est contrôlée par son épaisseur élastique T_e. Pour les courtes longueurs d'onde, les anomalies de gravité et du géoïde sont en effet, très fortement corrélées aux anomalies bathymétriques (Watts et Ribe, 1984). Pour des longueurs d'onde plus grandes ($\lambda \geq 1000\ km$), elles sont reliées à des phénomènes plus profonds tels la convection du manteau (McKenzie et al., 1980; Parsons, 1983).

Pour déterminer l'épaisseur de la lithosphère, le principe est de calculer à partir de la bathymétrie observée, la flexure correspondant à la charge en utilisant différents modèles mécaniques pour la lithosphère. La comparaison des grandeurs calculées à partir de ce modèle aux observables (bathymétrie, anomalies gravimétriques ou du géoïde, sismique réfraction) permet d'obtenir des paramètres qui caractérisent le comportement de la lithosphère sur des échelles de temps géologiques ($> 1Ma$). Différents modèles de comportement mécanique de la lithosphère océanique ont été proposés mais l'un des plus utilisés est celui où la lithosphère est modélisée par une mince plaque élastique surnageant un fluide visqueux. Ce modèle est en accord avec les résultats expérimentaux (Goetze, 1978) qui ont permis de déterminer une enveloppe de contraintes pour la lithosphère océanique (Goetze, 1979; Bodine et al., 1981; McNutt et Menard, 1982) où un noyau élastique se trouve entre les champs de déformation cassante (caractérisant la partie supérieure de la lithosphère) et ductile (relative à la partie inférieure de la lithosphère). De plus, McNutt et Menard (1982), Bodine et al. (1981) et McNutt (1984) montrent que l'épaisseur de ce noyau élastique correspond aux valeurs de l'épaisseur élastique déterminées par l'étude de la flexure.

2.2.1 Comment déterminer l'épaisseur élastique ?

Lewis et Dorman (1970) et Dorman et Lewis (1970) sont les premiers à appliquer la méthode de l'admittance qui consiste à calculer une fonction admittance permettant de quantifier la réponse isotatique d'un milieu soumis à une charge sans faire d'hypothèse a priori sur le modèle de compensation. McKenzie et Bowin (1976) sont les premiers à l'appliquer dans le domaine océanique. Depuis, son emploi s'est largement répandu (Watts, 1978; McNutt, 1979; Louden, 1981; Kogan et Kostoglodov, 1981; Kogan et al., 1985; Diament et Baudry, 1986; Diament et Goslin, 1986; M. et al., 1986; Ribe, 1982).

La relation de l'isostasie relie la topographie $b(X)$ aux anomalies du champ de pesanteur : anomalie gravimétrique $g(X)$ ou anomalie du géoïde. Comme dans le domaine fréquentiel ces deux grandeurs sont équivalentes à une constante multiplicative près [gk, Chapman et Talwani (1979)], on utilisera par la suite seulement les anomalies gravimétriques mais pour les anomalies du géoïde, les calculs sont identiques. La relation de l'isotasie s'écrit sous la forme du produit de convolution ($*$) donné par l'équation 2.10

$$g(X) = f(X) * b(X) + n(X) \tag{2.10}$$

où $n(X)$ représente le bruit (il correspond à la composante gravimétrique qui ne dépend pas linéairement de la topographie) et $f(X)$ le filtre qui permet de passer des données bathymétriques aux données gravimétriques.

Dans le domaine de Fourier, cette convolution devient une multiplication

$$G(k) = Z(k).B(k) + N(k) \tag{2.11}$$

où $G(k)$, $Z(k)$ et $N(k)$ sont les transformées de Fourier de l'anomalie gravimétrique, du filtre et du bruit respectivement et k le vecteur d'onde ($k_x = \frac{1}{\lambda_x}$, $k_y = \frac{1}{\lambda_y}$). $Z(k)$ est aussi appelée admittance. Elle est, au bruit près, le coefficient de la relation linéaire reliant l'anomalie gravimétrique à la topographie. L'admittance est calculée selon la formule (McKenzie et Bowin, 1976) :

$$Z(k) = \frac{< G(k)B^*(k) >}{< B(k)B^*(k) >} \tag{2.12}$$

où '<>' représente la moyenne et '*' le conjugué.

Approche directe

Dans notre étude, nous avons utilisé l'approche directe. Elle est basée sur le fait que dans le domaine fréquentiel, une interface de densité $\Delta\rho$ et de géométrie $b(X)$, située à une profondeur d du point de mesure, crée une anomalie gravimétrique qui peut s'écrire sous la forme

$$\Delta G(k) = 2\pi G\Delta\rho e^{-2\pi|k|d} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k^{n-1}}{n!} TF(b^n(X)) \tag{2.13}$$

où $G(k)$ est la transformée de Fourier de l'anomalie gravimétrique et G la constante de gravitation universelle (Parker, 1972).

L'admittance peut alors être exprimée en fonction des différents contrastes de densité. Quelles interfaces allons nous considérer ? La figure 2.8 illustre de façon simple ce qui se passe quand la lithosphère, assimilée à une plaque mince élastique, est chargée par un volcan. La partie supérieure de la lithosphère (interface eau-croûte) est déformée sous le poids du volcan. On suppose par la suite que les autres interfaces (discontinuité

du Moho, base de la lithosphère élastique) se déforment de façon similaire. Pour pouvoir calculer l'anomalie gravimétrique due à un tel scénario, il faut donc, dans un premier temps, déterminer la géométrie de la déflexion causée par la mise en place d'une charge topographique.

Flexure de la lithosphère

Lorsque la lithosphère est considérée comme une plaque mince élastique reposant sur l'asthénosphère fluide et visqueuse, l'équation différentielle reliant le déplacement vertical ω de la plaque aux forces qui lui sont imposées peut s'écrire sous la forme :

$$D \bigtriangledown^4 \omega + (\rho_m - \rho_c) g\omega = P \tag{2.14}$$

où g est l'accélération de la pesanteur, ρ_m et ρ_c les densités du manteau et de la croûte, D la rigidité flexurale, et P la charge ponctuelle. Le premier terme décrit la force dépendant de l'élasticité intrinsèque de la plaque, le second la poussée d'Archimède excercée par le manteau en réponse à l'enfoncement de la croûte et P la force due à la charge topographique (un volcan par exmple). Dans le cas d'une charge de densité ρ_l, on aura $P{=}{-}g(\rho_l - \rho_e)h$, ρ_e étant la densité de l'eau et h la topographie. D, la rigidité de la lithosphère, dépend directement de l'épaisseur élastique, comme le montre l'équation 2.15 :

$$D = \frac{ET_e^3}{12(1-\upsilon^2)} \tag{2.15}$$

où E est le module d'Young et υ le coefficient de Poisson

L'équation 2.14 est résolue dans le domaine de Fourier et dans le cas illustré sur la figure 2.8, en supposant que la densité du remplissage des bassins flexuraux est la même que la densité de la croûte ($\rho_c{=}\rho_i$). Nous obtenons donc :

$$W(k) = \left[\frac{D \mid 2\pi k \mid^4}{g(\rho_e - \rho_l)} + \frac{\rho_m - \rho_l}{\rho_e - \rho_l} \right]^{-1} B(k) \tag{2.16}$$

Sur la figure 2.9 nous avons calculé la flexure causée par un mont synthétique de forme gaussienne (de hauteur 1000 m, de largeur 100 km et d'écart-type 15 km) pour montrer l'importance de la rigidité de la plaque. La déflexion a été calculée pour une épaisseur élastique $T_e = 20\ km$ ($D = 5.7.10^{22}\ N.m^{-1}$) qui définit une plaque relativement rigide et pour une épaisseur élastique tendant vers 0. Le calcul a été effectué avec les paramètres donnés dans le tableau 2.1 et l'hypothèse $\rho_c{=}\rho_l = 2900\ kgm^{-3}$. Pour la plaque épaisse ($T_e = 20$ km, flexure en pontillés sur la figure 2.9) la compensation sera régionale. La longueur d'onde de la flexure est supérieure à celle du mont et son amplitude relativement faible par rapport à celle du mont. Pour la plaque d'épaisseur nulle, la compensation est locale (flexure en trait plein sur la figure 2.9). La longueur d'onde de la flexure est similaire à celle de la charge et son amplitude peut être retrouvée par simple équilibre isostatique (on égalise les pressions dans les colonnes en pointillé sur la figure 2.9). On aura alors $\omega = \frac{\rho_e - \rho_l}{\rho_m - \rho_c} h$.

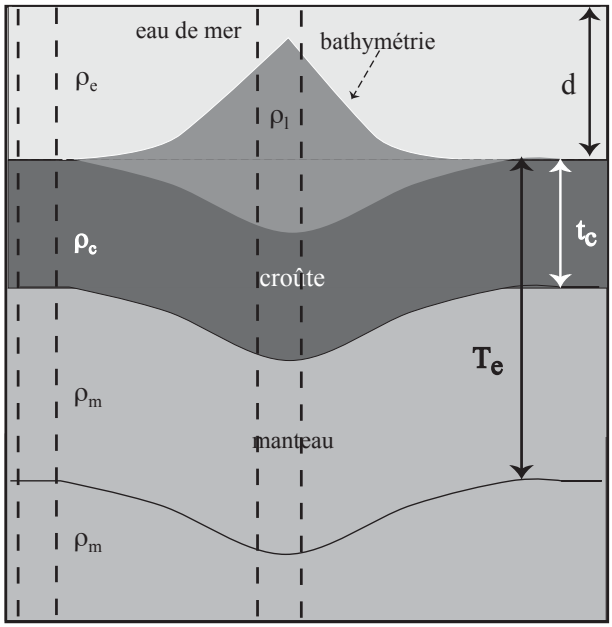

FIG. 2.8 – *Modèle de compensation régionale où l'on attribue à la croûte une structure monocouche*

Interfaces étudiées

Si l'on suit le modèle illustré sur la figure 2.8, deux interfaces sont à considérer :
– le saut de densité dû à la topographie du volcan $(\rho_l - \rho_e)$ à une profondeur d
– le contraste de densité causé par la déflexion de la partie inférieure de la croûte $(\rho_m - \rho_c)$, à une profondeur $(d + T_c)$

L'anomalie gravimétrique correspondant à cet exemple peut alors s'écrire dans le domaine fréquentiel sous la forme suivante, si l'on considère seulement le premier ordre de la série de Parker (équation 6.1) :

$$\Delta G(k) = 2\pi G \left[(\rho_l - \rho_w) e^{-2\pi|k|d} B(k) - (\rho_m - \rho_c) e^{-k(d+T_c)} W(k) \right] \tag{2.17}$$

Les différents modèles de calcul de l'anomalie gravimétrique proposés dans la littérature ont tous le même principe. Ils diffèrent seulement par le nombre d'interfaces considérées. On attribue souvent à la croûte une structure bicouche (Watts, 1978; Ribe, 1982; Goodwillie, 1993) (structure illustrée sur la figure 2.10 où ρ_{c2} et ρ_{c3} sont les densités des deux couches et T_{c2} et T_{c3}, leurs épaisseurs). Un nouveau saut de densité apparaît alors. On considère toujours le contraste de densité causé par la déflexion de la partie inférieure de la croûte $(\rho_m - \rho_{c3})$ qui se passe à une profondeur $(d + T_{c3})$ mais on rajoute le contraste de densité causé par la déflexion de la partie supérieure de la croûte $(\rho_{c3} - \rho_{c2})$, à une profondeur $(d + T_{c2})$.

Ribe et Watts (1982) considèrent par exemple un modèle de structure crustale à deux couches (illustré sur la figure 2.10). Il supposent que la densité de remplissage sédimentaire des bassins flexuraux est la même que celle de la croûte et du volcan

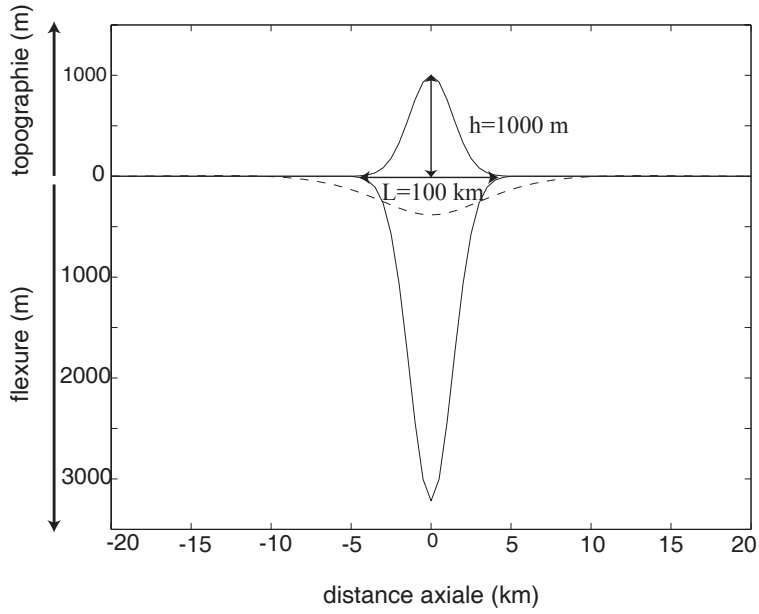

FIG. 2.9 – *Flexure causée par un mont synthétique (mont de forme gaussienne de hauteur 1000 m, de largeur 100 km et d'écart-type 15 km) pour une épaisseurs élastiques de T_e =20 km (courbe en pointillés) et pour une épaisseur élastique tendant vers 0 (courbe en trait plein).*

($\rho_i = \rho_{c2} = \rho_l$) ce qui supprime le contraste de densité ($\rho_{c2} - \rho_i$) à la profondeur d. Suivant cette hypothèse, l'anomalie gravimétrique au premier ordre peut alors s'écrire dans le domaine fréquentiel sous la forme :

$$\Delta G(k) = 2\pi G \left[(\rho_{c2} - \rho_e)e^{-2\pi|k|d}B(k) - (\rho_{c3} - \rho_{c2})e^{-k(d+T_{c2})}W(k) - (\rho_m - \rho_{c3})e^{-k(d+T_{c3})}W(k)\right] \tag{2.18}$$

Ribe et Watts (1982) expriment l'anomalie gravimétrique en fonction de l'anomalie bathymétrique à l'aide de l'admittance gravitationelle [$G(k) = Z(k).B(k)$] où l'admittance est exprimée sous la forme suivante :

$$Z(k) = 2\pi G(\rho_{c2} - \rho_e)e^{-2\pi|k|d} \times \left[1 - \Phi(k, D)\frac{(\rho_{c3} - \rho_{c2})e^{-2\pi|k|t_2} + (\rho_m - \rho_{c3})e^{-\pi|k|(t-2+t_3)}}{\rho_m - \rho_{c2}}\right] \tag{2.19}$$

où $\Phi(k, D)$ est la réponse flexurale définie comme

$$\Phi(|k|, D) = \left[\frac{D|2\pi k|^4}{(\rho_m - \rho_{c2})g} + 1\right]^{-1} \tag{2.20}$$

Leur expression est équivalente à celle donnée dans l'équation 2.22 puisque la

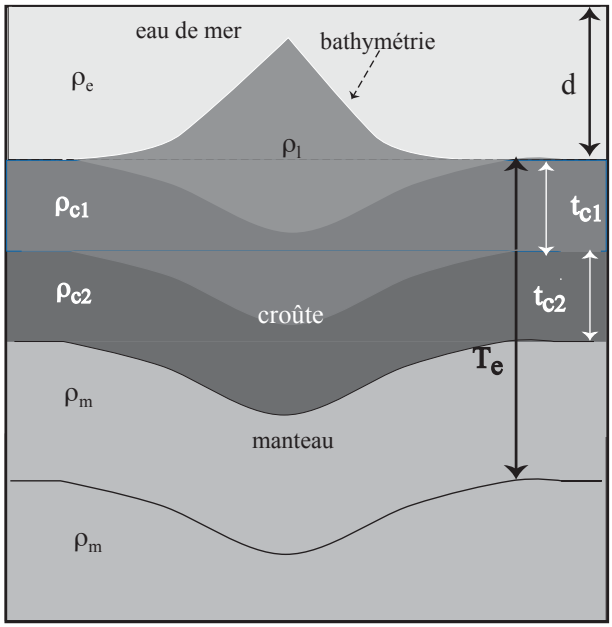

FIG. 2.10 – *Modèle de compensation régionale où l'on attribue à la croûte une structure bi-couches*

flexure ω (donnée par l'équation 2.16) peut s'exprimer en fonction de la réponse flexurale $\Phi(k, D)$ sous la forme :

$$\omega(k) = \Phi \frac{\rho_{c2} - \rho_l}{\rho_m - \rho_{c2}} B(k) \tag{2.21}$$

L'avantage de la formulation où les interfaces apparaissent clairement est que l'on peut développer la série de Parker à des ordres supérieurs à 1. Comme nous allons le voir par la suite, la plupart des monts considérés dans notre étude de l'épaisseur élastique ont une topographie escarpée et une faible longueur d'onde, ce qui nécessite un développement de la série de Parker allant jusqu'à l'ordre 6. La formule que nous avons utilisée dans notre étude pour calculer l'anomalie gravimétrique à partir de la bathymétrie est basée sur le modèle illustré dans la figure 2.10 et utilise le développement de la série de Parker jusqu'à l'ordre 6. Elle est donnée par l'équation 2.22

$$\begin{aligned}\Delta G(k) \quad &= 2\pi G[(\rho_l - \rho_e)e^{-2\pi|k|d}(B_1 + \tfrac{1}{2}B_2 + \tfrac{1}{3}B_3\tfrac{3}{24}B_4 + \tfrac{4}{120}B_5 + \tfrac{5}{720}B_6)) \\ &+(\rho_m - \rho_c)e^{-2\pi|k|(d+T_c)}(W_1 + \tfrac{1}{2}W_2 + \tfrac{1}{3}W_3 + \tfrac{3}{24}W_4 + \tfrac{4}{120}W_5 + \tfrac{5}{720}W_6)]\end{aligned} \tag{2.22}$$

où $B_i(k)$ et $W_i(k)$ sont les transformées de Fourier de la bathymétrie et de la déflexion à la puissance i : $B_i = B_i(k) = TF(b(X)^i)$, $W_i = W_i(k) = TF(\omega(X)^i)$.

Pour déterminer l'épaisseur élastique on fait varier les paramètres du modèle : la densité de la charge volcanique ρ_l et l'épaisseur élastique T_e. Les valeurs des grandeurs utilisées dans notre étude sont données dans le tableau 2.1. On calcule la différence entre

TAB. 2.1 – Valeurs des variables utilisés dans le modèle

G	constante de la gravitation universelle	6.673 $10^{-11} m^{-3} kg^{-1} s^{-2}$
g	accélération de la pesanteur	9.81 ms^{-2}
E	Module de Young	70 GPa
σ	coefficient de Poisson	0.25
d	profondeur régionale	4000-5000 m
T_c	épaisseur de la croûte	6000 m
ρ_e	densité de l'eau de mer	1030 kgm^{-3}
ρ_c	densité de la croûte	2900 kgm^{-3}
ρ_m	densité du manteau	3500 kgm^{-3}
ρ_l	densité de la charge volcanique	paramètre du modèle
T_e	épaisseur élastique équivalente	paramètre du modèle

l'anomalie à l'air libre calculée et l'anomalie observée. L'épaisseur élastique qui minimise cette différence (au sens des moindres carrés) est considérée comme représentative de la lithosphère au moment du chargement. Nos résultats sont montrés et commentés dans le chapitre 4.

Approche indirecte

L'approche indirecte consiste à calculer l'admittance en fonction des observables suivant la formule 2.12 puis de la comparer à l'admittance théorique. Bien que le modèle élastique soit l'un des plus utilisés, d'autres modèles de compensation peuvent également être testés. Ceci est illustré sur la figure 2.11 extraite de l'étude menée par Watts (1978) sur l'isostasie d'Hawaii-Empereur qui montre la comparaison des admittances observées avec les admittances théoriques calculées suivant différents modes de compensation et différents paramètres. Pour le modèle de compensation d'Airy sont testées plusieurs épaisseurs de la croûte, pour le modèle plaque, différentes épaisseurs élastiques et pour le modèle visco-élastique différentes épaisseurs initiales de la plaque et différents temps de relaxation. Ainsi peuvent être déterminés les modèles et les paramètres qui ajustent au mieux les observations.

D'autres paramètres aident à l'interprétation physique : la phase et la cohérence. La phase (Φ dans l'équation 2.23) doit tendre vers 0 puisqu'on s'attend à ce que les signaux bathymétriques et gravimétriques soient en phase.

$$e^{-i2\Phi(k)} =< Z(k) >< Z^*(k) > \tag{2.23}$$

La cohérence γ^2 mesure la fraction d'énergie gravimétrique due à la topographie. Sa valeur est comprise entre 0 et 1 et tend vers 1 lorsque la corrélation est parfaite.

Une critique apportée à cette approche indirecte est qu'elle ne prend en compte les charges internes que si elles génèrent une topographie en surface (Simons et al.,

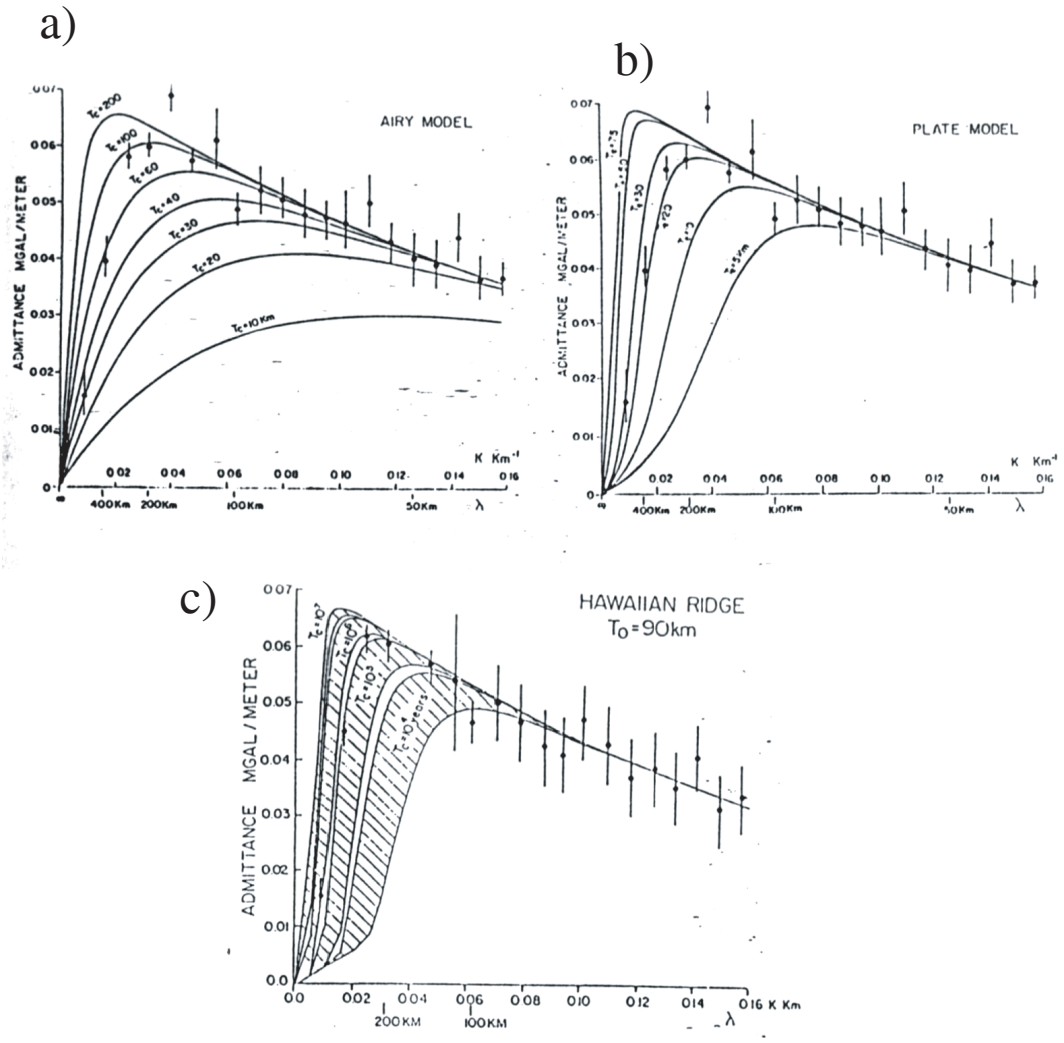

FIG. 2.11 – *Etude de l'isostasie d'Hawaii-Empereur (Watts, 1978). Pour le modèle de compensation d'Airy (a) sont testées plusieurs épaisseurs de la croûte, pour le modèle plaque (b) les épaisseurs élastiques et pour le modèle visco-élastique (c) les épaisseurs initiales de la plaque et différents temps de relaxation.*

2000; Banks et al., 2001; Armstrong et Watts, 2001). Cela n'est pas toujours le cas. Pour s'en rendre compte, il suffit de considérer des phénomènes tels que l'érosion ou la sédimentation qui tendent à aplanir la surface topographique sans pour autant écarter les charges internes. McKenzie (2002) développe un modèle qui décrit aussi bien les charges internes que les charges en surface et estime leur contribution respective en même temps que l'épaisseur élastique. Une autre façon d'éviter le problème des charges internes est d'utiliser l'approche directe qui permet de prendre en compte toutes les interfaces où se produisent des contrastes de densité et qui, de plus, permet un calcul plus précis puisque la série de Parker peut être développée pour des ordres supérieurs à 1. Les épaisseurs élastiques que nous présenterons et analyserons dans le chapitre suivant sont obtenues avec l'approche directe et un développement de la série de Parker (équation 6.1) jusqu'à l'ordre 6 (équation 2.22). Mais avant cela, il semble nécessaire de s'interroger sur la réalité physique de l'épaisseur élastique.

2.2.2 Critiques du modèle élastique

Bien que le modèle de plaque élastique fournisse une bonne première approximation du comportement de la lithosphère soumise à des charges topographiques sur des échelles de temps géologiques, il ne permet pas de rendre compte des variations de rigidité de la plaque avec le temps. Or les observations montrent qu'il existe une relaxation rapide des contraintes après le chargement (Watts, 1978; Watts et Zhong, 2000; McNutt, 1984; Walcott, 1970a; Sleep et Snell, 1976; Lambeck, 1981a). L'épaisseur de la lithosphère passe alors de l'épaisseur court-terme ou sismique à l'épaisseur long-terme ou épaisseur élastique. Le modèle viscoélastique, proposé par (Nadai, 1963) décrit ce comportement. Contrairement au modèle élastique où la flexure dépend seulement de l'âge de la lithosphère au moment du chargement, dans le modèle visco-élastique, la déformation de la lithosphère est caractérisée par une épaisseur initiale T_o et un temps de relaxation τ. Comme on peut le voir sur la figure 2.12 où l'épaisseur visco-élastique est représentée en tiretés épais, la lithosphère se comporte dans un premier temps comme une plaque élastique d'épaisseur T_o relativement importante puis, lorsque l'âge de la charge se rapproche du temps de relaxation τ, les effets visqueux deviennent importants et la lithosphère devient de moins en moins rigide, s'affaiblit et finit par tendre vers une épaisseur nulle.

Bien que de nombreuses études (Walcott, 1970a; Sleep et Snell, 1976; Lambeck, 1981a) montrent qu'il existe une relaxation rapide après la mise en place de la charge, cette observation n'est pas systématique. Lambeck (1981a, 1981b) trouvent en effet une relaxation des contraintes plus importante sous l'île de Rarotonga (Cook-Australes), relativement âgée (2-3 Ma) que sous l'île de Tahiti (Société) beaucoup plus jeune (0.5-1.5 Ma) et suggèrent que cette différence est bien expliquée par le modèle visco-élastique (avec un temps de relaxation τ=10^6-10^7 ans). Mais dans leurs études sur Hawaii, Watts et Cochran (1974) et Watts (1978) montrent qu'il n'y pas de relaxation des contraintes élastiques avec le temps, et suggèrent qu'un modèle purement élastique est plus adapté.

De plus, il n'y a pas de temps de relaxation τ unique qui explique l'intégralité des données. Lambeck (1981a, 1981b) proposent en effet une valeur de τ=$10^6 - 10^7$ ans alors que Walcott (1970a) trouve τ=$10^5 - 10^6$ ans et Watts et Ribe (1984) déclarent impossible de trouver un τ qui explique l'amincissement observé à Great Meteor (océan Atlantique).

Plus encore, Bodine et al. (1981) estiment que le modèle visco-élastique est incohérent avec le modèle rhéologique puisque l'enveloppe des contraintes prédit que l'épaisseur mécanique (trait plein sur la figure 2.12) se stabilise sous une charge comme Oahu après 1 Ma, période après laquelle la base de l'enveloppe des contraintes ne continuerait à s'amincir que très faiblement. Lago et Cazenave (1981) prennent en compte le refroidissement continu de la lithosphère et prédisent également une stabilisation de l'épaisseur après une période égale à $5 - 6\%$ de l'âge de la lithosphère.

Les observables ne permettent donc pas de définir un modèle visco-élastique unique. Plus encore, aucune donnée n'explique ce que prédit le modèle à long terme où la compensation prédite se rapproche du modèle d'Airy. Un modèle qui permet d'éviter ce

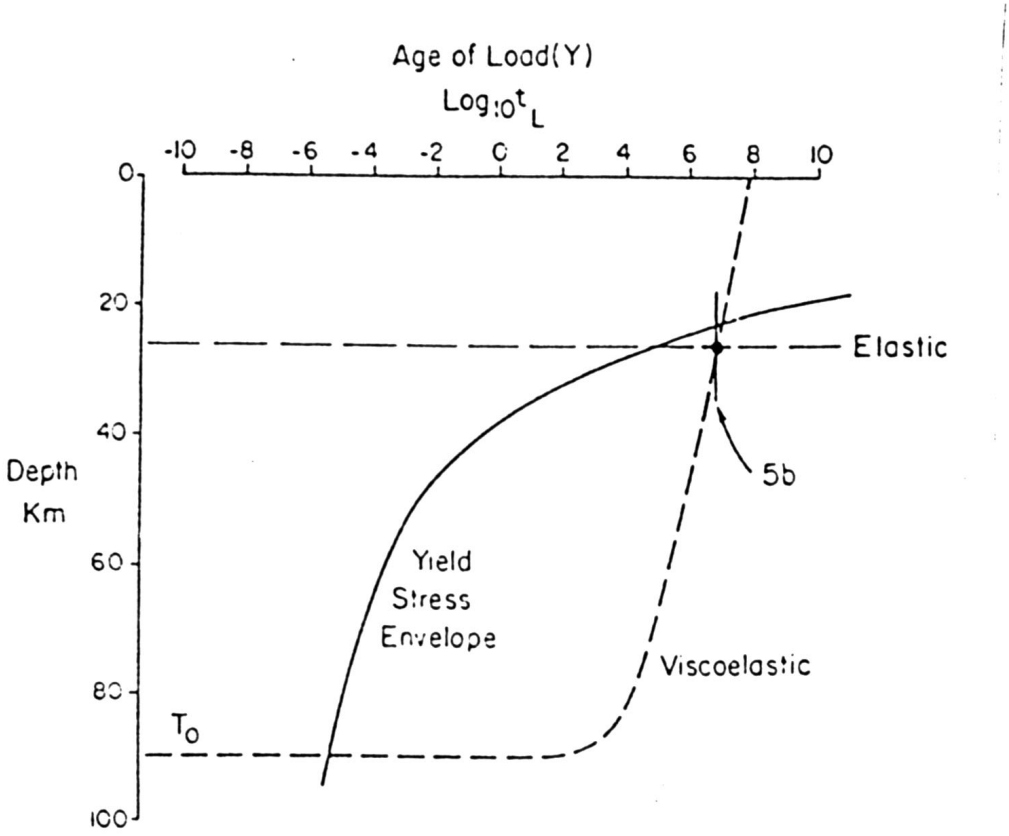

FIG. 2.12 – *Epaisseur de la lithosphère en fonction du logarithme décimal de l'âge de la lithosphère au moment du chargement [figure extraite de Watts et Ribe (1984)]. L'épaisseur élastique, représentée en trait tireté fin est indépendante de l'âge tandis que l'épaisseur visco-élastique, représentée tiretés épais et l'épaisseur déduite de l'enveloppe des contraintes (Bodine et al., 1981), en trait plein, dépendent fortement de l'âge au moment du chargement.*

problème est le modèle de plaque visco-élastique proposé par Karner (1982) qui impose une épaisseur finale et initiale à la lithosphère. Mais ce modèle n'arrive pas non plus à expliquer l'intégralité des données (Watts et Zhong, 2000).

Courtney et Beaumont (1983) et Watts et Zhong (2000) proposent alors des modèles visco-élastiques multi-couches. Le modèle de Watts et Zhong (2000) est basé sur des résultats expérimentaux de fluage de l'olivine (Karato et Wu, 1993). La lithosphère est divisée en plusieurs couches de viscosité différente. Le modèle prédit une relaxation rapide des contraintes dans les premiers 1-2 Ma mais continue de façon plus lente jusqu'à 100 Ma.

Le succès du modèle élastique est dû au fait que la partie supérieure de la lithosphère a une viscosité si importante qu'elle se comporte effectivement comme une plaque élastique sur de longues périodes. Il n'est donc pas à éliminer. Au contraire, il fournit des informations précieuses sur le comportement de la lithosphère à l'échelle des temps géologiques. Nous allons par conséquent utiliser le modèle élastique dans la suite de notre étude et voir quelles informations peut apporter l'épaisseur élastique de

la lithosphère et dans un premier temps comment l'épaisseur élastique varie en fonction de l'âge de la lithosphère.

2.2.3 Relation âge-T_e

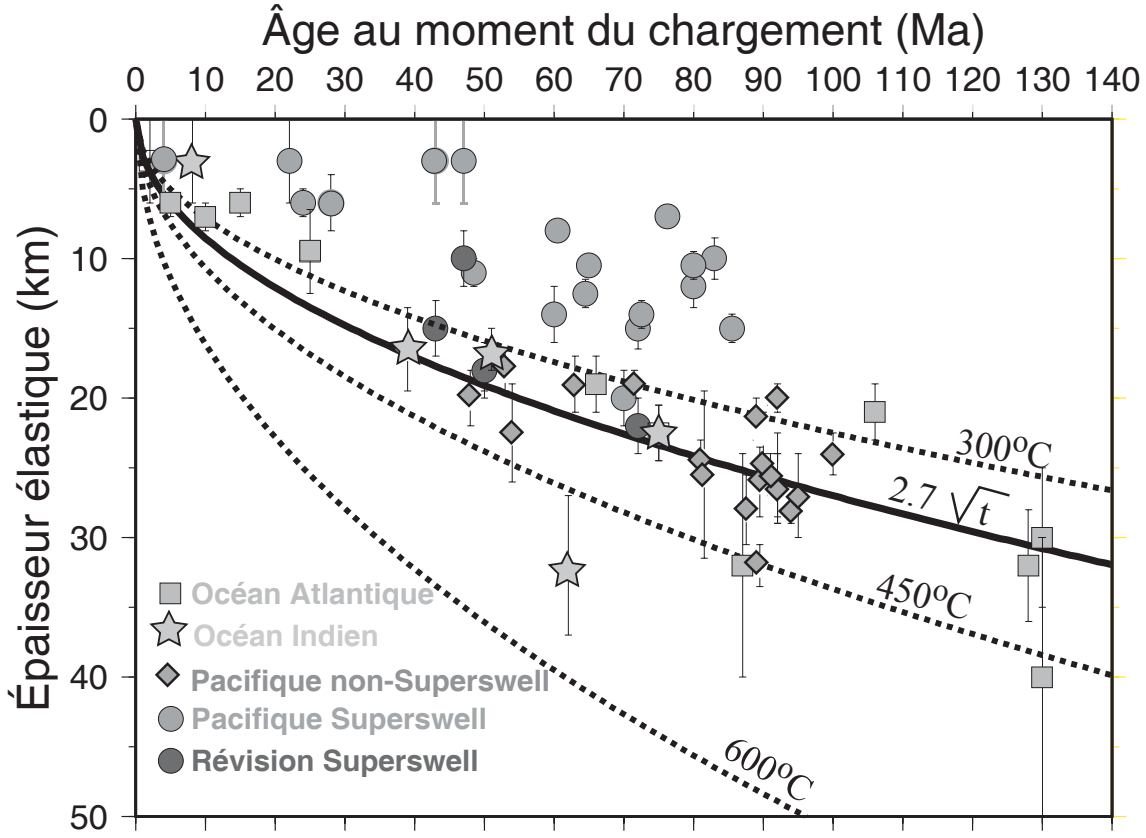

FIG. 2.13 – *Epaisseur élastique de la lithosphère en fonction de l'âge de la lithosphère au moment du chargement [compilation faite par Sichoix (1997)]. Les isothermes 300, 450 et 600° C correspondant à la distribution de température du modèle plaque de Parsons et Sclater (1977) y sont également représentés, ainsi que la relation empirique ($2.7\sqrt{t}$) déterminée par Calmant et Cazenave (1987).*

A partir d'une compilation des épaisseurs élastiques déterminées par de nombreux auteurs par diverses méthodes, Watts (1978) arrive à dégager plusieurs caractéristiques de l'évolution de l'épaisseur de la lithosphère avec l'âge de la lithosphère au moment du chargement. Une compilation équivalente mais plus récente (Sichoix, 1997) est montrée sur la figure 2.13. L'épaisseur élastique est représentée en fonction de l'âge de la lithosphère au moment du chargement. Pour les monts sous-marins, cet âge correspond à l'âge du plancher océanique (fourni par l'identification des anomalies magnétiques) moins l'âge du volcanisme.

Une première remarque est que l'épaisseur élastique augmente avec l'âge. L'emplacement des charges sur une lithosphère jeune correspond à des faibles valeurs de T_e alors que pour une lithosphère plus vieille, les valeurs de T_e trouvées sont plus grandes.

Watts (1978) interprète ce résultat par l'évolution de la lithosphère qui en vieillissant se refroidit et devient plus rigide (en réponse aux charges appliquées). Plus encore, les épaisseurs élastiques se situent entre les isothermes 450 et 600^{o}C (Watts et Ribe, 1984), la diminution de T_e traduisant une augmentation de la température dans la partie supérieure de la lithosphère.

Calmant et Cazenave (1987) déterminent une relation empirique de l'épaisseur élastique T_e en fonction de l'âge de la lithosphère au moment du chargement t à partir de l'étude de la flexure dans les océans Pacifique, Atlantique et Indien. Une régression linéaire permet d'arriver à la relation T_e=$2.7 \pm 0.15t^2$. Cette loi empirique est placée entre les isothermes 300 et 450^{o}C [correpondant au modèle plaque (Parsons et Sclater, 1977)].

Les épaisseurs élastiques du Pacifique sud de la Polynésie Française ont été écartées car elles étaient anormalement élevées par rapport aux autres océans. Ces valeurs seront commentées dans le chapitre suivant.

Chapitre 3

Filtrage

La plupart des données recueillies en géophysique (les "observables"), que ce soient les données bathymétriques, altimétriques ou autres, contiennent des contributions correspondant à différents phénomènes. Chaque phénomène est caractérisé par une gamme de longueurs d'onde. Fréquemment, on a besoin d'isoler un phénomène afin de l'analyser. Par exemple une caractérisation précise des bombements topographiques est requise pour les études concernant les propriétés thermo-mécaniques de la lithosphère océanique. Dans l'étude suivante nous nous intéresserons aux données bathymétriques. Notre but est de caractériser les différentes anomalies de profondeurs existant dans le Pacifique Central sud.

Au premier ordre, la profondeur du plancher océanique augmente avec l'âge, phénomène qui est expliqué par des modèles thermiques de refroidissement de la lithosphère (Parsons et Sclater, 1977). Il existe cependant beaucoup de régions anormalement peu profondes. Pour mettre en évidence ces régions, il est nécessaire de soustraire à la profondeur observée la profondeur attendue si l'on se base sur l'âge crustal. On introduit alors une nouvelle variable : l'anomalie de profondeur (Menard, 1973).

Beaucoup d'anomalies de profondeur concordent à des alignements volcaniques. Ces bombements topographiques ont une longueur d'onde de l'ordre du millier de kilomètres et sont allongés selon l'axe principal, i.e. l'axe qui suit la trace de l'alignement volcanique. Sur des profils parallèles à cet axe, le bombement s'étend en aval de l'édifice le plus récent. Suivant des profils perpendiculaires à cet axe (profils transverses), les constructions volcaniques occupent la partie la plus haute. Dans le Pacifique Central sud, il existe de nombreux bombements de ce type, mais une anomalie de plus grande longueur d'onde, le Superbombement du Pacifique a également été rapportée (McNutt et Fischer, 1987).

Plusieurs approches ont été utilisées jusqu'à présent pour quantifier les anomalies de profondeur. Nous allons passer en revue les méthodes les plus souvent employées. Celles-ci peuvent être classées en trois catégories : 1) filtrage dans le domaine spectral, 2) ajustement de l'anomalie par une surface mathématique, 3) filtrage dans le domaine spatial. Nous allons voir quel est le principe de ces approches et pour quelles raisons elles

ne nous ont pas donné entière satisfaction. Dans un deuxième temps nous présenterons une nouvelle méthode de filtrage pariculièrement adaptée à la caractérisation des anomalies de profondeur.

3.1 Approches utilisées jusqu'à présent pour caractériser les anomalies de profondeur

3.1.1 Approche spectrale

Le problème principal du filtrage dans le domaine spectral vient du fait que l'on doit traiter des séries finies et non-périodiques alors que la transformée de Fourier est définie pour des séries entières et que seuls les signaux périodiques ont une signature spectrale unique (Dirac = une seule fréquence). La non-périodicité du signal décale sa signature dans le spectre. Ceci est illustrée sur la figure 3.1 où nous avons regardé le spectre d'un signal périodique (une fonction cosinus de période $T = 2s$) et le spectre d'une arche de cosinus dont la forme pourrait correspondre à celle d'un mont ou d'un bombement. Dans le cas du signal périodique, le spectre indique bien la fréquence imposée ($f = 1/T = 0.5s^{-1}$) tandis que pour le signal non-périodique, la fréquence est décalée vers les basses fréquences. Ce problème pourrait être contourné. En effet, si un signal non-périodique est repété assez souvent, cela crée une pseudo-périodicité. Mais dans notre cas la zone est géographiquement restreinte (Polynésie Française) et les longueurs d'onde à éliminer ne s'expriment pas assez régulièrement pour avoir une signature spectrale significative. Il est donc impossible de connaître exactement les longueurs d'onde à éliminer par l'analyse spectrale.

L'isolement d'une certaine fréquence, ou d'une certaine gamme de fréquences, peut être accomplie par convolution avec un filtre qui manipule le spectre de puissance. Le plus intuitif est de couper les fréquences qui nous intéressent par une fenêtre porte ou marche d'escalier qui constituent des filtres convolutifs passe-bande et passe-bas. Le résultat d'une telle démarche est illustré en considérant que nos données initiales sont une série illimitée $v_i(t)$ (une sinusoïde, voir figure 3.2a). Afin d'isoler un seul lobe, nous les convoluons par une fonction porte ($u(t)$) de durée T, définie par Bendat et Piersol (1986).

$$u(t) = \begin{cases} 1 & 0 \leq t \leq T \\ 0 & ailleurs \end{cases} \tag{3.1}$$

La transformée de $u(t)$ est la fonction sinc (équation 3.2).

$$U(f) = T \left(\frac{\sin \pi f T}{\pi f T} \right) e^{-i\pi f T} \tag{3.2}$$

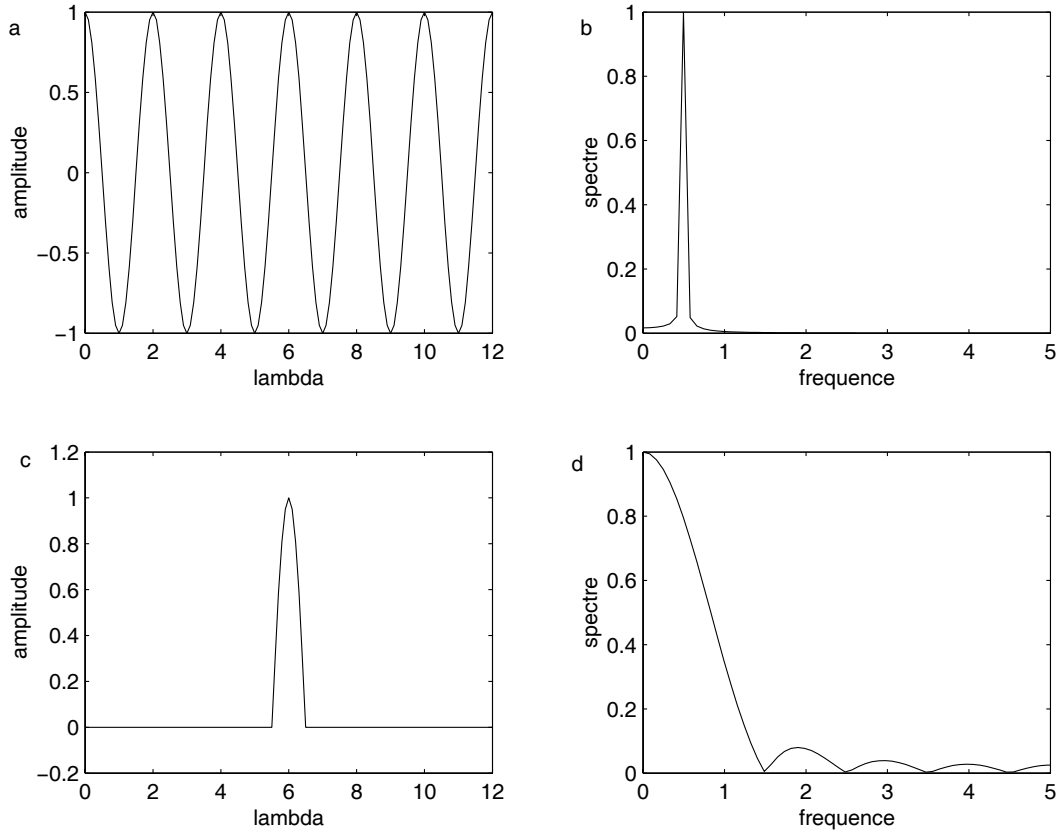

FIG. 3.1 – *Calcul des spectres : a) fonction périodique (cosinus de période 2), b) spectre associé c) fonction non-périodique (arche de cosinus), d) spectre associé*

La présence des lobes latéraux va entraîner un des plus sérieux problèmes du traitement des signaux finis : la fuite de la puissance d'une fréquence déterminée vers les fréquences voisines (leakage en anglais). L'effet d'étalement des fréquences peut être réduit en choisissant d'autres fenêtres de coupure ayant des caractéristiques spectrales différentes (largeur du lobe principal, atténuation plus ou moins rapide des lobes secondaires). La fenêtre peut par exemple être une gaussienne. Le filtre sera alors un filtre gaussien, qui est l'un des filtres convolutifs les plus fréquemment utilisés. Mais dans tous les cas l'application d'une fenêtre entraîne la détérioration du signal.

De plus, les filtres convolutifs ne touchent qu'aux amplitudes des composantes sinusoïdales, ce qui implique que le résidu obtenu en soustrayant le signal filtré aux données initiales aura une intégrale nulle. Or dans notre étude, les données initiales représentent l'anomalie de profondeur et le champ filtré peut être le bombement topographique associé à un alignement volcanique. Le résidu représente alors le volume du volcanisme et il n'y a priori aucune raison pour que ce dernier soit nul.

Plus encore, les figures que l'on cherche à isoler ont en général une signature dans le spectre de puissance qui est recouverte en partie ou entièrement par la composante régionale. De plus, les données bathymétriques présentent des reliefs escarpés, ce qui implique une signature spectrale étalée suivant une grande gamme de longueurs d'onde. Tous les filtres conventionnels mènent dans ce cas à des résultats inacceptables.

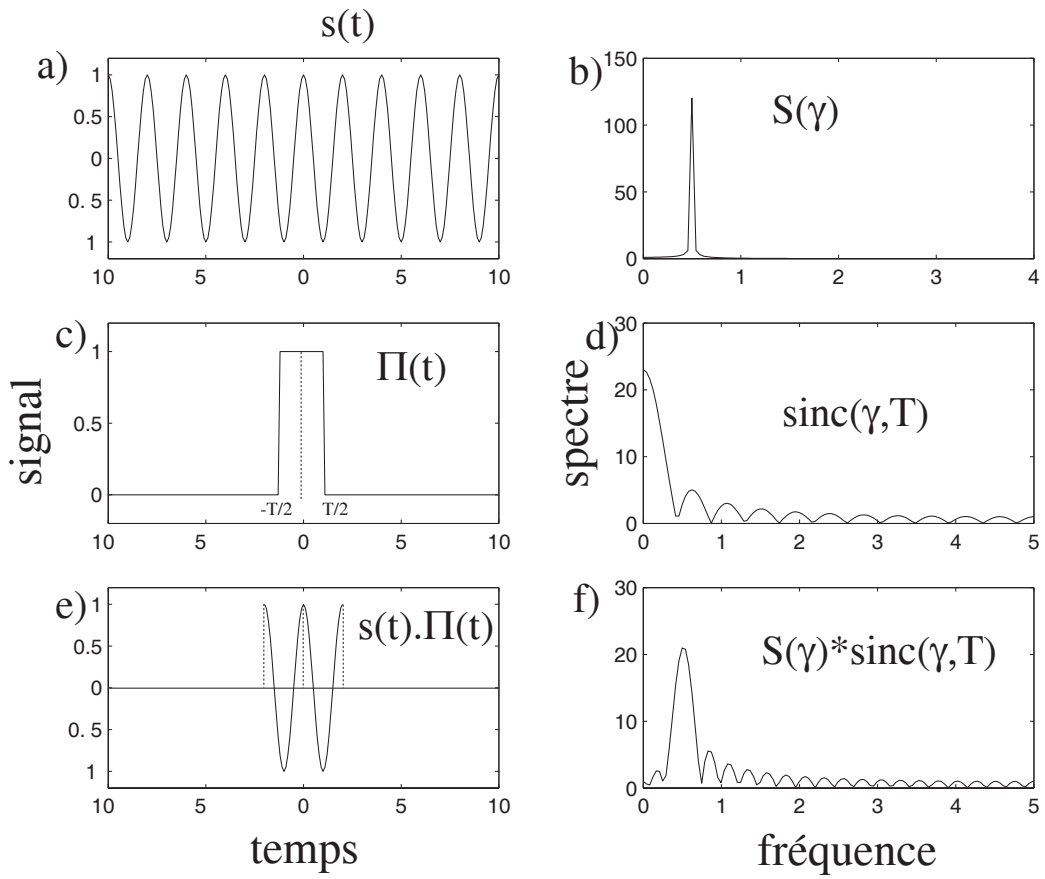

FIG. 3.2 – *Effet d'un échatillonnage limité dans le temps : le spectre d'un signal périodique (a) est un dirac correspondant à la fréquence du signal (b). Lorsque l'on multiplie le signal par une fonction porte (c), dont le spectre est un sinus cardinal (e), le résultat (e), montre un spectre (f) dont l'énergie est en partie diffractée vers les fréquences voisines.*

En effet, quelle que soit la fréquence de coupure imposée, le filtrage dans le domaine de Fourier ne peut pas donner de résultat satisfaisant puisqu'une partie du signal que l'on désire garder sera forcément coupée et qu'une partie du signal que l'on désire éliminer restera. Ceci est illustré sur la figure 3.4, où nous montrons le résultat du filtrage de la grille d'anomalie de profondeur en Polynésie Française (voir figure 3.3) avec deux filtres de fréquences de coupure différentes. Le résultat est montré suivant le profil indiqué en blanc sur la figure 3.3. Le filtre représenté en tireté a la bonne longueur d'onde mais surestime l'amplitude du bombement des Tuamotu, celui en pointillé a une longueur d'onde trop grande et l'amplitude reste toujours supérieure à l'amplitude réelle du bombement. Il est impossible de trouver un compromis. Ainsi, nous concluons que le filtrage dans le domaine spectral n'est pas adapté à la mise en évidence des anomalies de profondeur.

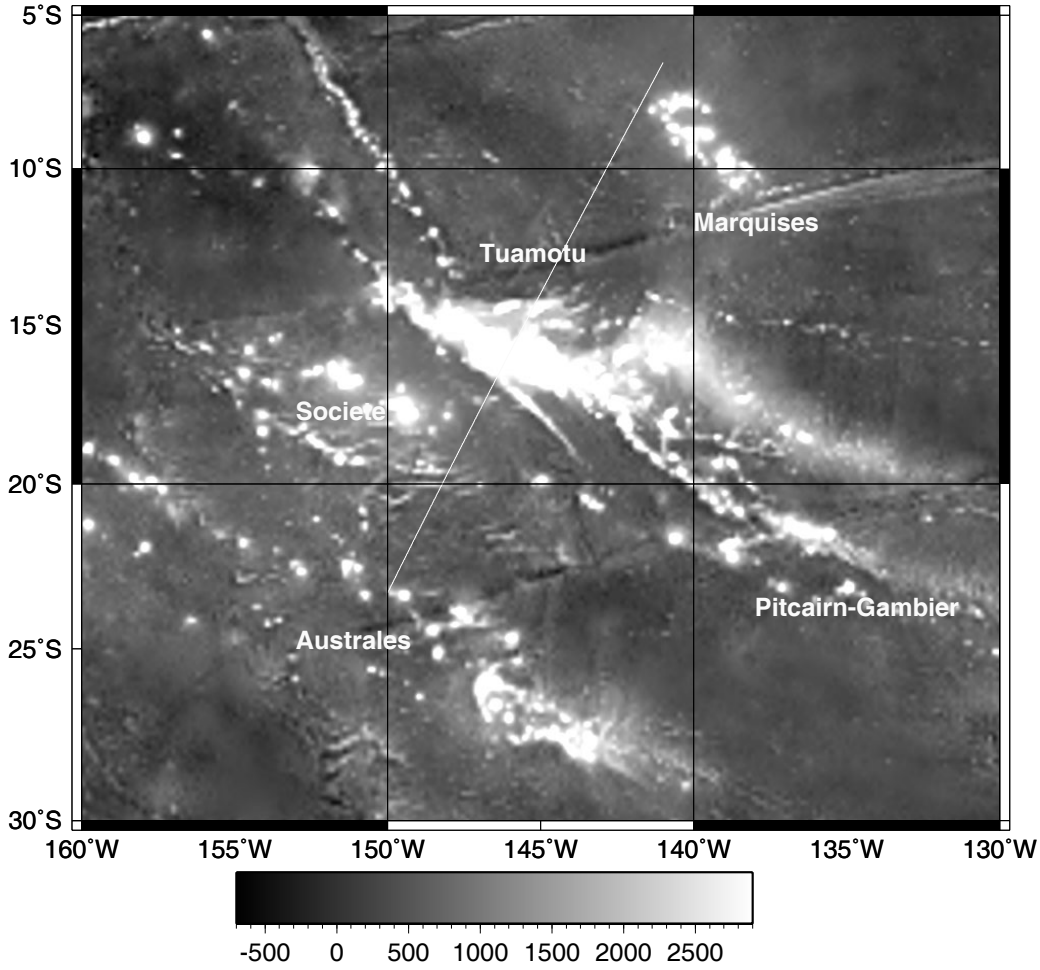

FIG. 3.3 – *Anomalie de profondeur en Polynésie Française. En blanc : profil transversal au bombement des Tuamotu sur lequel seront illustrées les différentes méthodes de filtrage*

3.1.2 Approche graphique

Une démarche alternative consiste à approcher la surface que l'on veut caractérisser par des surfaces mathématiques, telles des gaussiennes ou des super-gaussiennes. Crough (1978) a été le premier à modéliser les bombements topographiques océaniques par des gaussiennes. L'équation de la gaussienne est :

$$f(x) = h_o \exp\left(-\left|\frac{x}{w}\right|^2\right) \tag{3.3}$$

où h_0 est l'amplitude du bombement et w la demi-largeur à mi-hauteur (standard deviation).

Sur des profils bathymétriques, perpendiculaires à l'axe principal, il ajuste par une gaussienne la surélévation locale. Sur la figure 3.6 on peut voir en trait plein un profil

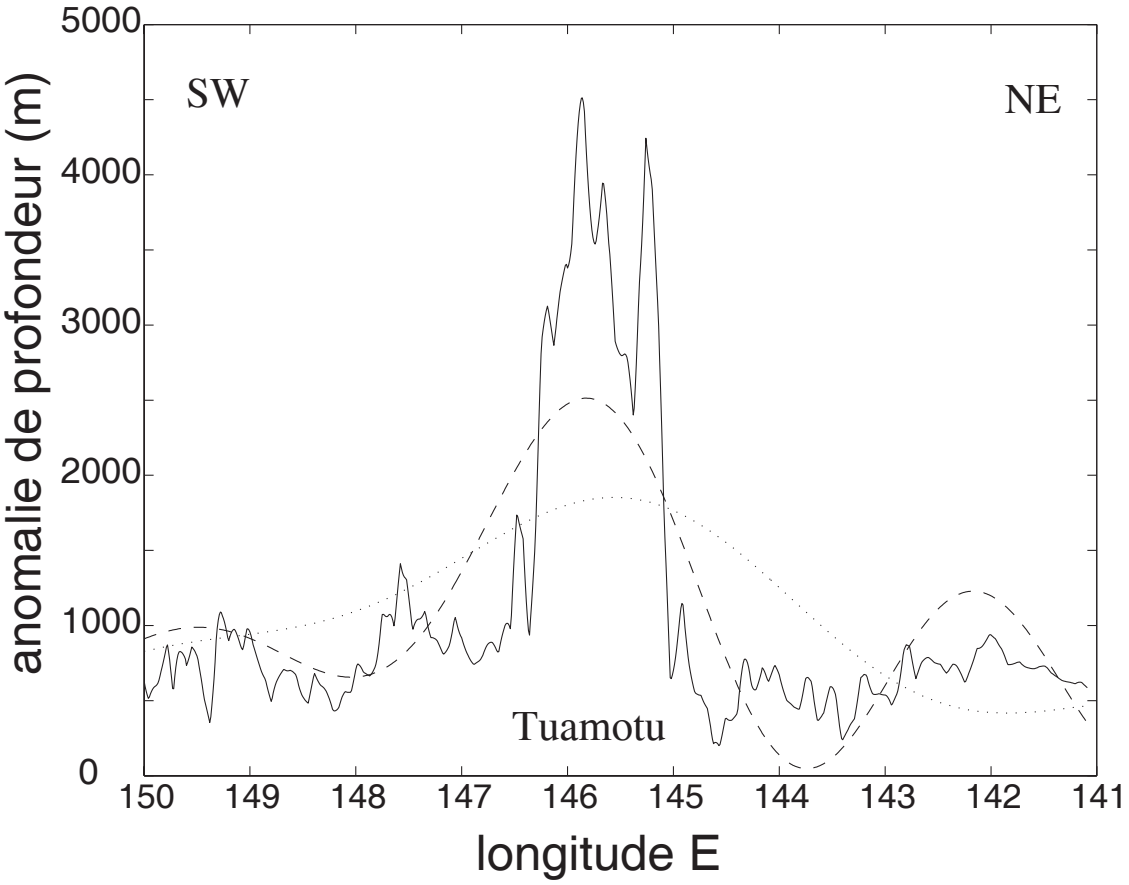

FIG. 3.4 – *Ajustement du bombement des Tuamotu par les filtres spectraux. Le profil en gras est extrait de la grille d'anomalie de profondeur (voir figure 3.3). En tiretés et pointillés le profil extrait des grilles filtrées avec des filtres spectraux de fréquences de coupure 100 km et 300 km*

perpendiculaire à l'alignement d'Hawaii passant par Oahu (ce profil est localisé sur la figure 3.5) et en tireté l'approximation du bombement local par une gaussienne. Sur ce profil précis, l'approximation reproduit assez fidèlement le bombement local. Il faut cependant garder à l'esprit que cette méthode utilise des profils 2D pour rendre compte de structures 3D (bombements locaux) et que la forme gaussienne employée n'a aucune justification physique.

Wessel (1993) utilise une démarche analogue en modélisant les bombements topographiques par des super-gaussiennes car des études théoriques (Hupper, 1982) et expérimentales (Didden et Maxworthy, 1982) indiquent un applatissement du bombement. L'équation de la super-gaussienne est la suivante :

$$f(x) = h_o \exp\left(-\left|\frac{x}{w}\right|^p\right) \tag{3.4}$$

où p est le facteur qui contrôle la forme de la courbe ($p = 2$ correspondant à une distribution gaussienne).

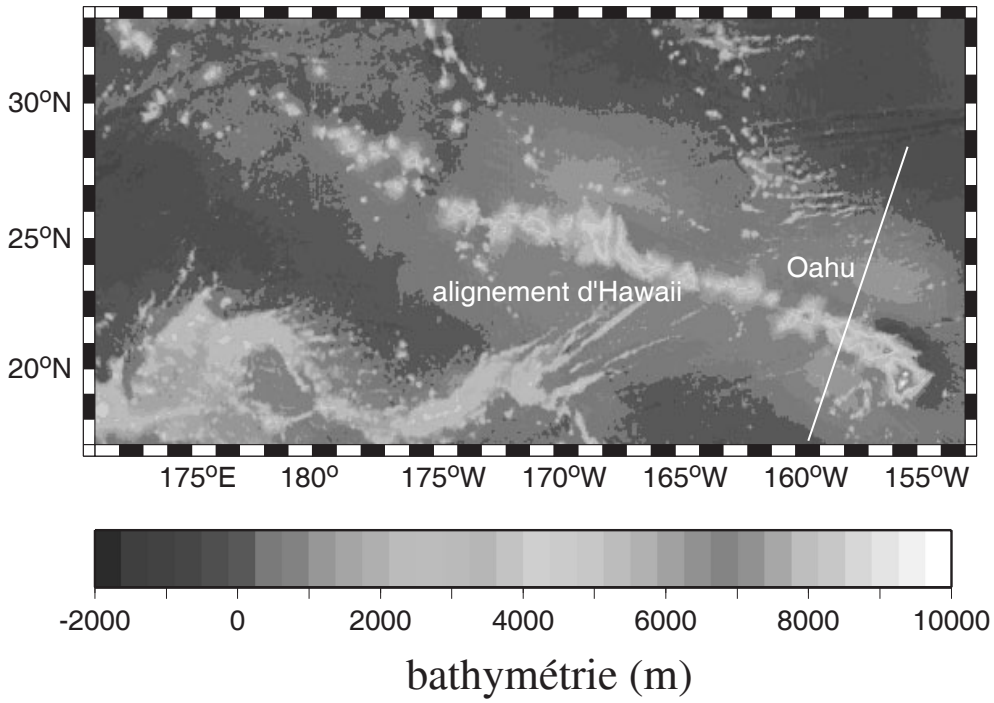

FIG. 3.5 – *Anomalie de profondeur autour d'Hawaii. En blanc : profil transversal passant par Oahu sur lequel sont illsutrées les approches graphiques*

Comme nous pouvons le voir sur la figure 3.6 où la super-gaussienne est en pointillé, cet ajustement est plus adapté car il ne surestime pas la hauteur du bombement. Lors de son étude du bombement d'Hawaii, Wessel (1993) divise la région d'étude en 20 zones de largeur égale (165 km) perpendiculaires à l'axe principal de l'alignement. Pour chaque zone, 10 profils sont additionnés afin d'obtenir un profil représentatif sur lequel se fera l'ajustement. Les cinq paramètres (amplitude h_0, demi-largeur à mi-hauteur w, centre de la super-gaussienne, profondeur régionale et pente régionale) sont déterminés simultanèment grâce à une procédure non linéaire. Cette modélisation est fastidieuse et longue à mettre en place. Là encore, la forme super-gaussienne n'a aucune signification physique.

Un des problèmes de cette méthode est que l'ajustement de la super-gaussienne (ou de la gaussienne) aux observables n'est pas effectué sur l'intégralité du profil afin de ne pas prendre en compte les édifices volcaniques. Le choix de la portion du profil sur lequel est effectué l'ajustement introduit donc une certaine subjectivité.

De plus, cette démarche nécessite une hypothèse forte, à savoir que les bombements topographiques sont symétriquement répartis de part et d'autre de l'axe principal. Or, comme nous le verrons par la suite, cette hypothèse n'est pas justifiée pour les bombements locaux du Pacifique Central Sud. Cette méthode ne semble donc pas non plus appropriée à la caractérisation des anomalies de profondeur.

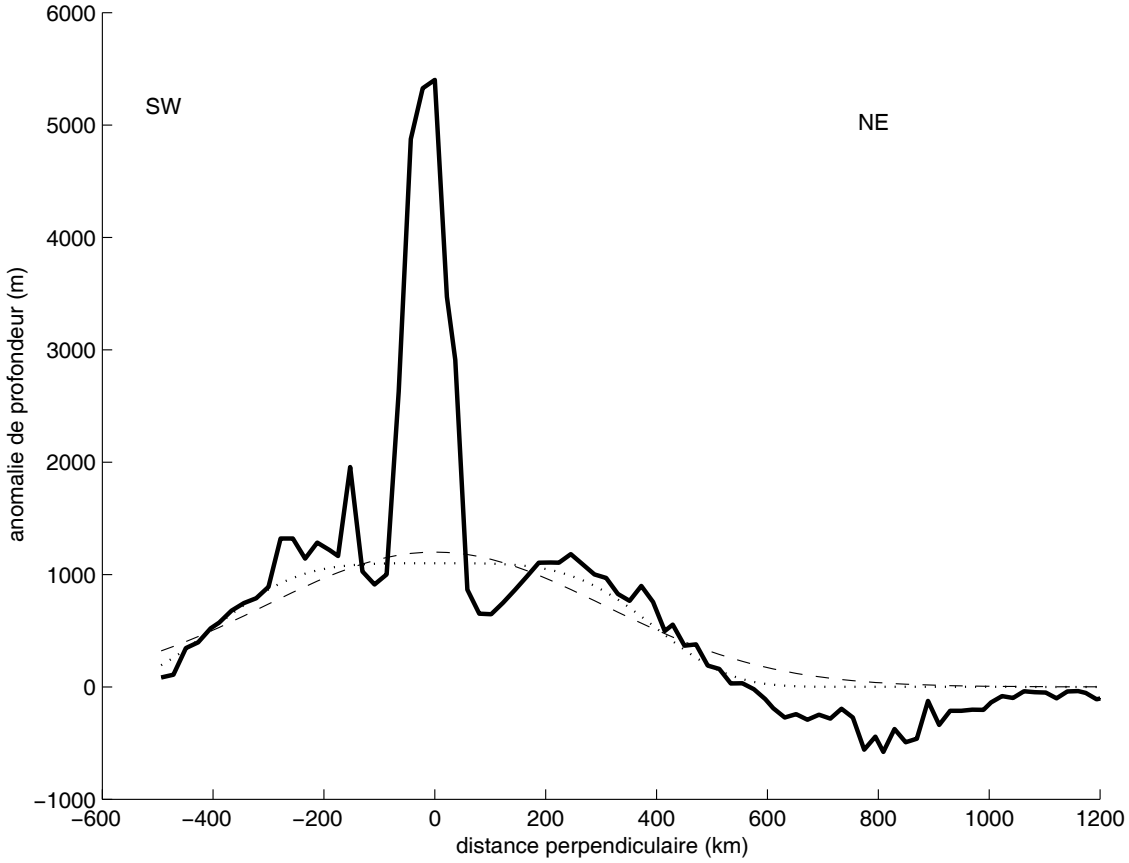

FIG. 3.6 – *Ajustement du bombement topographique lié au point chaud d'Hawaii. En trait plein : profil d'anomalie de profondeur dont l'emplacement a été précise sur la figure 3.5, en tiretés : ajustement du bombement par une gaussienne, en pointillés par une super-gaussienne* ($p = 4$).

3.1.3 Filtres dans le domaine spatial

Les filtres dans le domaine spatial ont un principe différent. Ils ne manipulent pas directement le spectre de puissance. Ce sont des filtres non-linéaires et ils n'ont donc pas de représentation spectrale. On peut dans ce cas définir des critères plus objectifs pour les échelles spatiales à éliminer. Deux approches fréquement utilisées sont le filtrage médian et le calcul des modes principaux des anomalies de profondeur. Ces méthodes semblent donner des résultats satisfaisants. Nous allons donc nous intéresser plus en détail à leur principe.

Filtre médian

Lorsque l'on désire filter des anomalies 3D, la méthode la plus souvent utilisée consiste à parcourir les grilles à filtrer par des fenêtres glissantes. A chaque pas la valeur médiane (ou la plus probable ou bien la moyenne suivant que l'on utilise un filtre médian, de probabilité ou moyenne) des points contenus dans cette fenêtre est

imposée au centre de celle-ci. Le résultat d'un filtrage médian est montré en tiretés-pointillés sur la figure 3.7. Le filtre médian donne une meilleure représentation de l'anomalie régionale, en éliminant de manière plus efficace que le filtre de probabilité (en pointillés sur la figure 3.7) l'influence des édifices volcaniques.

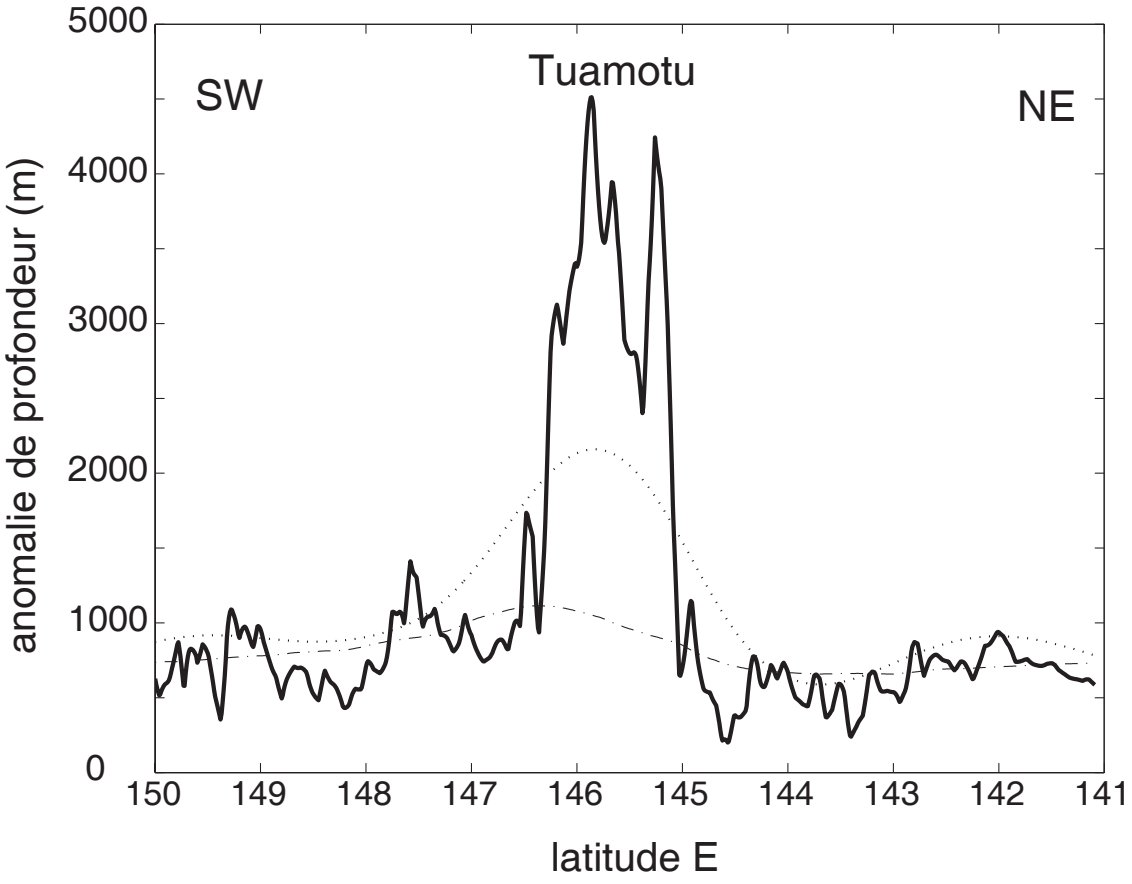

FIG. 3.7 – *Ajustement du bombement des Tuamotu par les filtres GMT. Le profil en gras est extrait de la grille d'anomalie de profondeur (voir figure 3.3). Le profil en pointillé est extrait de la grille filtrée avec un filtre de probabilité et celui en tiretés-pointillés correspond à un filtre médian.*

Le filtre médian est particulièrement approprié aux données telles la bathymétrie, qui comportent des figures escarpées comme les zones de fractures (Smith, 1990). En effet, comme la médiane est une estimation du centre de distribution des données, les valeurs extrêmes, éloignées de la valeur typique, ont peu d'influence sur le résultat final, ce qui n'aurait pas été le cas pour une fonction moyenne. L'insensibilité aux valeurs extrêmes est la marque des estimations robustes (Rousseeuw et Leroy, 1987).

Dans toutes les opérations de filtrage, le choix de la largeur du filtre est crucial. Il est impératif de la contraindre de façon objective et de s'assurer de la cohérence et de la reproductibilité de la méthode, sinon le résultat final est subjectif et arbitraire.

Wessel (1998) applique une technique empirique sur des grilles synthétiques pour déterminer de manière objective le rayon optimal du filtre médian permettant d'isoler la

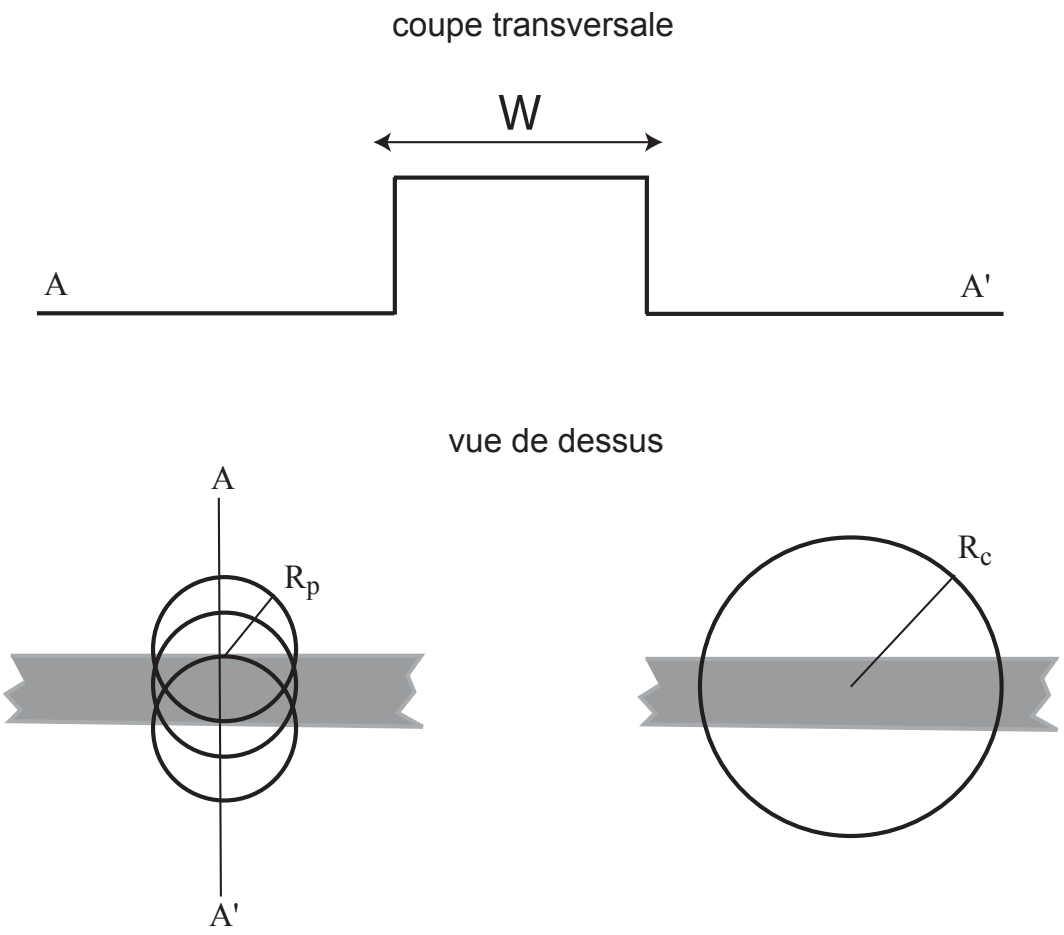

FIG. 3.8 – *Considérations géométriques pour l'application du filtre médian [extrait de Wessel (1998)]. Sur une figure 2D de largeur W, le rayon maximal du filtre médian pour lequel l'anomalie n'est pas filtrée est $R_p = W$. Les filtres de rayon $R_c \approx 1.238W$ enlèvent complétement la figure.*

composante régionale. A deux dimensions, une anomalie géométrique de largeur W (voir figure), peut être une représentation idéalisée d'une ride, d'un horst ou d'un graben. Suivant la largeur de son rayon, le filtre médian va affecter de manière différente l'anomalie. Si le filtre circulaire contient plus de points appartenant à l'anomalie plutôt qu'au champ régional, la valeur médiane sera celle de l'anomalie. Si au contraire, les valeurs du champ régional sont les plus représentées, le filtre renverra la valeur du champ régional et l'anomalie ne sera pas filtrée. Des considérations géométriques simples permettent ainsi de montrer que pour des rayons supérieurs à $R_p = W$, l'anomalie commencera à être affectée par le filtre médian et que pour des rayons supérieurs à $R_c = 1.238W$, elle sera complétement enlevée.

A trois dimensions, c'est-à-dire pour des anomalies axisymétriques (figure 3.9), le même type de considérations permet de montrer que le rayon minimal du filtre médian qui permet d'enlever totalement une anomalie cylindrique de rayon r est

$$R_c = \sqrt{2}r,$$

puisque l'aire du filtre doit être au moins deux fois supérieure à la surface de la figure que l'on désire éliminer. Aucun filtre médian ne laisse la figure circulaire intacte. On peut uniquement trouver le rayon du filtre R_p qui réduit la surface de la figure d'un facteur γ ou moins. Les résultats géométriques de Thompson (1990) montrent que

$$R_p \simeq r\sqrt{\frac{1-\gamma^2}{1-\gamma_0^2}}$$

avec $\gamma_0^2 \leq \gamma^2 \leq 1$ et $\gamma_0^2 = 0.652776$. Si l'on veut par exemple réduire l'extension d'une figure circulaire à moins de 10% de son extension originale (i.e. $\gamma^2 = 0.9$), le rayon du filtre ne doit pas excéder 0.54r.

Il ne faut pas oublier que ces valeurs sont les résultats d'études effectuées sur des figures synthétiques (fonctions rectangles ou cylindres). Ils ne sont pas directement applicables sur des figures réelles puisque ces dernières présentent des bords moins abrupts. Ils permettent néanmoins de fournir des ordres de grandeurs pour les rayons des filtres médians à utiliser.

Les filtres médians présentent cependant certains défauts. Ils permettent d'isoler complétement la tendance régionale lorsque celle-ci est un plan horizontal régulier, comme nous pouvons le voir sur la figure 3.10a qui montre que la contribution d'un mont synthétique triangulaire peut être complétement enlevée grâce au filtre médian. Par contre, lorsque la tendance régionale possède une certaine pente (figure 3.10b), le résulat du filtrage est beaucoup moins probant puisqu'il inclut une partie de la topographie du mont.

Dans notre zone d'étude, nous connaissons l'existence du Superbombement du Pacifique. Les bombements topographiques régionaux que l'on désire caractériser se superposent à cette anomalie de grande longueur d'onde dont la forme n'est pas connue et qui n'a aucune raison a priori d'être un plan horizontal régulier. De plus, si le filtre médian donne une bonne estimation des anomalies de profondeur dans les régions où la concentration d'édifices volcaniques n'est pas trop forte. Dans notre région d'étude, où les alignements volcaniques sont séparés de quelques centaines de kilomètres, le filtre médian aura tendance à surestimer l'anomalie de profondeur. Pour ces raisons, nous jugeons que le filtre médian est lui aussi inapproprié à notre étude.

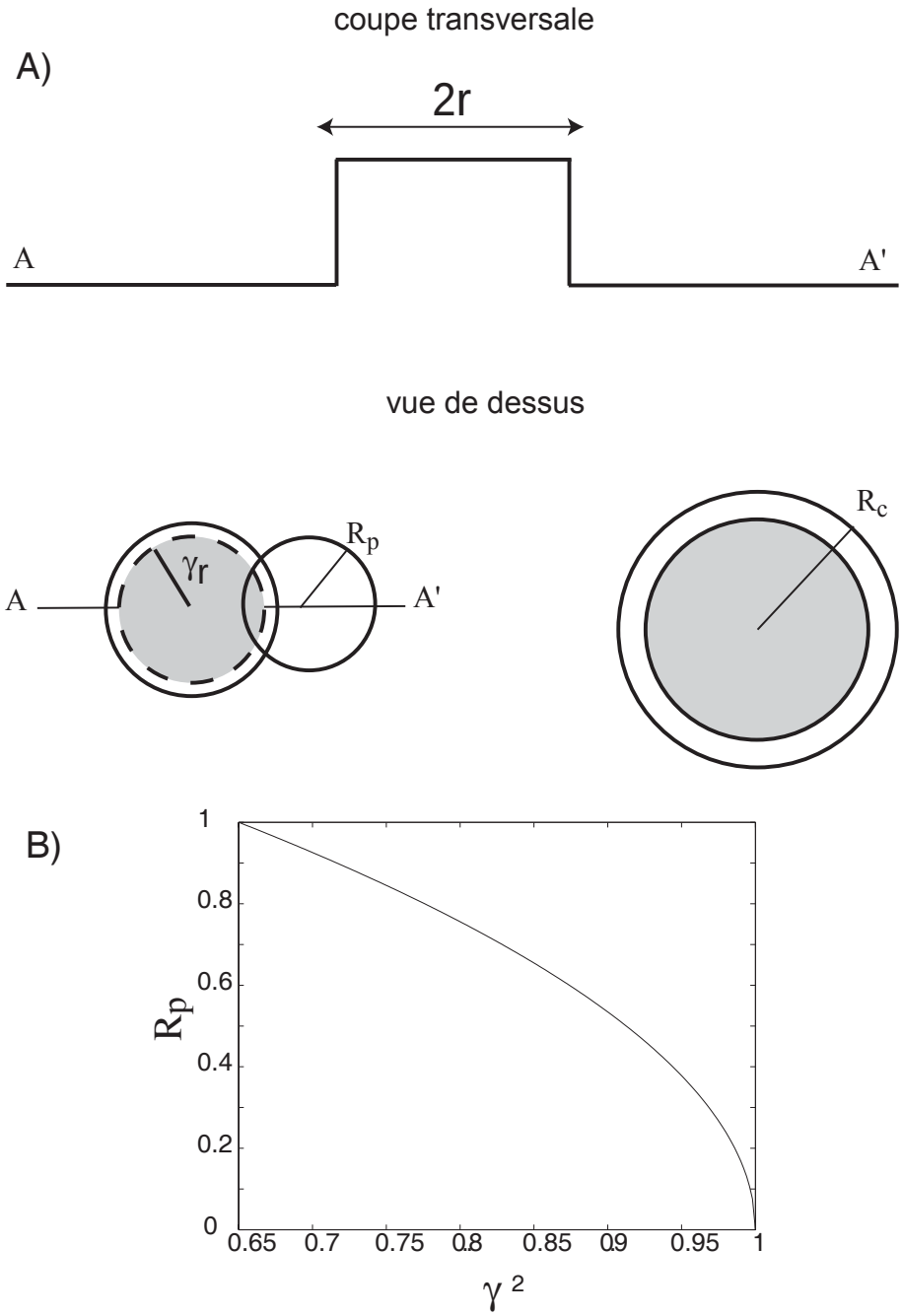

FIG. 3.9 – *Considérations géométriques pour l'application du filtre médian sur une figure axisymétrique de rayon r [extrait de Wessel (1998)]. A) Les filtres de rayon supérieur à* $R_c = \sqrt{2}r$ *enlèvent complétement la figure. Dans ce cas, tous les filtres médians réduisent l'aire de la figure. Le rayon du filtre médian* R_p *est défini en fonction du paramètre de tolérance* (γ^2) *qui quantifie la réduction de la surface de la figure. B) Evolution de* R_p *en fonction de* γ^2.

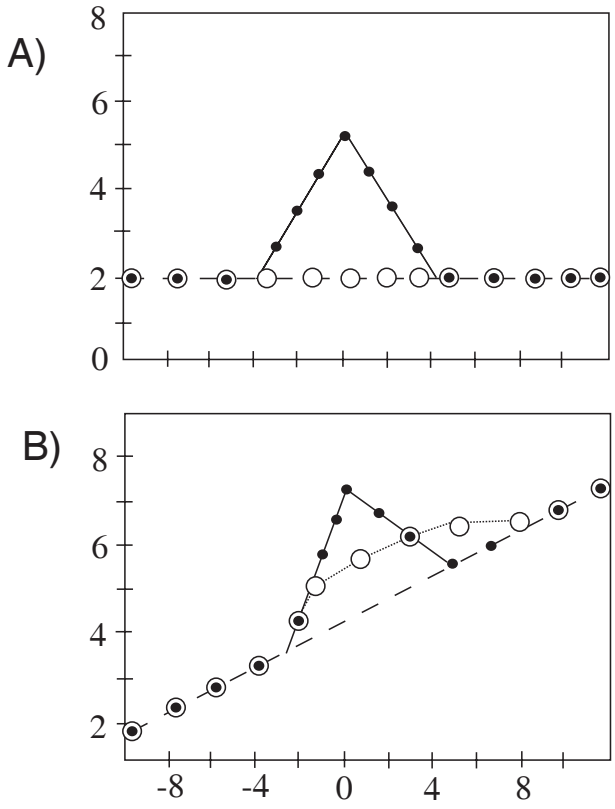

FIG. 3.10 – *Filtrage médian : points noirs : anomalie avant filtrage, disques blanc : résultat du filtrage. A) le filtre médian sépare parfaitement la contribution d'une anomalie de courte longueur d'onde d'un champ régional constant. B) lorsqu'une pente est présente dans la composante régionale, la séparation de cette dernière n'est plus si évidente.*

Approche modale

L'approche modale est également une méthode largement utilisée pour la caractérisation des bombements topographiques (Crough, 1978; Sichoix et al., 1998). Le principe consiste à balayer la grille contenant la zone à étudier et à regarder pour chaque point sa distance à l'axe du bombement. Dans le diagramme profondeur (z) versus la distance à l'axe (a), on définit des boîtes élementaires (dz,da) et on compte le nombre de points qui se trouvent dans chaque boîte. Le paramètre de ce filtre est donc la taille de la boîte : plus elle est grande, plus la longueur d'onde de l'anomalie mise en évidence sera importante. Les modes sont les isocontours des nombres de points (courbes sur la figure 3.11) Les modes principaux sont les maxima de ces isocontours (carrés pleins sur la figure 3.11). On suppose que le contour passant par ces maxima est représentatif de la tendance régionale i.e. du bombement topographique.

Sichoix et al. (1998) caractérisent ainsi les bombements locaux de Polynésie Française (voir figure 3.11). Ils décomposent la zone d'étude en régions parallèles à l'axe principal. La forme du bombement est décrite en rapportant la profondeur observée en fonction de la distance à l'axe de l'alignement. L'étalement axial (distance entre le plus jeune et le plus vieil édifice) est connu a priori : c'est la trace de l'alignement volcanique. Il s'agit de déterminer l'amplitude et l'étalement transversal du bombement. La zone étudiée doit être suffisamment grande de façon à ce qu'elle englobe tout le volcanisme et que les limites rejoignent un plancher régional 'normal'. Il faut noter que cette approche nécessite une hypothèse forte : la connaissance de l'étalement axial. De plus, la variation de l'amplitude et de la forme du bombement le long de l'axe principal n'est pas prise en compte dans son étude. Cette méthode peut induire une surestimation de l'amplitude du bombement à proximité de l'axe principal où l'influence des édifices volcaniques est difficile à éliminer.

L'approche modale peut également être utilisée pour d'autres variables. Par exemple Sichoix et al. (1998) rapportent la profondeur en fonction de l'âge du plancher océanique pour mettre en évidence le Superbombement du Pacifique.

L'approche modale nécessite elle aussi des hypothèse fortes sur l'emplacement des bombements topographiques. Nous pensons de plus, qu'elle induit une surestimation de l'amplitude de ces derniers à proximité de l'axe de la chaîne. Dans de nombreuses études, on ne prend pas en compte la variation du bombement suivant l'axe principal, ce qui ne permet pas d'étudier la morphologie des anomalies de profondeur associées aux alignements volcaniques. Cependant, elle reste jusqu'à présent la méthode la plus stable qui existe. Pour cette raison, nous comparerons nos résultats aux estimations de Sichoix et al. (1998) que l'on vient de présenter, lors de notre étude de la morphologie des bombements locaux (chapitre 4).

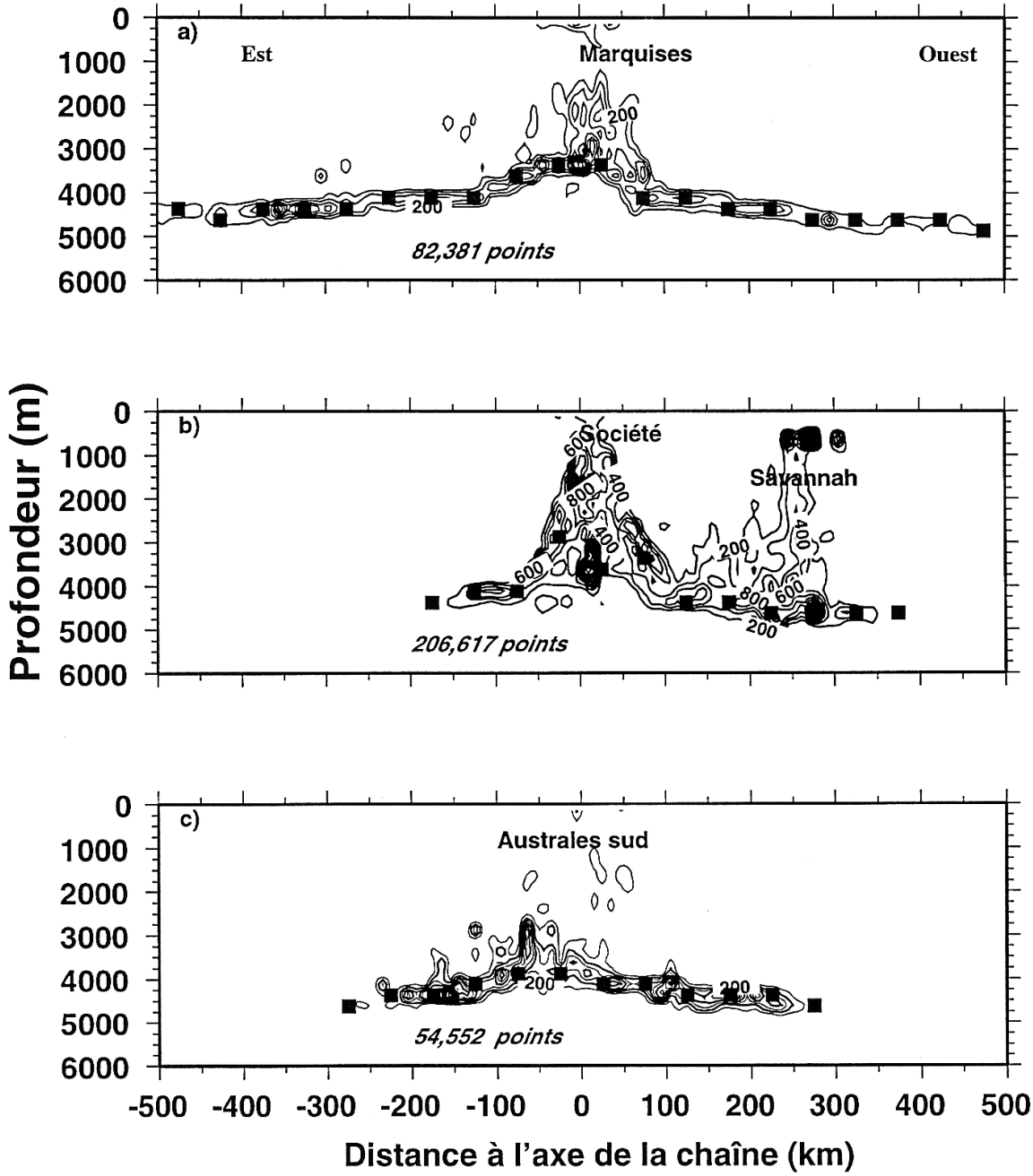

FIG. 3.11 – *Profondeur du plancher océanique en fonction de la distance par rapport à l'axe principal pour les Marquises, la Société et les Australes sud. En noir : modes de profondeur en fonction de la distance axiale d'après Sichoix et al. (1998). Les distances sont positives à l'ouest de l'axe principal et négatives à l'est. Les contours sont représentés tous les 100 points. Les modes principaux en carrés pleins sont calculés tous les 50 m.*

3.2 Nouvelle méthode de filtrage

3.2.1 Objectifs

Nous cherchons à élaborer une méthode qui permet le filtrage de grilles d'anomalie de profondeur 2D sans a priori sur l'emplacement de l'anomalie que l'on veut caractériser, ni sur sa forme, sa longueur d'onde ou son amplitude. La seule hypothèse dont on se sert est la longueur d'onde maximale de la topographie à éliminer. Nous voulons caractériser toutes les anomalies de profondeur existant dans notre zone d'étude, le Pacifique Central sud, aussi bien le Superbombement que les bombements topographiques associés aux alignements volcaniques.

3.2.2 Méthode de filtrage

Cette méthode de filtrage qui enlève toute la topographie inférieure à une longueur d'onde donnée nécessite deux étapes. Le calcul sera effectué sur la grille d'anomalie de profondeur obtenue à partir de la grille de bathymétrie prédite (Smith et Sandwell, 1997) à laquelle nous enlevons une grille de bathymétrie théorique calculée à partir de la grille d'âge (Müller et al., 1997) et du modèle de subsidence GDH1 (Stein et Stein, 1992). Nous avons corrigé les effets des sédiments grâce à la grille d'épaisseur des sédiments du NGDC (National Geophysical Data Center). La grille d'anomalie de profondeur ainsi obtenue est montrée sur la figure 3.12.

La première étape, appelée minimisation, consiste à parcourir la grille d'anomalie de profondeur (paramètre z) avec une boîte carrée de côté l (figure 3.13). La taille de la boîte est constante en mètres. Elle dépend donc de la latitude. Le pas de translation t en longitude et en latitude est le pas de grille. À chaque pas, une nouvelle valeur est imposée au centre de la boîte translatée, égale au minimum rencontré dans la boîte. Cette procédure implique que les bords de la grille resteront inchangés sur une longueur $l/2$.

Un minimum dans la grille initiale d'anomalie de profondeur influence donc une surface $2l \times 2l$. Si λ_c est la longeur d'onde maximale de la topographie que nous cherchons à éliminer, la condition sur la taille de la boîte translatée devrait être

$$2l = \lambda_c. \tag{3.5}$$

Cependant la méthode de minimisation tend à étaler les minima, comme nous pouvons le voir sur la figure 3.14, où le profil en noir représente un profil d'anomalie de profondeur, les profils en tireté et pointillé, le même profil extrait de grilles minimisées avec des boîtes 70×70 km et 170×170 km respectivement. On voit que plus la taille de la boîte est importante, plus les zones de fracture sont étalées. Un compromis doit être trouvé : l doit être assez grand pour éliminer efficacement les constructions de petite

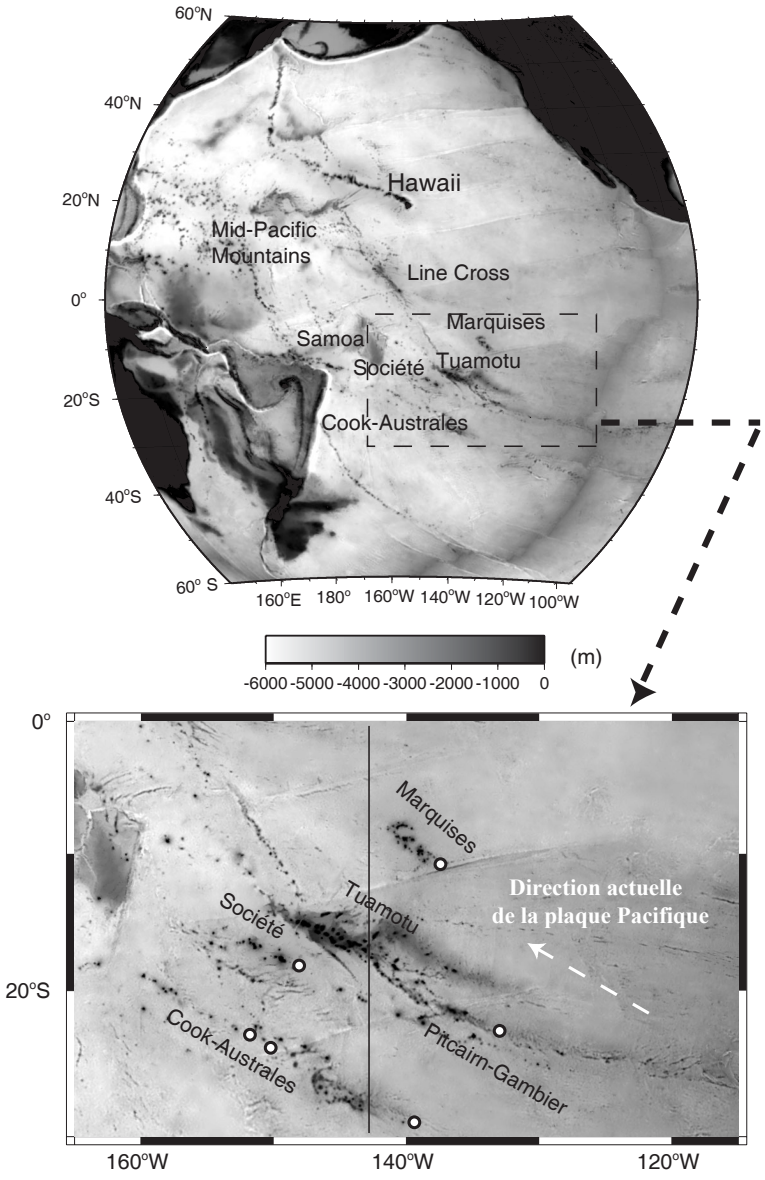

FIG. 3.12 – *Anomalie de profondeur obtenue à partir de la grille de bathymétrie prédite de Smith et Sandwell (version 8.2) et du modèle de subsidence GDH1 (Stein et Stein, 1992). En bas : gros plan sur la Polynésie française et emplacement du profil (en noir) sur lequel seront discutés les paramètres du filtrage.*

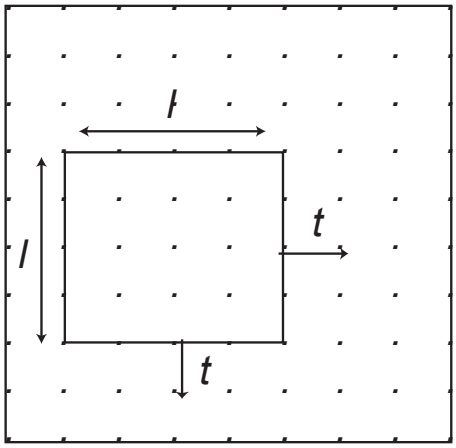

FIG. 3.13 – *Définition des paramètres de la boîte translatée : l est le côté de la boîte, t le pas de translation.*

longueur d'onde et assez petit pour ne pas trop étaler les minima locaux tels les zones de fracture.

La partie négative de la grille d'anomalie de profondeur ne nécessite pas un tel traitement et doit donc être traitée séparement. En effet, comme nous l'avons vu, l'étape de minimisation tend à étaler les minima locaux. De plus, nous cherchons à éliminer les bombements locaux et les édifices volcaniques qui sont des anomalies de profondeur positives.

Nous observons sur la figure 3.14 que les constructions de petite longueur d'onde sont aplaties mais pas complètement éliminées. De plus, les profils minimisés présentent des paliers, conséquence de la méthode de minimisation.

La deuxième étape consiste à filtrer la grille minimisée pour la lisser et enlever totalement la topographie courte longueur d'onde. Cette étape est illustée dans la figure 3.15 (profil en tireté). Nous avons utilisé un filtre médian de Generic Mapping Tools (Wessel et Smith, 1991). Pour chaque point de la grille initiale, le filtre considère un disque de rayon R centré autour de ce point. Il lui attribue la valeur médiane des points rencontrés dans ce disque. Le disque parcourt toute la grille initiale. Le filtre médian est approprié à notre problème. En effet, comme la médiane d'une distribution est la mesure de la tendance centrale, le filtre médian lisse efficacement la grille minimisée et 'gomme' la topographie courte longueur d'onde résiduelle. De plus, comme la médiane est une estimation du centre de distribution des données, les valeurs extrêmes comme celles associées aux zones fractures ont peu d'influence, ce qui n'aurait pas été le cas pour une fonction moyenne. La condition pour enlever totalement une longueur d'onde λ est :

$$R > \sqrt{2}\lambda \tag{3.6}$$

Encore une fois, un compromis est nécessaire car si R est très supérieur à λ, cela enlèvera des longueurs d'onde supérieures. Le meilleur moyen est de garder à l'esprit

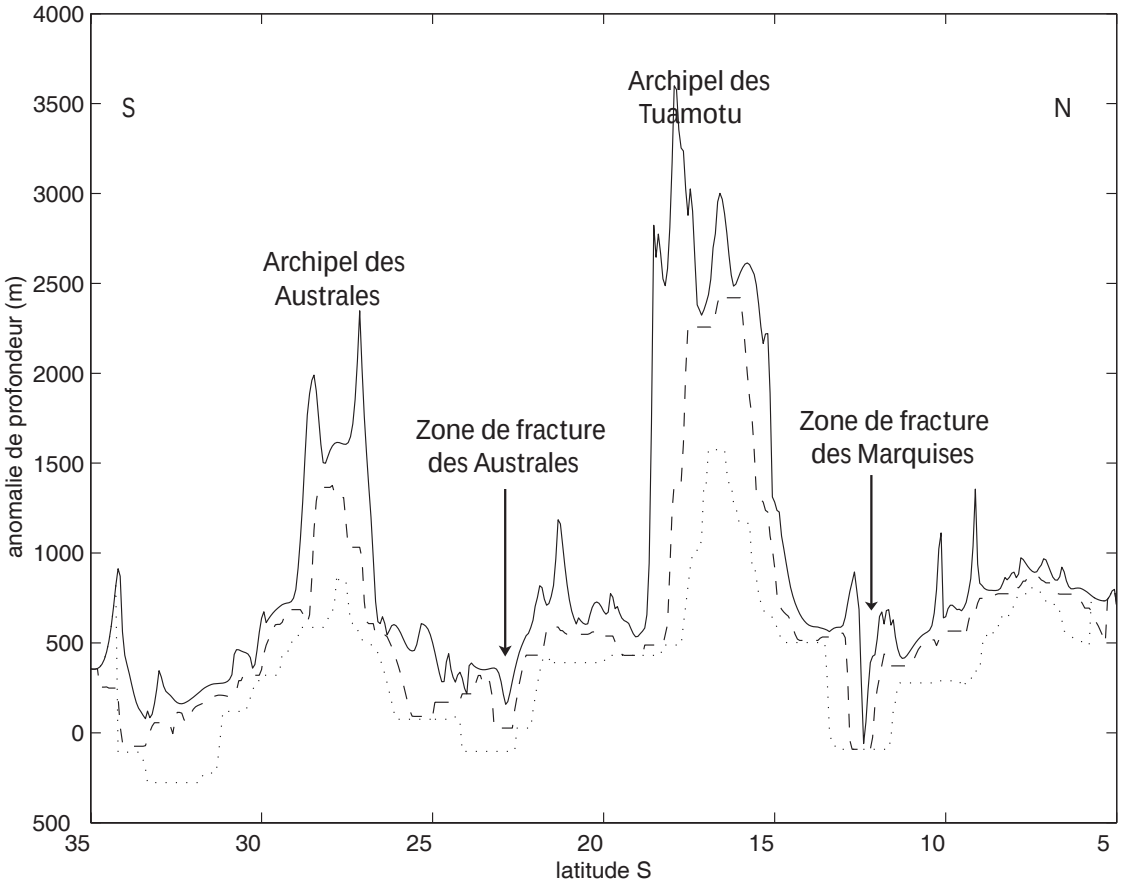

FIG. 3.14 – *Etape de minimisation. Le profil en noir représente un profil d'anomalie de profondeur à la longitude 142.2° W entre les latitudes 5 ° et 35° S (situé sur la figure 3.12), le profil en tireté est extrait de la grille minimisée avec une boîte* 70×70 *km, celui en pointillé, d'une grille minimisé avec une boîte* 170×170 *km. Les flèches indiquent les zones de fracture.*

ce critère et d'explorer des valeurs dans un intervalle physiquement acceptable (proche de $\sqrt{2}\lambda$), afin d'ajuster au mieux le bombement étudié.

3.2.3 Influence des paramètres

Pour nous assurer de la robustesse de notre méthode, nous avons analysé l'influence des paramètres de filtrage utilisés : le pas de translation t, la taille de la boîte de minimisation l et le rayon du filtre médian R. Dans les exemples qui suivront nous avons tenté de déterminer la composante grande longueur d'onde de l'anomalie de profondeur (Superbombement).

La translation de la boîte minimisante se fait en latitude et longitude de façon à parcourir toute la grille. Le pas de translation est le pas de la grille. Pour tester son influence, nous avons utilisé des grilles de $2'$, $4'$ et $8'$. Dans cette gamme de valeurs, ce paramètre n'a pas d'influence notable.

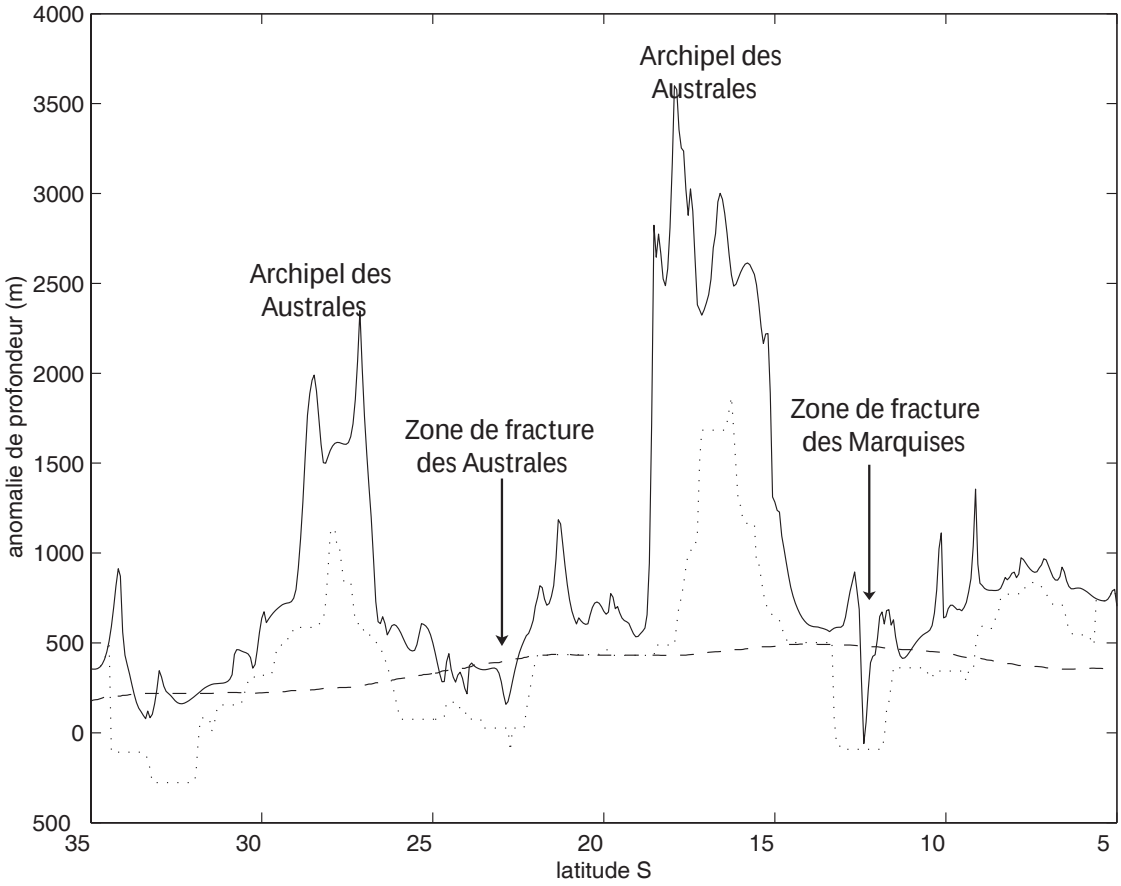

FIG. 3.15 – *Etapes du filtrage. Le profil en noir représente un profil d'anomalie de profondeur à la longitude 142.2° W entre les latitudes 5 ° et 35° S (situé sur la figure 3.12), le profil en pointillés est extrait de la grille minimisée avec une boîte* 130×130 *km, celui en tiretés, d'une grille minimisé avec une boîte* 130×130 *km puis filtrée avec un filtre médian de rayon* $R = 900$ *km. Les flèches indiquent les zones de fracture.*

En ce qui concerne la taille de la boîte, nous avons exploré des longueurs entre 40 et 170 km. Nous avons choisi ces valeurs extrêmes car en-dessous de 40 km l'anomalie de profondeur n'est pas assez filtrée et qu'au-dessus de 170 km l'influence des zones de fracture est trop importante. Sur la figure 3.16, nous comparons l'influence de la taille des boîtes dans lesquelles est effectuée la minimisation sur le résultat final, c'est-à-dire une fois qu'un filtre médian de rayon $R = 500$ km a été appliqué. Un profil d'anomalie de profondeur est extrait à la longitude 142.2°W, entre les latitudes 5 et 35°S (profil noir, voir figure 3.12). Les profils représentés sont extraits de grilles minimisées avec des boîtes de différentes tailles (50, 70 et 170 km) puis filtrées avec un filtre médian de rayon $R = 500$ km. Pour la plus petite boîte (50×50 km, profil tireté) l'influence des édifices volcaniques et des bombements locaux est trop importante. La grille résultant du filtrage ne traduit pas le comportement grande longueur d'onde du plancher océanique. Pour la boîte intermédiaire (70×70 km, profil pointillé), l'influence des longueurs d'ondes inférieures à celle du Superbombement s'estompe mais ne disparaît pas complétement. Le meilleur ajustement de l'anomalie de profondeur grande longueur d'onde est obtenu avec la plus grande boîte (170×170 km, profil

tireté-pointillé). Par la suite nous garderons cette valeur (l = 170 km) lorsque nous déterminerons la composante Superbombement, afin de ne pas surestimer l'anomalie de profondeur.

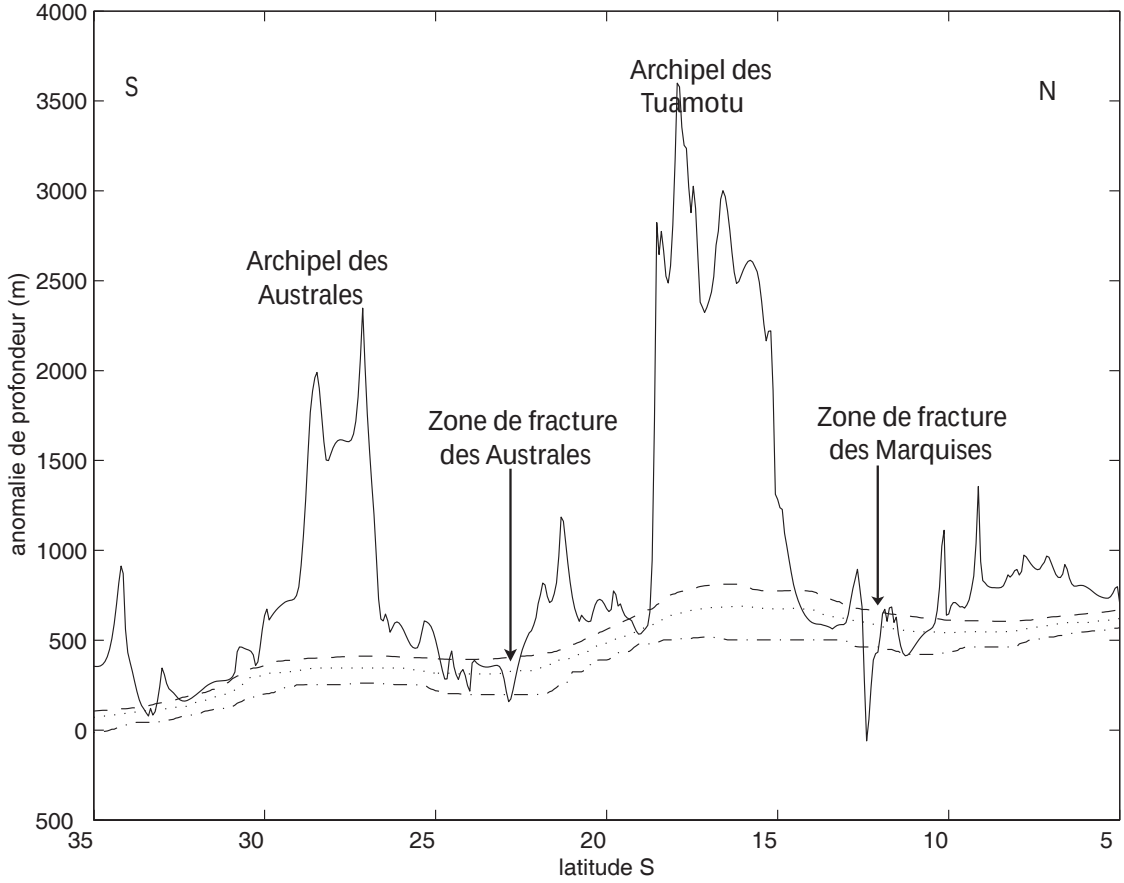

FIG. 3.16 – *Influence de la taille de la boîte. Le profil en noir représente un profil d'anomalie de profondeur à la longitude 142.2° W entre les latitudes 5 ° et 35° S (situé sur la figure 3.12), le profil en tireté est extrait de la grille minimisée avec une boîte* 50×50 *km puis filtrée avec un filtre médian de rayon R =500 km, les profils en pointillé et en tireté-pointillé représentent l'anomalie minimisé avec une boîte* 70×70 *km et* 170×170 *km respectivement puis filtrée avec le même filtre médian. Les flèches indiquent les zones de fracture.*

Bien que les bombement locaux n'aient pas encore été précisement cartographiés, les études précédentes (Wessel, 1993; Sichoix et al., 1998) indiquent des longueurs d'onde entre 500 et 1000 km. D'un autre côté, les édifices volcaniques du Pacifique ont des longueurs d'onde maximales de 150 km (archipel des Tuamotu). Pour le filtre médian, nous considérons donc des rayons entre 200 et 1000 km (voir équation 3.6). L'analyse de l'influence du rayon du filtre médian est faite dans la figure 3.17. Le filtrage a été réalisé avec une boîte 70×70 km et des filtres médians de rayons R =300 km, R =500 km et R =700 km. Pour la valeur la plus faible du rayon (R =300 km) on voit que la contribution des édifices volcaniques n'est pas totalement enlevée pour les Tuamotu et le bombement des Australes n'est apparemment pas éliminé non plus. Pour R =500 km il reste une composante du bombement des Tuamotu. Le meilleur ajustement du Superbombement est fait avec R =700 km.

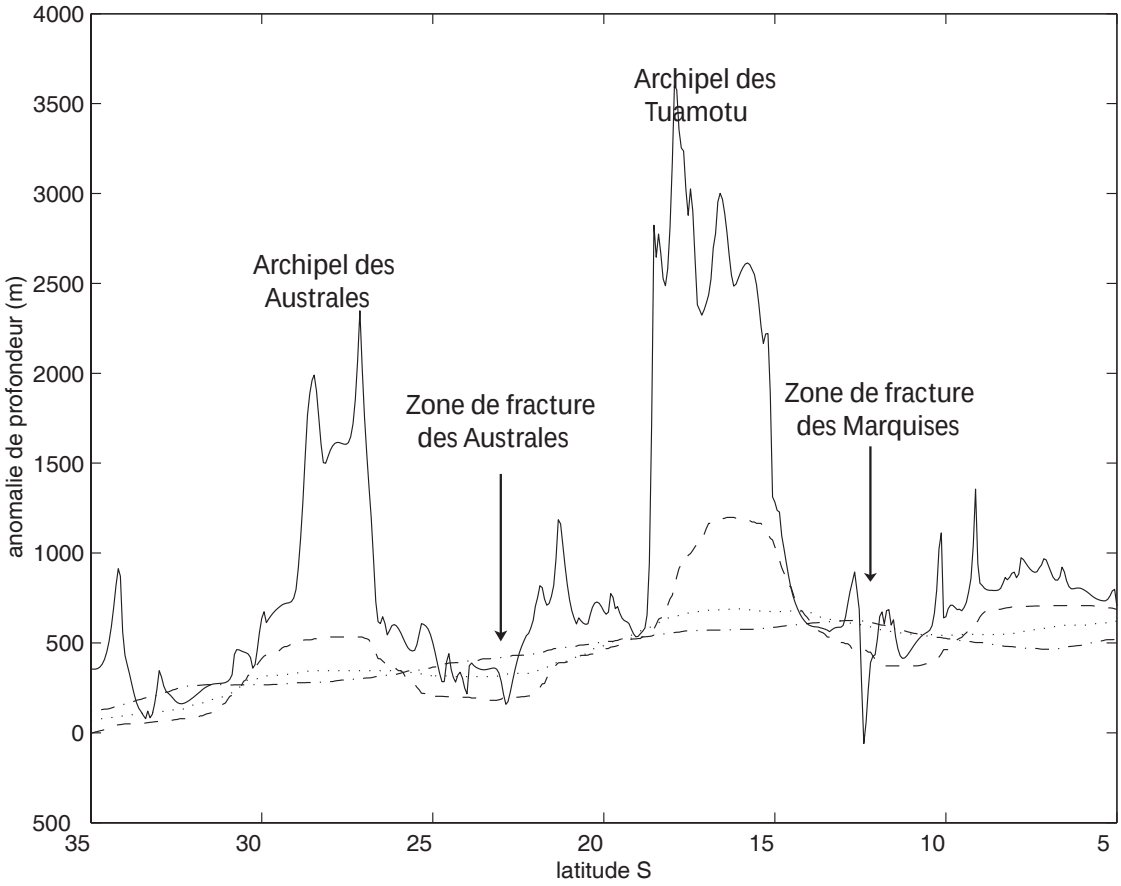

FIG. 3.17 – *Influence du rayon du filtre médian. Le profil en noir représente un profil d'anomalie de profondeur à la longitude 142.2° W entre les latitudes 5 ° et 35° S (situé sur la figure 3.12), le profils en tireté, en pointillé et en tireté-pointillé sont extraits de grilles minimisées avec une boîte* 70×70 *km puis filtrée avec des filtres médians de rayon R =300 km, R =500 km et R =700 km respectivement. Les flèches indiquent les zones de fracture.*

Sur la figure 3.18 nous avons illustré le fait que chaque figure topographique (bombement local, Superbombement) peut être caractérisé par notre méthode de filtrage à condition de bien choisir les paramètres. Pour le bombement des Tuamotu, nous pouvons voir que le profil en tireté (l=55 km, R=250 km) surestime le bombement : la contribution des constructions topographiques est trop importante (la grille n'est pas assez minimisée). Le filtre médian amplifie le manque de minimisation en décalant le profil final vers le haut. Au contraire, le profil en tireté-pointillé (l=170 km, R=700 km) sous-estime le bombement en étalant les minima locaux liés par exemple aux zones de fracture, ce qui décale le profil final vers le bas. Le profil en pointillé (l=70 km, R=500 km) est une bonne estimation du bombement des Tuamotu : il ajuste bien la forme du bombement et enlève efficacement les constructions volcaniques associées à l'activité du point chaud. Comme nous pouvons le voir dans la figure 3.18, les paramètres précédemment discutés sont spécifiques au bombement des Tuamotu. Pour le bombement des Australes, la taille optimale de la boîte est de $l = 55$ km de côté pour R=250 km. Chaque bombement a ses paramètres optimaux, qui décriront au mieux ses caractéristiques.

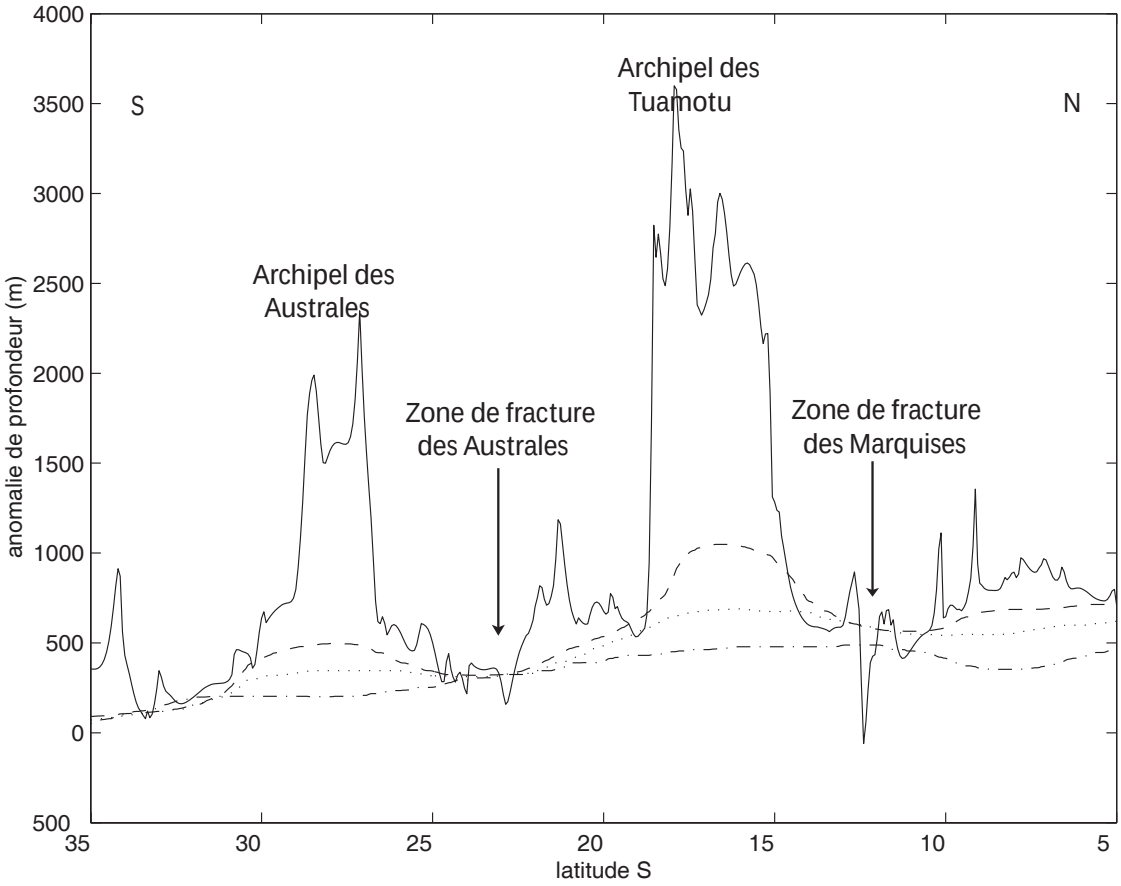

FIG. 3.18 – *Mise en évidence des différentes anomalies de profondeur grâce aux différents paramètres de filtrage. Le profil en noir représente un profil d'anomalie de profondeur à la longitude 142.2° W entre les latitudes 5 ° et 35° S (situé sur la figure 3.12), les profils en tireté, en pointillé et en tireté-pointillé sont extraits de grilles filtrées avec les paramètres (l =55 km, R =250 km), (l =70 km, R =500 km) et (l =170 km, R =700 km) respectivement. Les flèches indiquent les zones de fracture*

3.2.4 Calcul des incertitudes

Pour s'assurer de la fiabilité de notre méthode de filtrage, il faut calculer l'erreur qui lui est associée. Là encore, nous allons prendre l'exemple du Superbombement du Pacifique pour illustrer le calcul.

Pour déterminer cette anomalie de grande longueur d'onde, nous avons parcouru l'intervalle des paramètres physiquement acceptables. Pour calculer l'erreur associée à la détermination de cette anomalie, nous allons prendre les valeurs extrêmes de cet intervalle. Avec des paramétres inférieurs à l=50 km et R =600 km, les bombements locaux (notamment celui des Tuamotu) ne sont pas totalement éliminés, comme nous pouvons le voir sur la figure 3.19. La taille maximale de la boîte dans laquelle est effectuée la minimisation est de 170 km. Au-dessus de cette valeur les minima locaux sont trop étalés. Avec un rayon R de 700 km, l'anomalie de profondeur n'est plus liée aux bombements locaux, et convient donc à l'isolement de l'anomalie de grande

longueur d'onde (Superbombement). La différence entre les anomalies calculées avec deux rayons consécutifs (i.e. entre des anomalies calculées avec R et $R + 100$ km) décroît lorsque le rayon augmente. La différence entre les anomalies trouvées avec les paramètres (l =170 km, R =900 km) et (l =170 km, R =1000 km) est inférieure à 10 m. Ainsi, nous allons prendre comme rayon maximal du filtre médian $R = 1000$ km.

L'erreur sur la méthode de filtrage est la différence entre l'anomalie trouvée avec les paramètres l =50 km et R =600 km (anomalie maximale qui a tendance a surestimer l'amplitude du Superbombement) et celle trouvée avec les paramètres l =170 km et R =1000 km (qui minimise l'amplitude du Superbombement). La cartographie du Superbombement ainsi que l'erreur qui lui est associée sont montrées sur les figures 4.10 et 4.8. Le Superbombement s'étire entre les latitudes 10°N et 35°S et les longitudes 160° et 130°W et a une amplitude maximale de 450m. Sur cette région, l'amplitude de l'erreur est de l'ordre de 50 m, ce qui est une valeur raisonnable si on considère l'amplitude du Superbombement, puisque l'erreur relative est alors de 15%. Il existe des erreurs d'amplitude plus grande associées à l'alignement d'Hawaii, à Shatsky ridge et aux monts Mid-Pacific. Ces structures ont des longueurs d'onde inférieures à celle du Superbombement, il est normal que les paramètres ayant servi à calculer une anomalie de grande longueur d'onde (> 100 km) ne soient pas adaptés à leur caractérisation.

Nous avons mis au point une nouvelle méthode de filtrage qui permet de caractériser les anomalies de profondeur, quelle que soit leur extension géographique, sans a priori sur leur emplacement, leur morphologie ou leur longueur d'onde. Nous allons, dans les prochains chapitres, voir quelles informations la morphologie des bombements topographiques peut nous apporter.

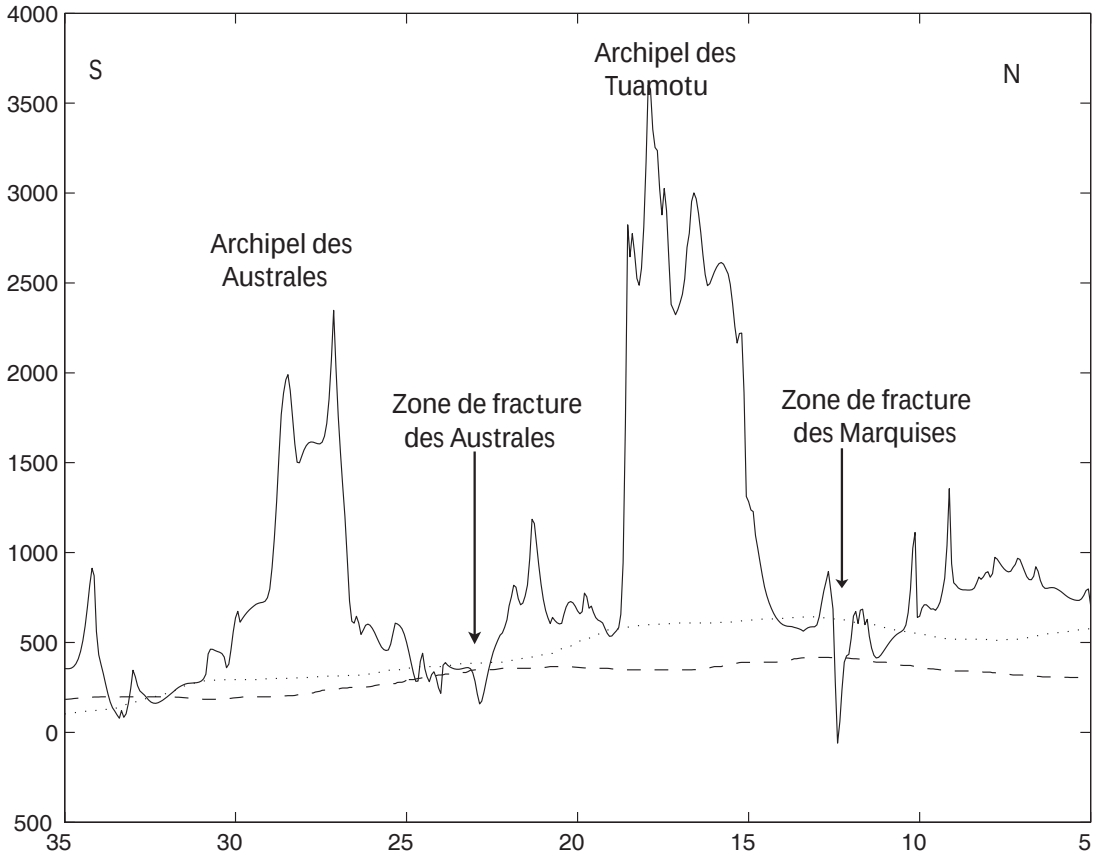

FIG. 3.19 – *Paramètres extrêmes pour le filtrage du Superbombement (voir méthode dans le texte). Le profil en noir représente un profil d'anomalie de profondeur à la longitude 142.2° W entre les latitudes 5° et 35° S (situé sur la figure 3.12), les profils en tireté et en pointillé, sont extraits des grilles filtrées avec les paramètres (l =170 km, R =1000 km) et (l =50 km, R =600 km) respectivement.*

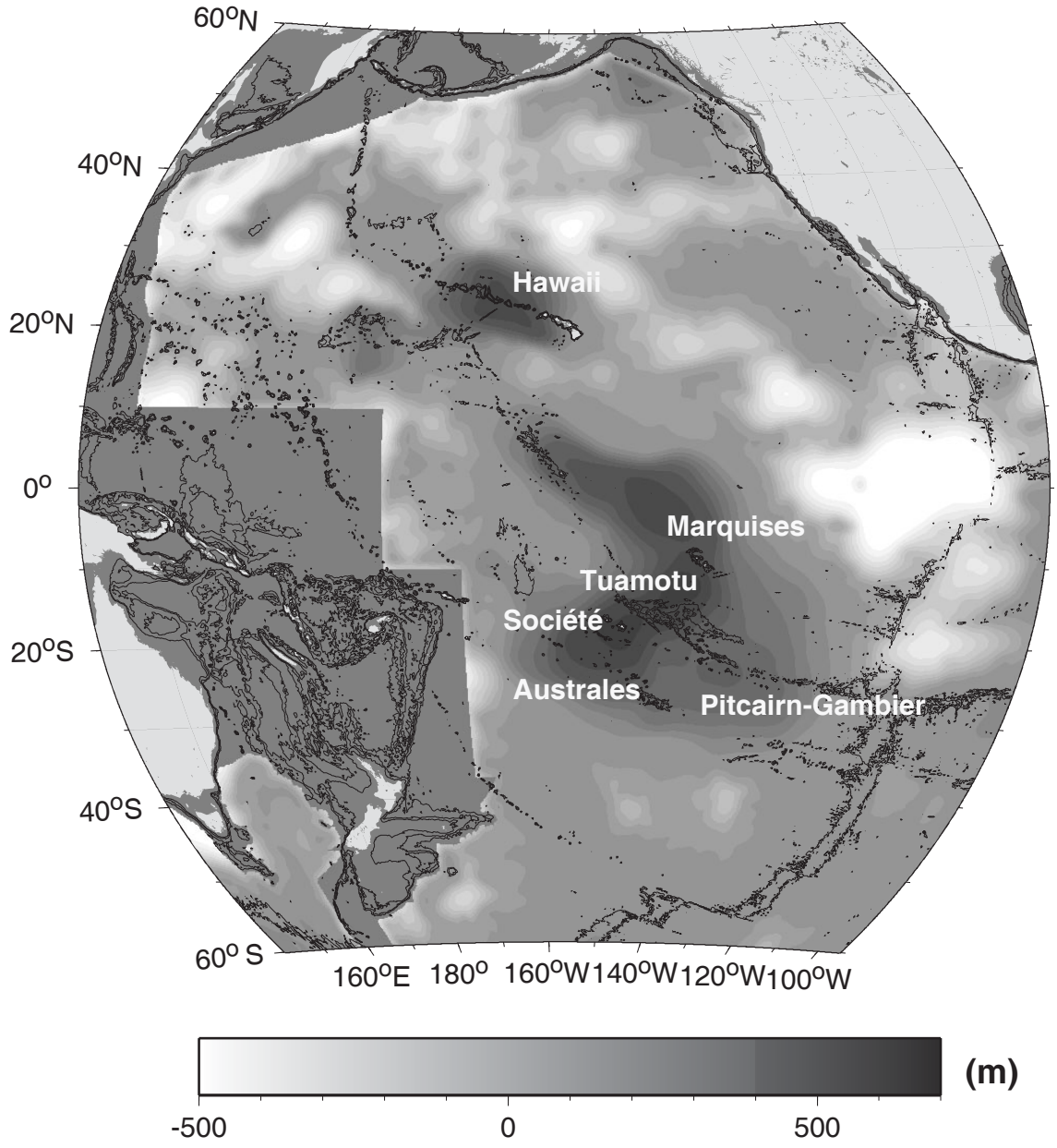

FIG. 3.20 – *Anomalie de profondeur de grande longueur d'onde calculée grâce au modèle de subsidence GDH1 (Stein et Stein, 1992) , filtrée pour $\lambda > 1000$ km (voir méthode dans le texte).*

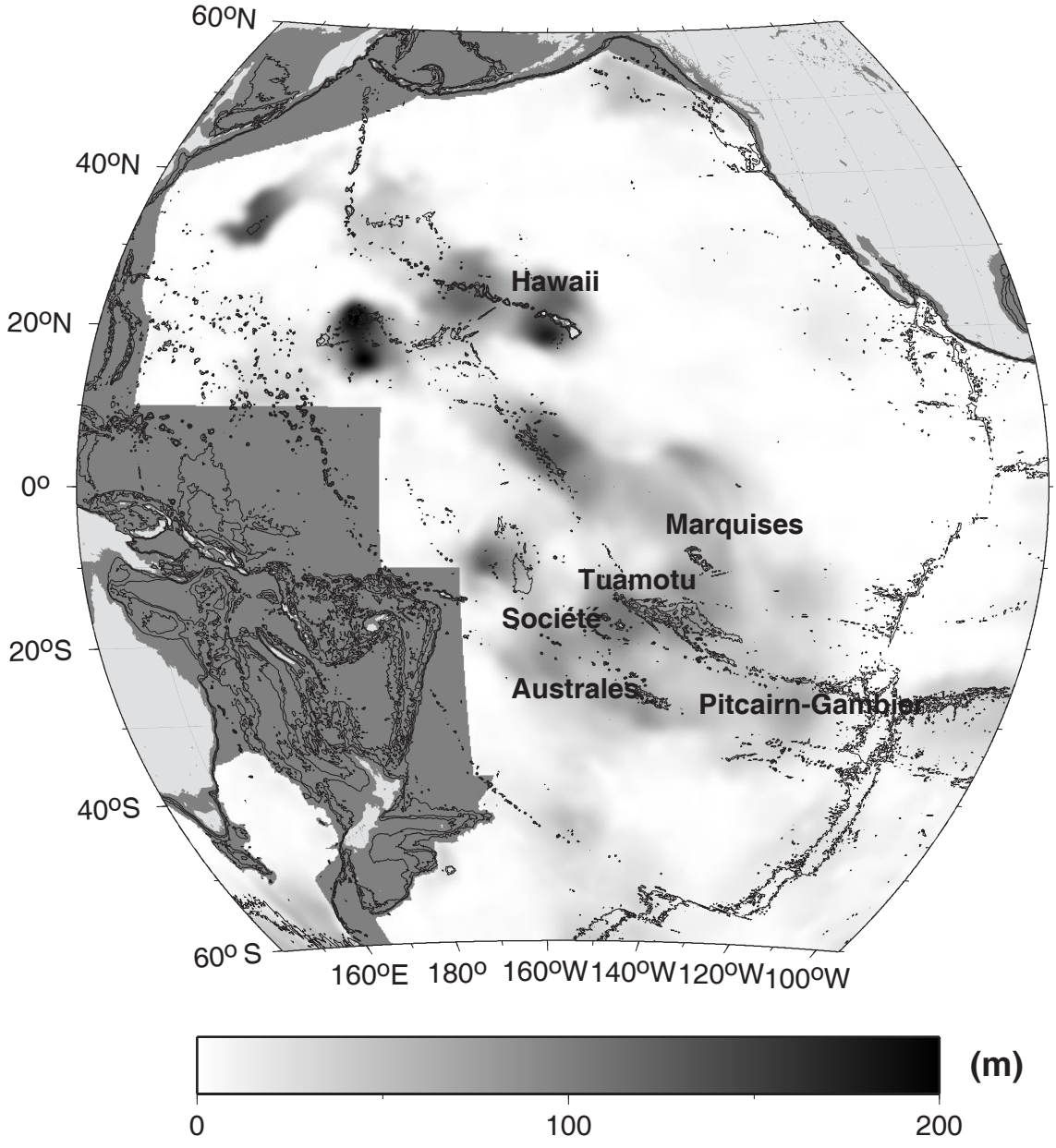

FIG. 3.21 – *Erreur associée à la méthode de filtrage utilisée pour le calcul du Superbombement du Pacifique.*

Chapitre 4

Superbombement du Pacifique

4.1 Résumé français de "The extent of the South Pacific Superswell"

Le terme 'Superbombement' a été utilisé pour la première fois par McNutt et Fischer (1987) pour décrire une région étendue de Polynésie Française caractérisée par de nombreuses anomalies géophysiques : le plancher océanique y est anormalement peu profond compte tenu de son âge, le taux de volcanisme est très élevé (14% des points chauds actifs sont concentrés sur une zone couvrant moins de 5% de la surface du globe), les alignements de points chauds ont une durée de vie relativement courte ($\sim$ 10 Ma), les épaisseurs élastiques apparentes de la lithosphère sont anormalement faibles, le géoïde présente une anomalie négative et les vitesses sismiques indiquent que cette région surplombe un manteau anormalement chaud. Les modèles de support dynamique dû à un panache chaud ascendant (McNutt, 1998), fournissent la seule explication permettant d'expliquer la plupart des observables. Cependant, la question de la profondeur à laquelle prend naissance le superpanache reste encore d'actualité.

Bien que le Superbombement soit une anomalie largement étudiée, la description de son emplacement et de son extension reste encore approximative. L'un des principaux buts de la présente étude est de fournir une cartographie précise du Superbombement du Pacifique.

4.1.1 Nouvelles limites pour le Superbombement du Pacifique

Méthode

Nous avons dans un premier temps cartographié les anomalies de profondeur grande longueur d'onde à l'échelle du Pacifique. Après sa formation à la ride, la lithosphère se refroidit, se contracte et se densifie. L'augmentation de la densité du

matériau contracté entraîne alors la subsidence de la lithosphère océanique. Cette relation entre l'âge et la profondeur du plancher océanique est traduite par des modèles thermiques simples de refroidissement de la lithosphère. Pour obtenir l'anomalie de profondeur nous soustrayons donc à la grille bathymétrique observée (Smith et Sandwell, 1997) une grille de bathymétrie théorique calculée à partir de la grille d'âge (Müller et al., 1997) et du modèle de subsidence GDH1 (Stein et Stein, 1992). Nous avons également appliqué une correction de sédiments afin d'obtenir la profondeur du plancher océanique sans la charge isostatique des sédiments (Crough, 1978). La base de données de l'épaisseur sédimentaire est fournie par le NGDC (National Geophysical Data Center). Nous appliquons ensuite un filtre passe-bas mis au point par Adam et al. (2003) qui permet d'éliminer complétement l'influence des bombements locaux et des édifices volcaniques.

Observations

Le Superbombement du Pacifique s'étend entre les latitudes 10°N et 30°S et les longitudes 130°W et 160°W. Son amplitude maximale est de 450 m. Il est composé de deux branches : la branche sud corrrespond géographiquement à l'emplacement de la Polynésie Française, la branche nord n'a jamais encore été évoquée et n'est pas clairement corrélée à du volcanisme en surface.

Pour s'assurer que l'anomalie de profondeur que nous avons mise en évidence n'est pas un artefact de la bathymétrie prédite (Smith et Sandwell, 1997), nous élaborons une grille à partir de données bathymétriques mono et multifaisceaux. L'anomalie de profondeur calculée à partir de cette grille a la même extension géographique et amplitude que celle calculée avec la grille prédite. Les deux grilles bathymétriques montrent un comportement semblable à grande longueur d'onde lorsque la couverture des campagnes bateau est bonne. Lorsque la couverture est faible, la grille prédite nous semble plus fiable et nous choisissons d'utiliser cette dernière par la suite. L'analyse des profils bruts provenant des campagnes océanographiques nous a également permis de nous rendre compte que le plancher océanique est effectivement surélevé compte tenu de son âge et que notre estimation du Superbombement traduit bien le comportement grande longueur d'onde du plancher océanique.

Après s'être assurés que le Superbombement n'était pas un artefact de la méthode d'analyse mise au point, nous nous sommes interrogés sur son origine. A cette fin, nous avons eu recours à d'autres observables indépendantes telles les vitesses sismiques et le géoïde et aux modèles de topographie dynamique.

4.1.2 Autres observables

Vitesses sismiques

Les modèles tomographiques montrent un manteau plus chaud sous les deux branches du Superbombement. Le modèle isotropique de Ekström et Dziewonski (1998) placent les anomalies de vitesse négatives (correspondant à un manteau plus chaud) à

une profondeur entre 100 et 400 km pour la branche sud et entre 100 et 600 km pour la branche nord. Le modèle anélastique de Romanowicz et Gung (2002) montre quant à lui une colonne verticale de très grande atténuation (correspondant à un manteau de température anormalement élevée) sous la branche sud. Cette colonne est déviée horizontalement vers le nord à une profondeur de 350 km. Cette région horizontalement étirée correspond en surface à la branche nord du Superbombement.

Géoïde

La branche nord du Superbombement correspond à une anomalie positive du géoïde. Cette observation peut être expliquée par une compensation isostatique. Ce phénomène implique une réduction de la densité en profondeur qui compense isostatiquement la remontée du plancher océanique. Une réduction de densité située entre 400 et 500 km de profondeur dans le manteau supérieur, explique l'amplitude de l'anomalie du géoïde observée. Par contre, aucun phénomène de compensation ne peut fournir une explication plausible pour l'anomalie négative du géoïde observée pour la branche sud. Cette observation nécessite une composante dynamique.

Modèles dynamiques

Les modèles de topographie dynamique sont élaborés à partir des modèles tomographiques. Les anomalies de vitesse sont converties en anomalies de densité. La convection induite à partir de ces perturbations de densité créée des forces verticales qui déforment les interfaces. La topographie dynamique trouvée par Gaboret (2002) montre une corrélation avec la branche sud du géoïde. L'amplitude de la topographie dynamique est cependant 3 à 5 fois supérieure à l'anomalie de profondeur observée.

4.1.3 Discussion

La nouvelle méthode de caractérisation des anomalies de profondeur mise au point par Adam et al. (2003) a été testée pour cartographier des anomalies de profondeur grande longueur d'onde dans l'océan Pacifique. Elle nous permet d'obtenir une cartographie précise du Superbombement. Celui-ci a une extension ($7.5\times10^6 \mathrm{km}^2$) beaucoup plus grande et une amplitude (450 m) beaucoup plus faible que celles rapportées jusqu'à présent.

Le Superbombement est composé de deux branches. La branche sud correspond à l'emplacement de la Polynésie Française. Le seul phénomène capable de réconcilier la remontée du plancher océanique et l'anomalie négative du géoïde observés dans cette région est la remontée dynamique d'un panache dans le manteau. La branche nord n'a pas encore été évoquée dans la littérature. Elle n'est pas clairement corrélée à du volcanisme en surface. Elle peut être expliquée par une compensation isostatique qui se produit dans le manteau entre 400 et 500 km de profondeur.

4.2 The extent of the South Pacific Superswell

Manuscrit à soumettre à JGR
Claudia Adam et Alain Bonneville
Institut de Physique du Globe de Paris

4.2.1 Abstract

The South Pacific Superswell is known as a broad area beneath French Polynesia characterized by numerous volcanic chains and very shallow seafloor compared to the depth predicted for its age by classical seafloor subsidence models. So far, its exact extent has not yet been established. Thanks to better bathymetric coverage and a specially adapted filtering method, we present here a new, complete and precise mapping of the Superswell. Our filtering method is directly applicable to 2D grids without any assumption on the location or the wavelength of the anomaly we want to characterize. It requires two steps : during the first stage the depth anomaly grid is minimized through a translating window to roughly remove the short-wavelength anomalies, while during the second stage, we apply to the minimized grid a median filter in order to smooth the shape and completely remove short-wavelength features. The precision of this method is checked and leads to satisfying results.

We show that the Superswell covers a region broader than previously expected. It extends between latitudes 10°N and 30°S and longitudes 130°W and 160°W and has a maximum amplitude of 450 m. It is composed of two branches that display different characteristics when compared to other geophysical observations. Under the southern branch, a dip in the geoid is observed which could be linked to upwelling in a convective mantle where the low velocity zone is located immediately below the lithosphere as indicated by tomographic models. Under the northern branch, there is a 8 m high in the geoid surface anomaly that may be explained by isostatic compensation or by another superplume that rises in the upper mantle at a depth not shallow enough to initiate secondary plumes and to influence the viscosity distribution below the lithosphere.

4.2.2 Introduction

The South Pacific Superswell is known as a broad area of shallow seafloor beneath French Polynesia. Numerous studies (McNutt, 1998; McNutt et Judge, 1990) have tried to explain the mechanism at the origin of this anomaly. There is apparently a broad upwelling of hot material but there still remain open issues since we do not know the depth at which the superplume initiates. The study of such an anomaly first requires an accurate characterization. The limits and the amplitude of the South Pacific Superswell have never been precisely defined. Here we propose a precise mapping of the Superswell through a new filtering method, the reliability of which is discussed. Once the geographical limits of the Superswell's depth anomaly are assessed, we compare them to other geophysical observables such as the geoid and the seismic velocities and try to get new clues for the understanding of the origin of the Superswell.

4.2.3 The South Pacific Superswell

Geophysical characteristics

The term "Superswell" was first used by McNutt et Fischer (1987) to describe a broad area of French Polynesia (dashed square on Figure 4.1) characterized by numerous geophysical anomalies. The rate of volcanism is 3-4 times greater than in the other oceans ; 14% of the active hotspots of the earth are concentrated in an area covering $< 5\%$ of the globe. The young volcanoes (black and white spots on Figure 4.1) in the region are the Mcdonald (Norris et Johnson, 1969) and Arago (Bonneville et al., 2002) seamounts in the Austral archipelago, Mehetia and Tehitia (Talandier et Okal, 1987) in the Society Islands and Adams seamount (Stöffers et al., 1990) in the Pitcairn-Gambier alignment. A wide range of volcanic features should be noted : en echelon ridges, chains of midplate volcanoes and isolated seamounts. The age progression in the volcanic chains is often short [0-4.2 Ma for the Society Islands (Duncan et McDougall, 1976), 0.5-6.0 Ma for the Marquesas (Desonie et al., 1993; Diraison, 1991)]. The orientation of the chains do not systematically correspond to the motion of the oceanic plate, such as in the Marquesas where the chain is rotated 30° clockwise from the direction of the absolute plate motion (Desonie et al., 1993). In the Austral Islands, two periods of linear volcanism, separated by 10 m.y., are superimposed on the same volcanic edifices (Bonneville et al., 2002). The lithosphere seems to exert a considerable influence on the location of the volcanism. In French Polynesia, both normal and anomalously low values of the effective elastic thickness have been reported (Goodwillie et Watts, 1993). McNutt et Judge (1990) also show a dip in the geoid for spherical harmonic degrees 7 through 12 (wavelengths between 3000 km and 6000 km). The mantle beneath the Superswell (especially the top 400 km) is characterized by slow seismic velocities (McNutt et Judge, 1990; Su et al., 1992; Montagner, 2002). A long wavelength (several thousand km) positive depth anomaly has also been reported (McNutt et Fischer, 1987).

Depth anomaly

The seafloor in French Polynesia is unusually shallow compared to other seafloors of the same age. This area subsides less rapidly away from the East Pacific Rise than the subsidence model of Parsons et Sclater (1977) predicts. Mammerickx et Herron (1975) and Cochran (1986) use the GEBCO bathymetry chart [GEBCO, 1978] to point out a 15 million km^2 elevated area in the South Pacific, to the west of Easter Island. With the SYNBAPS bathymetry (Van Wykhouse, 1973). McNutt et Fischer (1987) find a broad area of French Polynesia where the seafloor is 250 to 750 m too shallow and name it the South Pacific Superswell. This depth anomaly has been challenged by Levitt et Sandwell (1996). They have proposed that the Superswell could be an artefact of poor ETOPO5 sampling and gridding (which in oceanic regions is the SYNBAPS compilation). Subsequent studies (McNutt et al., 1996; Sichoix et al., 1998) confirm that the ETOPO5 grid overestimates the depth anomaly but, nevertheless using original

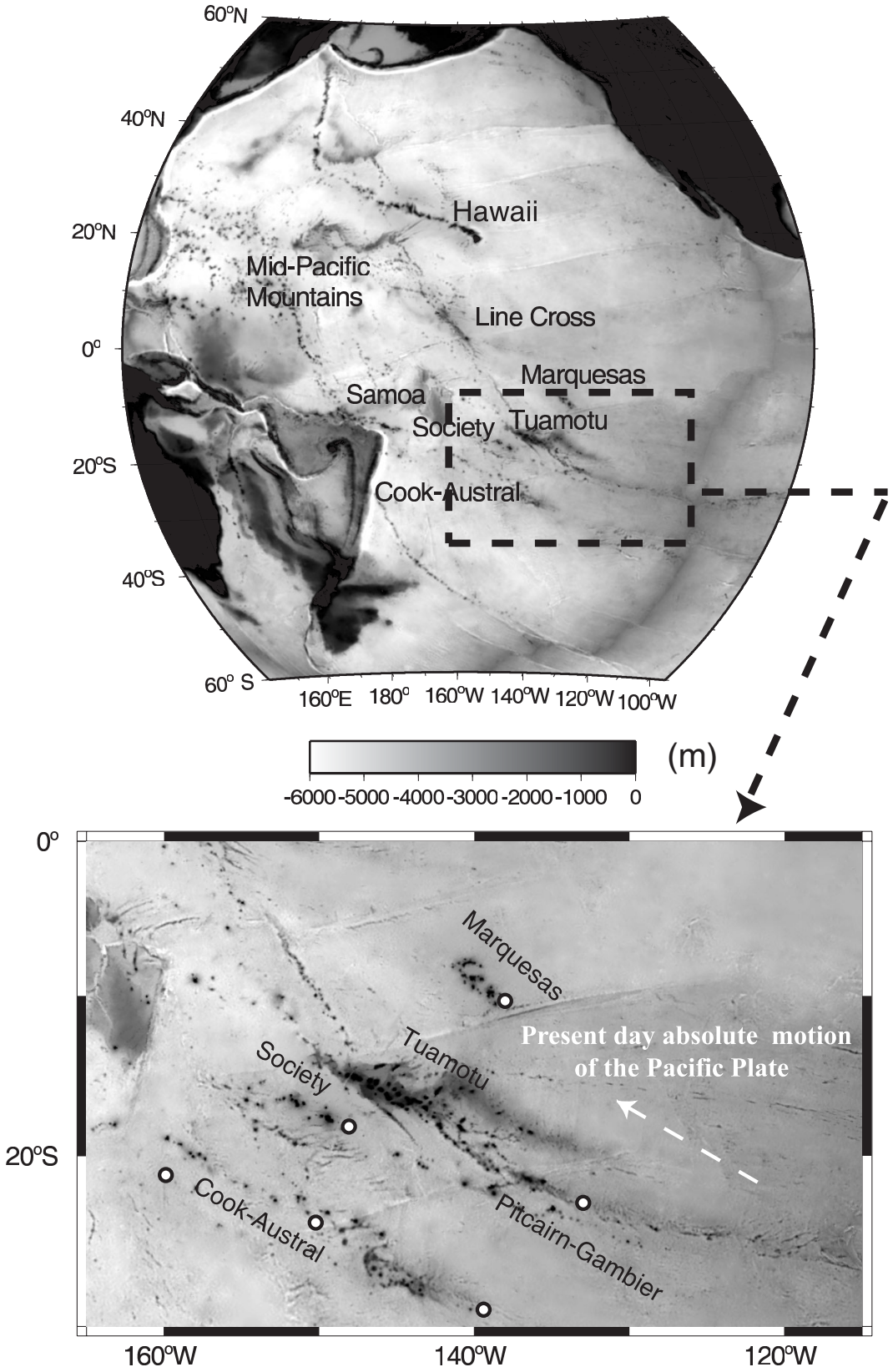

FIG. 4.1 – *Top panel : bathymetry of the Pacific Ocean (Smith et Sandwell, 1997). Bottom : zoom on French Polynesia. The white disks represent the young volcanoes.*

ship soundings from oceanic expeditions and a modal approach, 1 km shallower seafloor depth is found, thus confirming the existence of the Superswell.

Origin of the Superswell ?

Several mechanisms have been proposed to explain the positive depth anomaly. Sandwell et al. (1995) suggest lithospheric thinning via stretching of the plate. This would imply elevated heat flow and low elastic strength. These features are not universally observed on the Superswell. Moreover, this phenomenon would not produce a dip in the geoid. Phipps Morgan et al. (1995) propose chemical buoyancy through spreading of a layer of mantle depleted by plumes. This mechanism requires an increase of the seismic velocities, which is contrary to the observations, and does not explain the geoid low. McNutt et Judge (1990) suggest dynamic support through convective upwellings. McNutt (1998), Hager et Clayton (1989) and Gaboret (2002) have developed such dynamic models. At this point, such models provide the only explanation that is in agreement with all the observations. The results of such dynamic models will be discussed in more details later.

Although the existence of the positive depth anomaly is now well accepted, the description of the location and extent of the Superswell still remains approximate. One talks about "a region in the South Pacific, to the west of Easter Island" (Mammerickx et Herron, 1975) or about "a broad area of French Polynesia" (McNutt, 1998). The main objective of this paper is to give a precise map of the Superswell.

4.2.4 New limits for the South Pacific Superswell

Depth anomaly

At first, we computed the depth anomaly which is the difference between the observed bathymetry and a theoretical depth given by a model of thermal subsidence of the lithosphere. In this study, the observed bathymetry is elaborated using original singlebeam and multibeam ship soundings. We have analysed 567 oceanographic expeditions with satellite navigation collected since 1973. In the southern part (between latitudes 0° and 35°S) the cruises have been extracted from a database created by Sichoix et Bonneville (1996) and recently updated (Jordahl et al., 2004). In the northern part, cruises have been extracted from the National Geophysical Data Centre (NGDC). More than 3,500,000 points have been used to set up a $4' \times 4'$ grid, interpolated with the GMT surface and blockmedian functions (Wessel et Smith, 1991). This bathymetry map and the ship tracks of the cruises are displayed in Figure 4.2. The coverage of the region is good and seems quite adequate for the determination of the long wavelength depth anomaly.

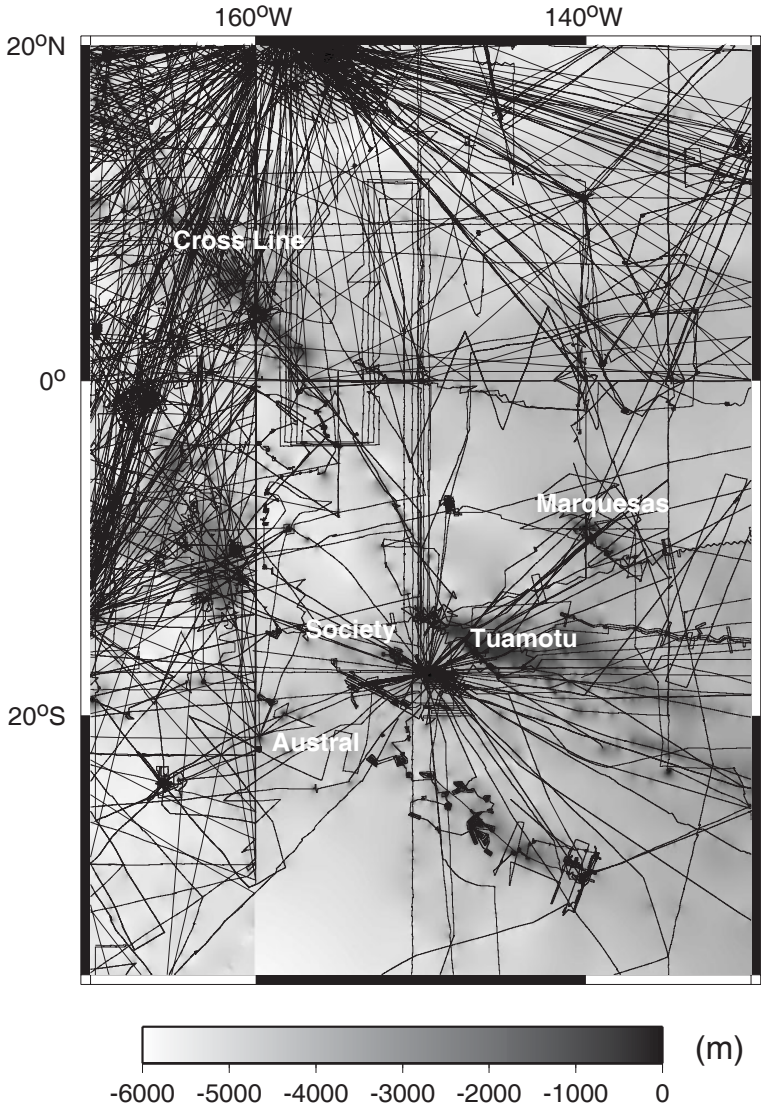

FIG. 4.2 – Bathymetry obtained from original ship soundings. Lines : ship tracks of the cruises used in this study

We corrected this bathymetry grid for sediment loading. The relation between the observed bathymetry (H) and the bathymetry corrected for sediment loading (H') is given by the equation (4.1) where ρ_s, ρ_m and ρ_w are the densities of the sediments, the mantle and the sea water respectively and h, the sediment thickness compiled by the National Geophysical Data Center (NGDC).

$$H' = H - \frac{(\rho_s - \rho_m)}{(\rho_m - \rho_w)} h. \tag{4.1}$$

The theoretical depth is generally given by thermal subsidence models which describe the evolution of the seafloor depth with its age. To compute this theoretical depth, we used the global age grid of Müller et al. (1997) (version 1.3). However, the choice

of the model describing the thermal evolution of the lithosphere with age is difficult since we want a model that describes the general behaviour of the oceanic seafloor at young ages as well as at older ages. At young ages the bathymetry is proportional to the square root of age. This behaviour is described by the half space model where the lithosphere cools by conduction without heat supply at its base. At older ages, the lithosphere departs from this simple relation and subsides more slowly with age. In order to take into account this flattening, Parsons et Sclater (1977) propose a model that includes heat transfer at old ages : the plate model to which we will refer as PSM. Numerous mechanisms have been proposed as sources of the additional heat : radiogenic heat (Parsons et Richter, 1981), shear heating (Schubert et al., 1976), small-scale convection (Parsons et McKenzie, 1978) and mantle plumes. The main difference between these models is the depth at which heat is supplied. The mechanism does not have much influence on the thermal structure of the lithosphere (Parsons et McKenzie, 1978).

Thermal models require data (bathymetry, geoid height and/or heat flow) to fit the subsidence rate and the ridge crest depth. The choice of the compilation of the data varies according to the models. Subsidence rate and ridge crest depth systematically change from one ocean to another but also within an ocean basin. We should therefore use regional compilations of data. Marty et Cazenave (1989) decompose the ocean plates in 32 regions. Subsidence rate and ridge crest depth were found for each of them. Unfortunately, in the region containing French Polynesia, the fit was made with data from the Superswell, so the relationship does not reflect the behaviour of a normal lithosphere. Crough (1983) suggests that there are few data which had not been thermally modified, especially for old oceanic floor. This is particularly true in French Polynesia, where there is a high concentration of hot spots and where the age of the seafloor exceeds 100 My. We thus have to use a global model.

Among the global subsidence models, GDH1 (Stein et Stein, 1992) and PSM (Parsons et Sclater, 1977) display extreme behaviours. Both models use two independent sets of data : heat flow and bathymetry. The PSM assumes a 125-km-thick plate with a basal temperature of 1350°C, which leads to very deep seafloor at old ages. Stein et Stein (1992) revised the PSM with a larger compilation of heat flow data and find that a thinner and hotter lithosphere (95 km thick with a basal temperature of 1450°C) better fits the data. This model (GDH1) leads to relatively shallow lithosphere at old ages. We will compute the depth anomaly with both subsidence models. In the later calculations we will consider only the GDH1 model to prevent overestimation of the depth anomaly. The depth anomaly (ΔH) we will use hereafter is the difference between observed depth corrected for sediment loading (H' in equation 4.1) and a theoretical depth predicted by a subsidence model (H_{theo}, see equation 4.2).

$$\Delta H = H' - H_{theo} \tag{4.2}$$

Filtering method

The next step is to filter this depth anomaly map, in order to keep only the wavelengths relevant to the Superswell. To do this we must remove the wavelengths associated with volcanoes and local swells. We encounter some problems when trying to filter the depth anomaly in the Fourier domain. We are studying a geographically restricted area (the Pacific Ocean) and the signals we want to remove include a large range of wavelengths but each of them is not repeated often enough to have a significant spectral signature. Moreover, the observed features are not periodic so their spectral signature is shifted. After numerous experiments on synthetic grids, filtering in the Fourier domain does not seem appropriate to the problem.

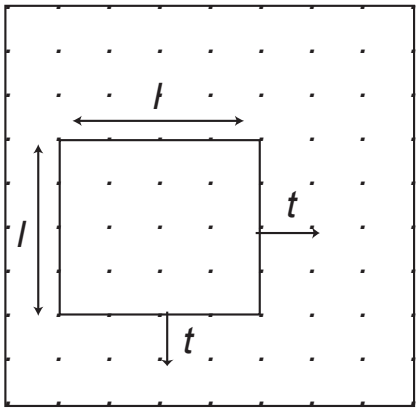

FIG. 4.3 – Translating box that we used to minimize the depth anomaly. t = translation step, l = length of the box.

We have therefore developed a new technique adapted to the present problem. The first step consists in minimizing the depth anomaly with a method using translating boxes. We design a square box of length l (Figure 4.3), which we translate through the depth anomaly grid with a translation step t. At each step, the minimal value encountered in the box is taken as the value at the centre of the box in the minimized grid. The result of such a minimization is shown in Figure 4.4 where the solid black line represents a profile of depth anomaly at longitude 142.2°W and the dashed line its minimization with a moving window 170 km on a side. With this method, a minimum in the initial grid will influence a $2l \times 2l$ area. So, if λ_e is the wavelength we have to remove, we should use $2l{=}\lambda_e$. But as this method tends to spread minimal values like those introduced by fracture zones (arrows in Figure 4.4), we cannot impose a too large value of l. We have to find a compromise between this two constraints.

A problem encountered with negative anomalies (as dips in the depth anomaly grid) is that the previous technique tends to spread out the negative features. Moreover, from the negative part of the depth anomaly, we do not have to remove large wavelength features so the previously described method is only applied on the positive part of the depth anomaly.

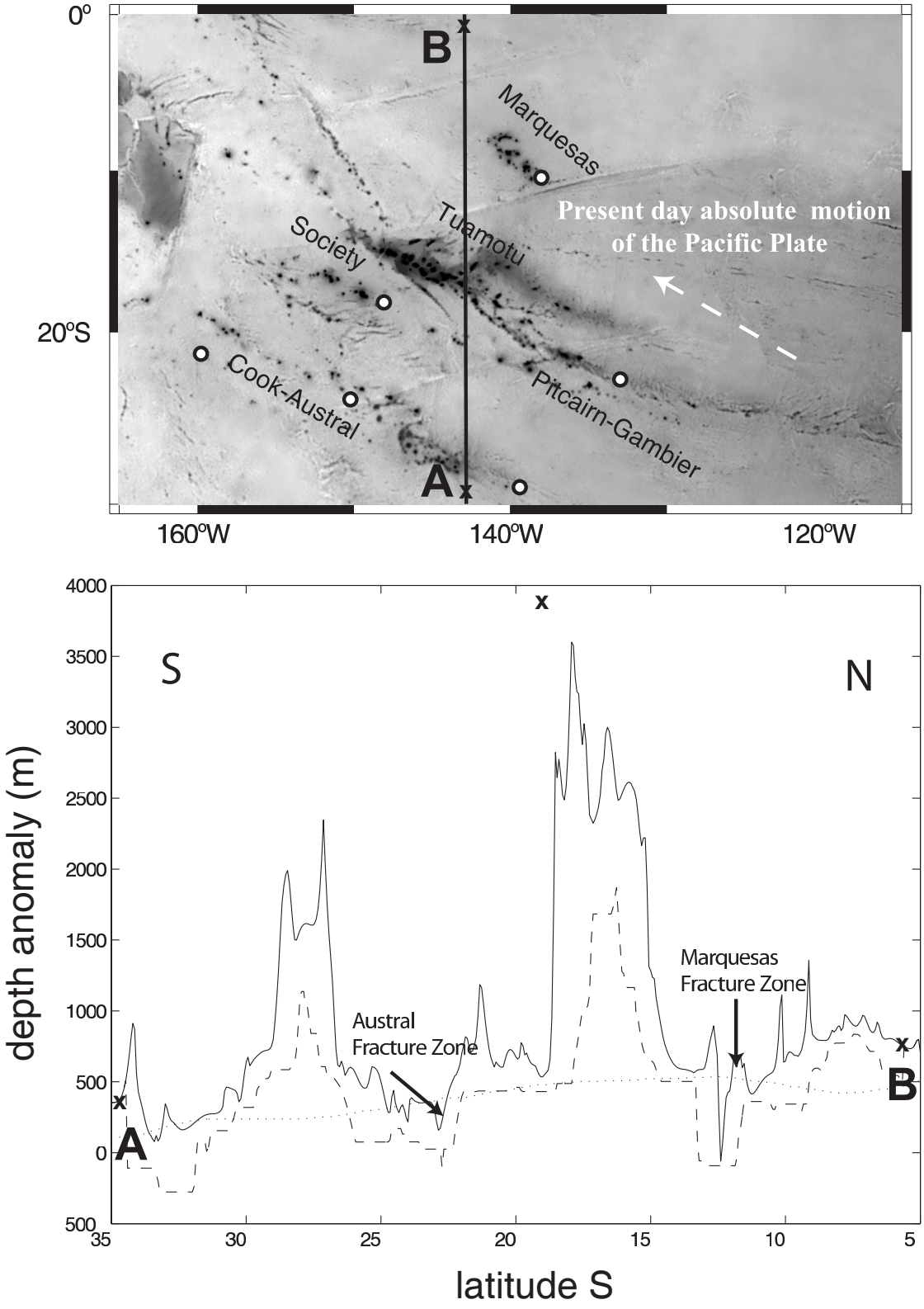

FIG. 4.4 – Depth anomaly profile. **bottom panel :** solid line : depth anomaly profile for longitude 142.2°E between latitudes 5°S and 35°S ; dashed line : the anomaly minimized with a 170 km×170 km box ; dotted line : the anomaly minimized with a 170 km×170 km box and filtered with a median filter of radius 1000 km. The arrows represent the fracture zones. **top panel :** location of the profile

After this procedure, we notice that there are benches due to the method of minimization and that the amplitude under some of the local swells is not totally removed. We thus have to filter the obtained grid in order to smooth it and to completely remove the local swell. We filter it with a median GMT (Wessel et Smith, 1991) filter. This method sweeps a region of radius R around each point of the grid and imposes the median value at the center of the R-radius disc. The median value is a measure of central tendency. It is a summary statistic that provides us a description of the considered data set (points in the disc). The median describes the position of the value in this distribution. It is a robust estimate of the center of this sample of data, since outliers have little effect on it. In Figure 4.4 the dotted line represents the anomaly minimized with a 170 km×170 km box and filtered with a median filter of radius 1000 km.

A complete analysis of the filtering parameters (translation step t, the length of the box l and the radius of the median filter R) can be found in Adam et al. (2003) showing the robustness of the method. In the present study, we present our results for the parameters t=8', l=170 km and R=1000 km. This method provides an estimate of the long wavelength depth anomaly. We have made assumptions to prevent an overestimation of the amplitude of this anomaly : we choose the GDH1 subsidence model (which assumes very thin plates) and the maximum radius for the median filter. The error attributed to the filtering method is also computed by choosing extreme values for the parameters we used. A minimal filtered anomaly is computed using a 50×50 km box and a 600 km radius median filter. The maximal one is found using a 170×170 km box and a 1000 km radius median filter. We use the difference between these anomalies to estimate the error. The error associated to the filtering method will be discussed later. On Figure 4.5 we can see the long wavelength depth anomaly found according to this new technique.

Characterization of the South Pacific Superswell

The Superswell (Figure 4.5) extends between latitudes 10°N and 30°S and longitudes 130°W and 160°W and has a maximal amplitude of 450 m on a seafloor displaying ages between 30 and 115 Ma. It is obviously not a simple swell as one thought and as its name pointed out but a hemispheric shaped feature. The southern branch corresponds to the location of French Polynesia, while the northern branch has not previously been described since no depth anomaly has yet been reported to the north of the Marquesas. Moreover, this part of the Superswell is not correlated with volcanic features.

Discussion of the method

Gridded data

To check the validity of this method relying on gridded data, we also look at the raw bathymetry data. Four cruises are particularly interesting : FGGE006, FGGE007, FGGE008 and FGGE009 plotted on Figure 4.5. They cross the Superswell along north-

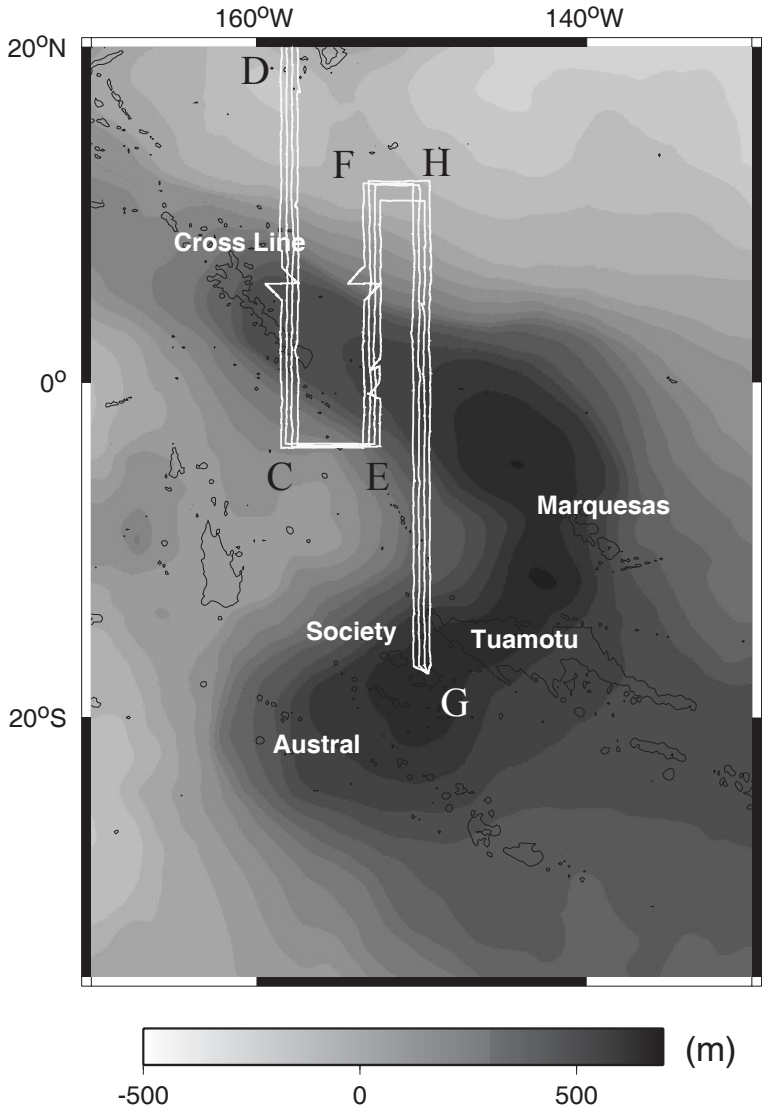

FIG. 4.5 – Depth anomaly associated with the South Pacific Superswell. It was computed with shipboard bathymetry and the GDH1 subsidence model, filtered for $\lambda >$ 1000 km (see method in the text). Black lines : 3000 m isobaths. White lines : shiptracks of the FGGE06WC, FGGE07WC, FGGE08WC and FGGE09WC cruises, used in Figure 4.6.

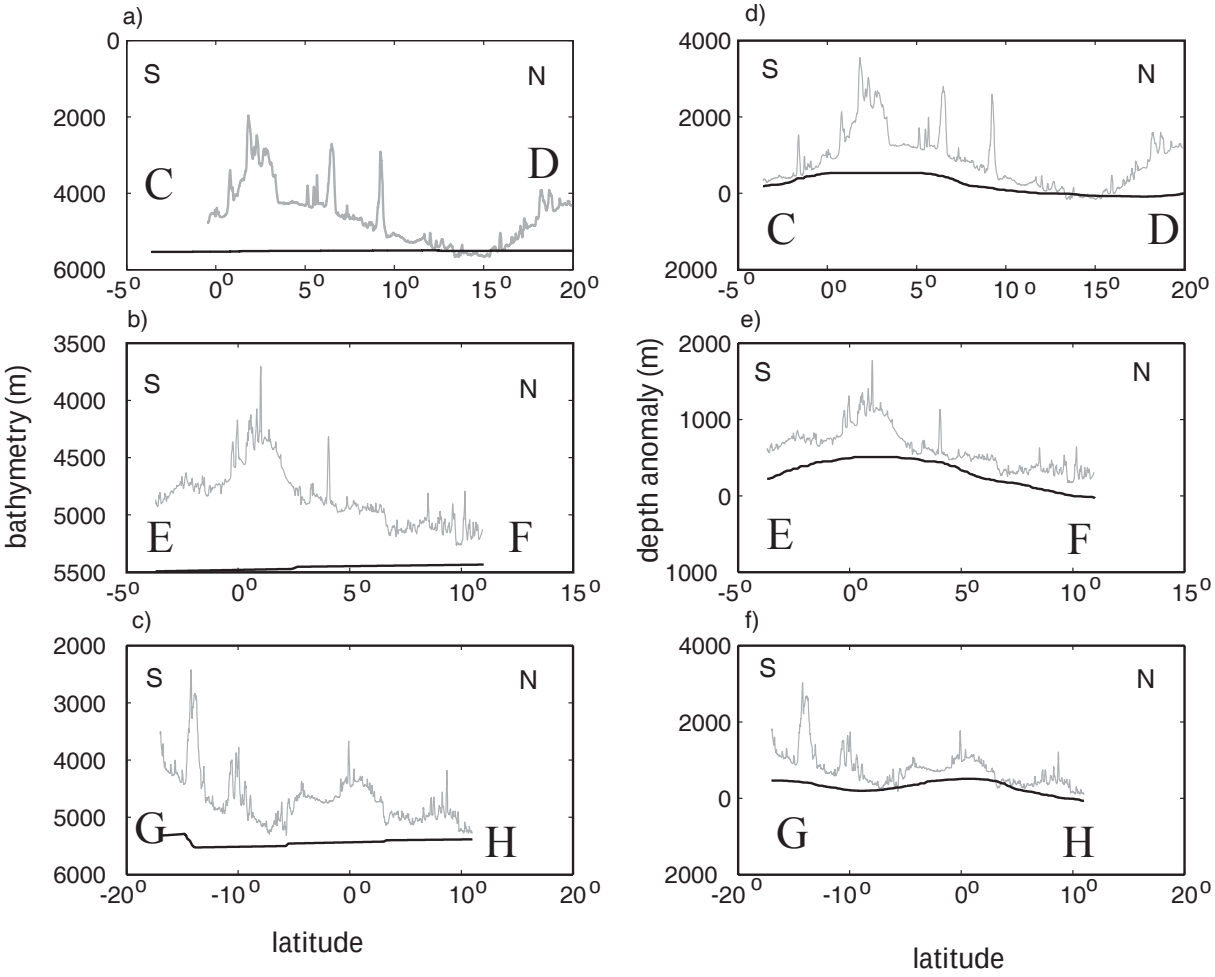

FIG. 4.6 – Bathymetry profiles a), b), c) gray lines : stacked bathymetry profiles for longitudes 158°W ,153°W and 150°W respectively ; black lines : bathymetry predicted by the GDH1 thermal subsidence model. d), e), f) gray lines : depth anomaly along the same profiles ; black lines : Superswell (found by our filtering method, see text) interpolated along the shiptracks.

south-bearing shiptracks (profiles) and have similar trajectories. We stack them along a profile that approximates their trajectories in order to improve the signal-to-noise ratio and we then compare the result to the theoretical depth predicted by the GDH1 thermal subsidence model (Figure 4.6 a,b,c). The oceanic floor is clearly abnormally shallow. We extracted the theoretical bathymetry along the profile and substracted it from the observed bathymetry (stacked profiles). We compare the resulting depth anomaly (gray lines on Figure 4.6 d,e,f) to our Superswell (black lines on Figure 4.6 d,e,f). Along these profiles, the volcanoes and the local swells have been removed but the long wavelength anomaly is well kept. Our Superswell's estimation is thus a good approximation of the large wavelength depth anomaly since it describes well the large scale behaviour of the oceanic seafloor.

Subsidence models

Figure 4.10 and Figure 4.7 show the long wavelength anomaly relative to GDH1 (Stein et Stein, 1992) and to the PSM (Parsons et Sclater, 1977) subsidence models. We note that the South Pacific Superswell has the same shape regardless of the subsidence model, and the amplitude differs only by ≈200 m. This difference was expected since for the range of ages displayed by the seafloor beneath the Superswell these two extreme subsidence models differs by an amount of 200 m. Afterwards we will consider only the GDH1 model to prevent overestimation of the depth anomaly.

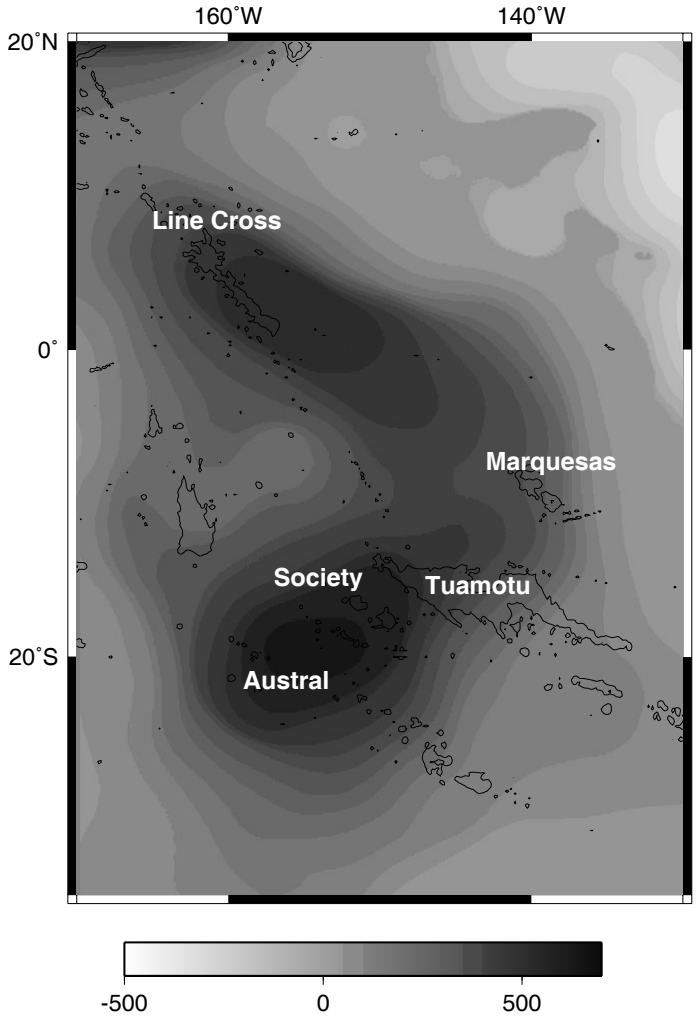

FIG. 4.7 – Depth anomaly found relative to the PSM subsidence model, filtered for $\lambda > 1000$ km (see method in the text).

Filtering method

The error associated with the filtering method is estimated to be about 100 m over the Superswell. It is a reasonable value considering that the amplitude of the Superswell is about 400 m (this means a 25% relative error). We conclude then that the South Pacific Superswell is not an artefact of the filtering method since the error associated with that method on this peculiar feature is relatively low. Moreover, both end-member subsidence thermal models lead to a 400 m depth anomaly in the center of the Pacific Ocean. We have also seen that the method relying on gridded data does not introduce any bias. We conclude that our approach in mapping the long wavelength anomalies is quite reliable and that there is obviously a depth anomaly, much larger than reported by the previous studies. We will now look at a broader scale and check its relation with other tectonic features of the Pacific plate.

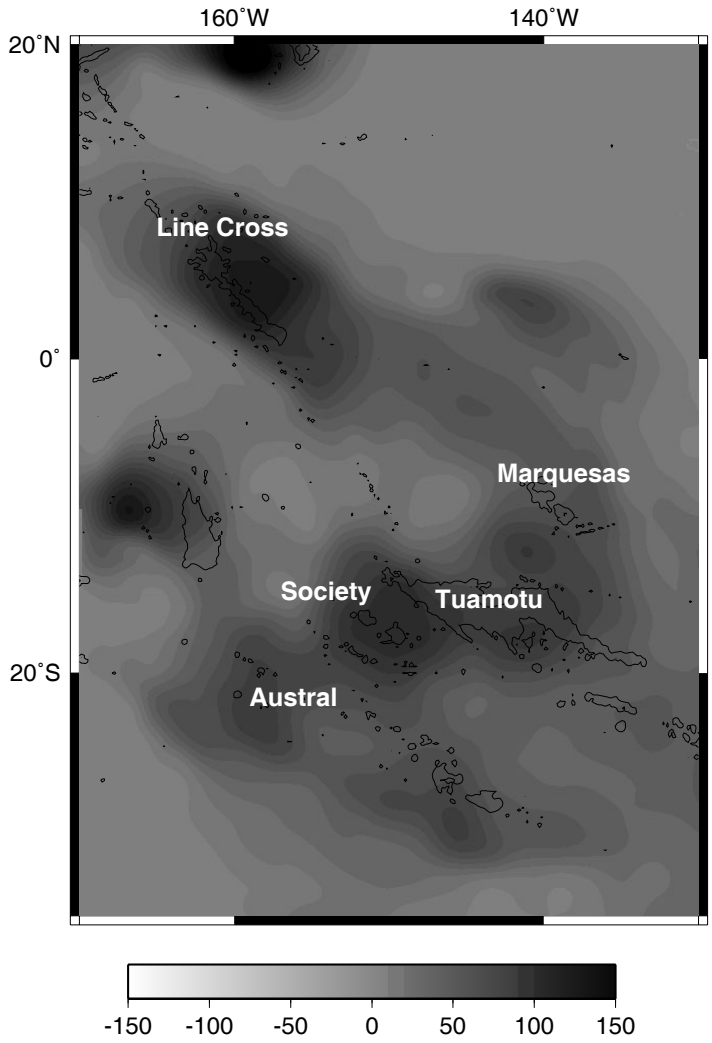

FIG. 4.8 – Estimated error associated with the filtering method.

Long wavelength depth anomalies on the Pacific plate

Considering this unexpected spreading of the depth anomaly, it seems interesting to have a view of the large depth anomalies at the scale of the Pacific Ocean. For this purpose we have used the predicted bathymetry of Smith et Sandwell (1997) (version 8.2) to which we have applied the same processing previously described : sediment correction, determination of depth anomaly and filtering. We used the global age grid of Müller et al. (1997) (version 1.3), displayed in Figure 6.1. The dark gray area in the Western Pacific represents the regions where the age data are missing, due to the lack of magnetic anomalies in the Cretaceous Quiet Zone. Within our study area, indicated by the dotted box, we replaced the missing ages with a constant value of 115 Myr. The resulting long wavelength depth anomaly is displayed in Figure 4.10.

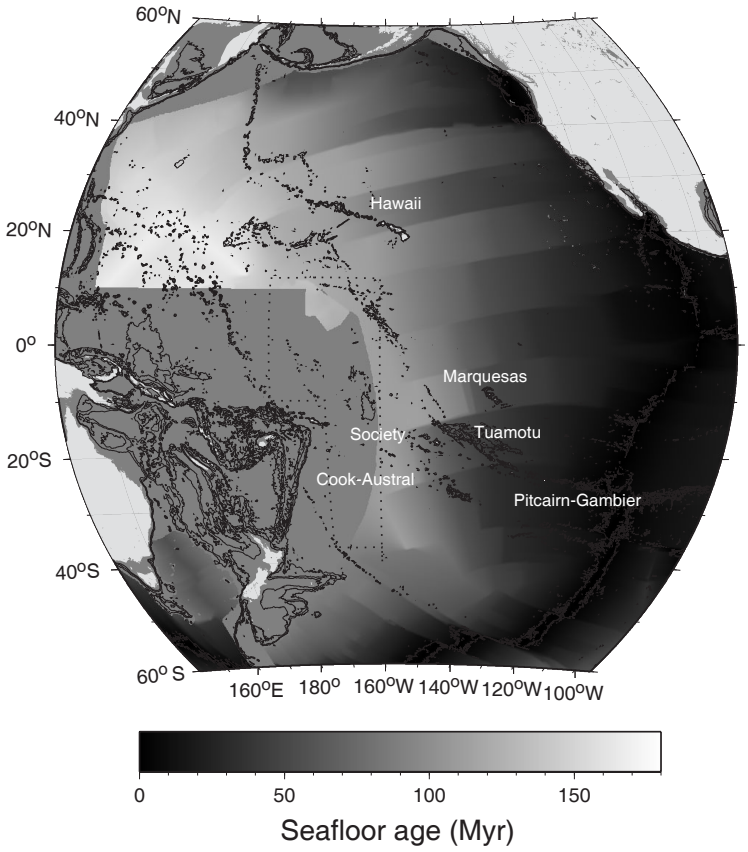

FIG. 4.9 – Seafloor age (Müller et al., 1997). Regions in light gray are the continents. The darker gray area in the Western Pacific represents the region where the age data are missing. Within the dotted box, we have replaced the missing ages with a constant value of 115 Myr.

Several observations can be made. The Superswell found with the predicted bathymetry grid has the same extension and amplitude as the one computed with the original ship soundings grid. However, some additional features should be noted. To the north, one find the swell associated with the Hawaiian chain. It covers an area of

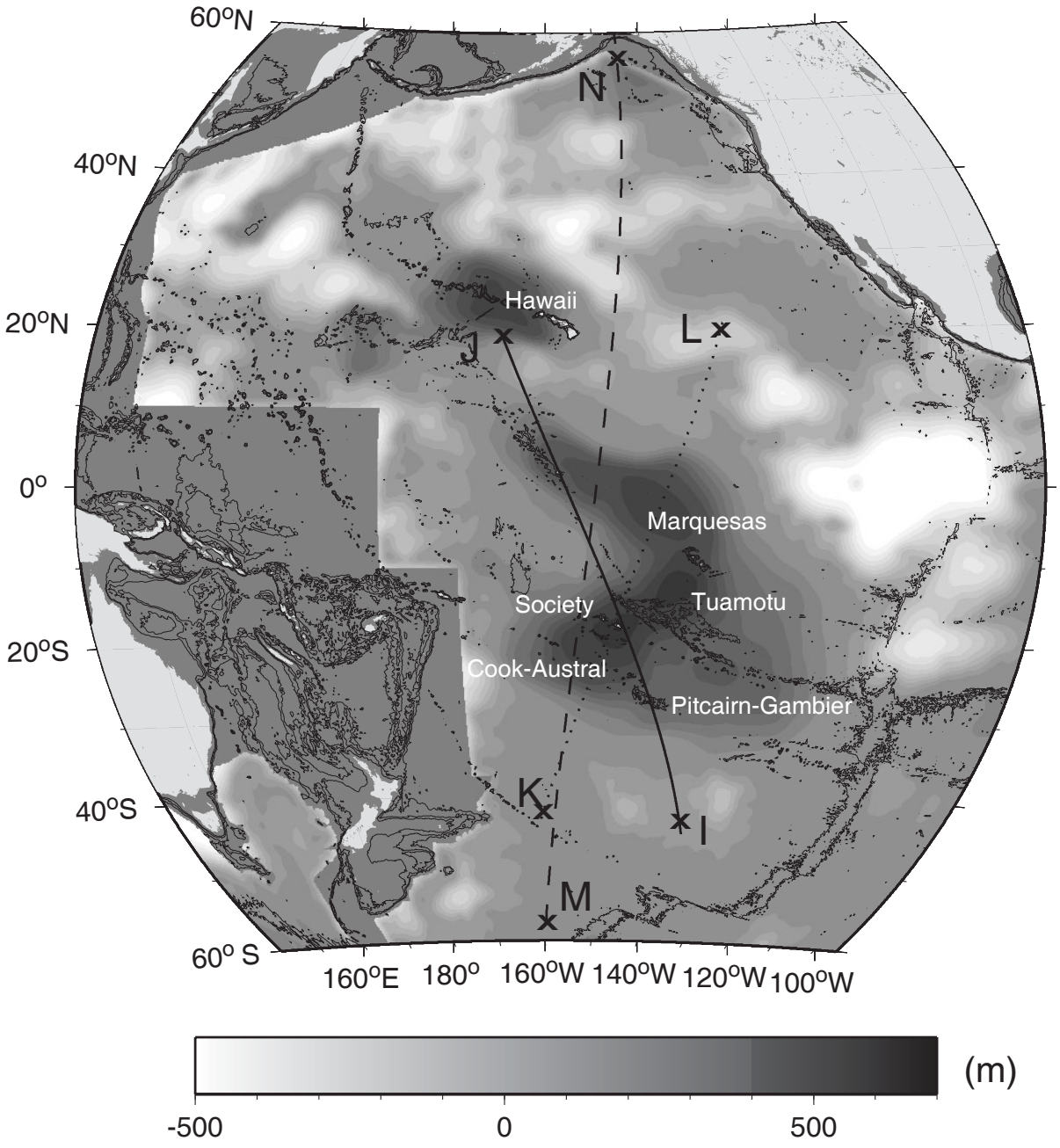

FIG. 4.10 – Depth anomaly found relative to the GDH1 subsidence model, filtered for $\lambda > 1000$ km (see method in the text). Solid, dotted and dashed lines : profiles used in Figure 4.13.

1.5×10^6 km^2 and has a maximal amplitude of 450 m. As the present study focuses on large wavelength anomalies ($\lambda > 1000$ km), our filter's parameters are not appropriate for describing hotspot swells. The 450 m amplitude therefore underestimates the real amplitude of the Hawaiian swell which in fact reaches ≈1000 m for more suitable filtering parameters (t=8', l=100 km, R=500 km), in agreement with previous studies (Crough, 1983).

Some negative anomalies are also observed north of the Hawaiian alignment, west of the Marianas trench and near the northern part of the EPR, between latitudes 20°N and 0°. We checked that these were not artefacts of the filtering method but areas of unusual deep oceanic seafloor.

We also note that the southern part of the EPR has a normal depth whereas the northern part is 200 m too deep. We must keep in mind that the model GDH1 (Stein et Stein, 1992) we used to compute the depth anomaly required global data to estimate the subsidence rate and the depth of the ridge crest. As previously discussed, it is difficult to have a local parameterisation of this anomalous zone. Here, we just note that according to the age map, the seafloor beneath the Superswell was entirely created by this anomalously deep ridge. Thus, if a more 'suitable' age-depth relationship should be found, it would amplify this depth anomaly.

Now that we have assessed the characterization and the location of the Superswell's depth anomaly and the reliability of our method, we will try to understand the origin of this phenomenon. We will investigate how this depth anomaly correlates with other geophysical observables such as the geoid and the seismic velocities.

4.2.5 Other observables

Geoid

On Figure 4.11 we show Smith (1993)'s geoid (version 9.2) over the Superswell region. We consider only degrees 7-12 (in the wavelength range 3000-6000 km) to avoid the predominance of the low degrees on which we superposed the isovalues of the depth anomaly. We note that on the southern branch of the Superswell there is a large dip in the geoid whereas on the northern branch a high in the geoid is observed. On the southern branch the geographical concordance between the geoid and the depth anomaly is quite good. On the northern one there is a shift between these anomalies and the wavelength of the geoid anomaly is larger than that of the the depth anomaly. The association of swells with a geoid high is generally explained by isostatic compensation (Crough, 1978; Crough, 1983) where the rise is supported by a density deficiency within the lithosphere. We compute the geoid due to the depth anomaly and to a lithospheric root that compensates it isostatically. The thickness of the root (ΔR) is given by the equation (4.3) where $\Delta\rho$ is the density deficiency of the root with respect to normal mantle and ρ_c is the crust density.

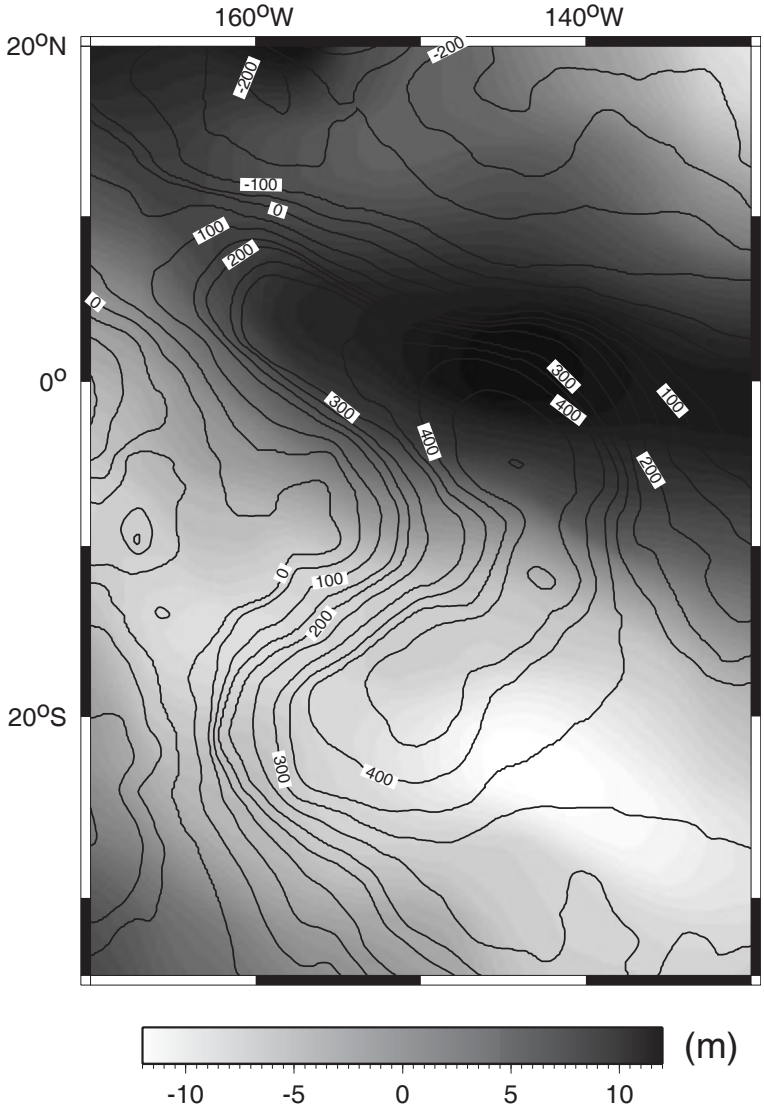

FIG. 4.11 – Geoid anomaly over the Superswell (degrees 7-12 from Smith (1993)'s geoid). Lines : isovalues of the depth anomaly.

$$\Delta R = -\frac{(\rho_c - \rho_\omega)}{\Delta\rho}\Delta H \tag{4.3}$$

As we are interested in the mass excess or deficiency we will only use the term ΔH (ρ_c - ρ_ω) which express the same mass variation that ΔR $\Delta\rho$. In the Fourier domain, the expression of the geoid anomaly due to uplifted seafloor and its compensating root is given by equation (4.4), where k is the 2D wavenumber and T is the Fourier transform of the depth anomaly ΔH, γ the gravitational constant, g the gravity acceleration, d the mean water depth and t the depth of compensation.

$$G(k) = \frac{\gamma}{gk}\left[(\rho_c - \rho_\omega)e^{-|k|d} \times T(k) - (\rho_c - \rho_\omega)e^{-|k|(d+t)} \times T(k)\right] \tag{4.4}$$

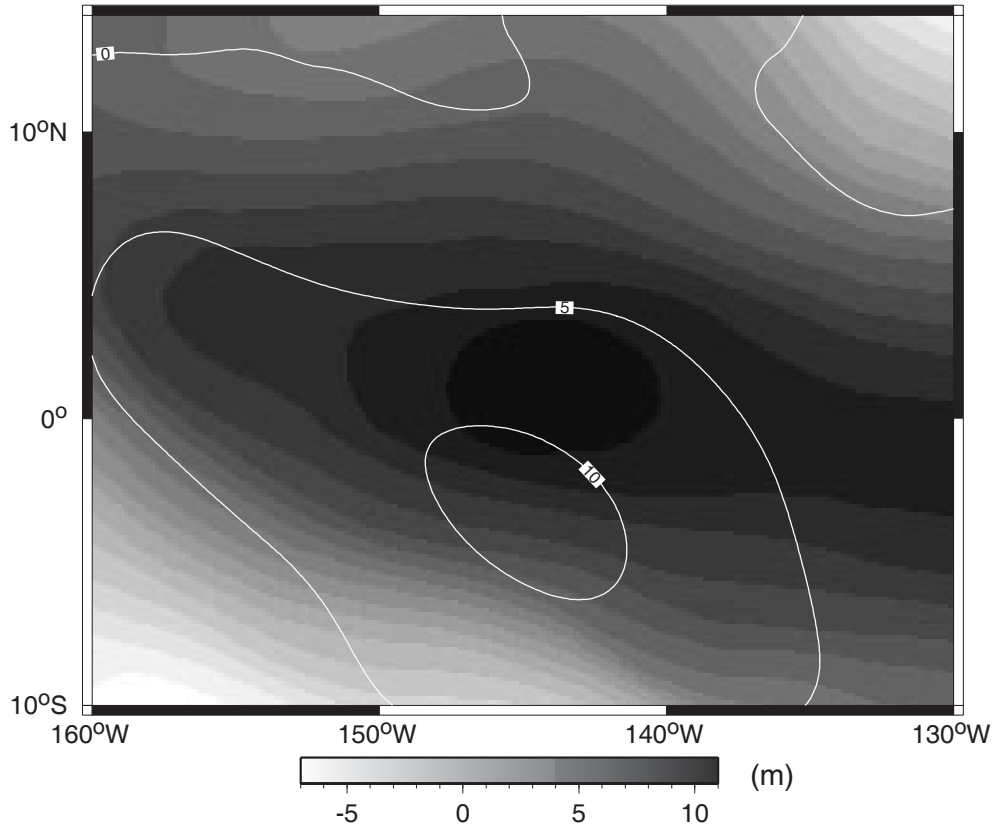

FIG. 4.12 – Geoid anomaly over the northern branch of the Superswell (degrees 7-12). White lines : isovalues of a geoid due to isostatic compensation that occurs at depth 500 km in the mantle.

The geoid anomaly is composed of two terms : the first one expresses the mass excess due to the uplift of the seafloor, the second one is a negative term related to the density reduction in the root. If we suppose that the compensation occurs in the lithosphere ($0 < t < 80$ km), we find a maximum value of 1.5 m. It does not explain the observed geoid anomaly wich may be due to a deeper phenomenon. In order to test this hypothesis, we put the mass deficiency in the asthenosphere. The geoid anomaly due to the seafloor uplift and to the density deficiency occuring at 500 km depth in the mantle (t =500 km) is shown on Figure 4.12. It has the same amplitude that the observed geoid although it is shifted 5° to the south. On the southern branch, dynamic support is required to explain the observations, as already stated in McNutt (1998).

Seismic velocities

Seismic waves provide useful information about the internal structure of the Earth. Seismic tomography is a widely used approach because it supplies 3D visualization of the velocity structure which may be related to temperature anomalies and/or flow direction. To obtain a tomographic model, two components are required : data and physical models. The data used to obtain tomography models are the arrival times

and/or the amplitude of the seismic waves (body or surface waves) emitted by earthquakes. Modeling also involves physical hypotheses. Theories must take into account lateral heterogeneities of isotropic velocities, anisotropy and anelasticity. According to the choice of the observables and of the physical model, tomographic models will differ from each other. However, at least down to 200-300 km, where the correlation with surface tectonic is excellent, the agreement between models is quite good. Generally, slow seismic velocities for shear waves have been reported for the mantle beneath the South Pacific Superswell from surface down to 400 km (Su et al., 1992; Nishimura et Forsyth, 1985; McNutt et Judge, 1990; Montagner, 2002). In the next paragraph we will inspect some tomographic models and see how the velocity anomalies are correlated with the depth anomaly.

Isotropic tomographic model

Ekström et Dziewonski (1998) have developed a three-dimensional model of S-wave velocities in the mantle and we will focus on their isotropic S velocity model. We choose three profiles that cross the two branches of the Superswell displayed in Figure 4.10 and make depth cross sections along them. The result is shown in Figure 4.13. The southern branch of the Superswell is well correlated with a negative velocity anomaly located between 100 km and 400 km in the upper mantle. Indeed, along each profile, the maximum amplitude of the depth anomaly corresponds to a minimum in the velocity anomaly. The wavelength of these anomalies is also the same ($\simeq$ 2000 km). For the northern branch of the Superswell, the correlation between depth anomaly and velocity anomaly is less evident. Under this part of the Superswell there is a negative velocity anomaly between 100 km and 600 km depth but its wavelength is about 3000 km whereas the wavelength of the depth anomaly is only 2000 km. Moreover, the minimum of the velocity anomaly is located about 5° more northely than the maximum of the depth anomaly.

Anelastic tomographic model

Romanowicz et Gung (2002) model the 3D anelastic structure of the upper mantle. They use the amplitude of seismic waves, which are sensitive to the 3D anelastic structure, to compute the attenuation Q^{-1} in the upper mantle. They expect anelastic tomography to highlight in a better way hotter regions than standard elastic tomographic approaches because elastic velocities are sensitive to composition as well as temperature. Moreover, the attenuation depends exponentially on temperature. In Figure 4.14 we can see a cross section along profile c (displayed in Figure 4.10) showing the attenuation in the upper mantle. A large column of high attenuation (corresponding to anomalously high temperature) rises vertically through the upper mantle. This upwelling reaches the lithosphere beneath the southern branch of the Superswell. In our profile, this interaction occurs at a latitude 15°S. At 350 km depth, this high Q^{-1} region is shifted horizontally to the north. We note that the northern branch of the Superswell overlays this horizontally stretched hotter region.

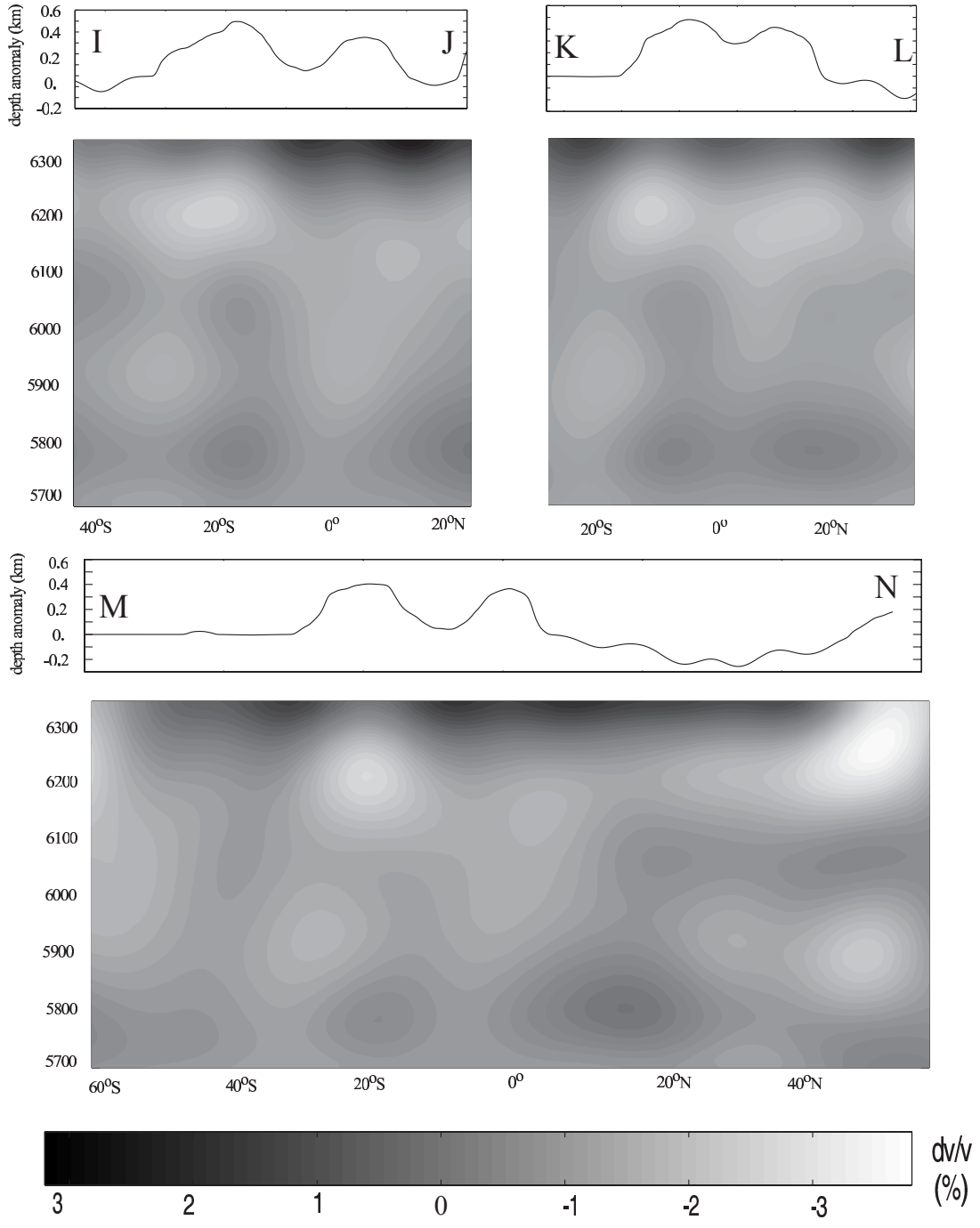

FIG. 4.13 – Isotropic tomographic model. Bottom panels : depth cross sections along profiles (see Figure 4.10 for the location) showing the variation in isotropic S velocity (Ekström et Dziewonski, 1998). Top panels : depth anomaly (see text) along the same profiles.

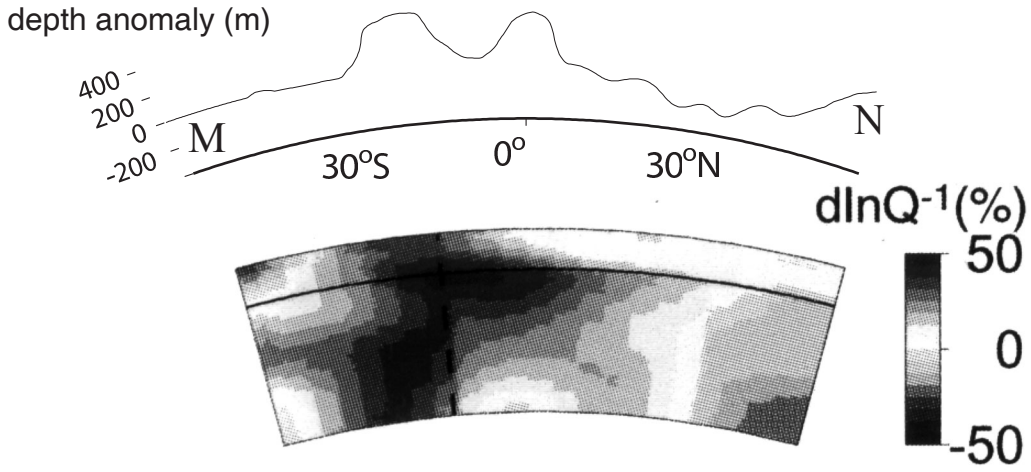

FIG. 4.14 – Anelastic tomographic model. Bottom panel : depth cross sections along profile II' indicated in Figure 4.10 showing the attenuation [figure 5 in Romanowicz et Gung (2002)]. Top panel : depth anomaly (see text) along the same profile.

Dynamic models

Based on the tomography models, predictions of dynamic topography and geoid can be made. The velocity anomalies can be used to deduce density anomalies. The convection driven by these density perturbations creates vertical forces that can deflect density interfaces. To infer dynamic topography and geoid, a viscosity model must be chosen. This is a critical step because there is an infinite number of viscosity profiles and dynamic models are very sensitive to this parameter.

McNutt (1998) illustrates the influence of the viscosity on the computation of dynamic topography and geoid using the seismic velocity model of Su et al. (1992). The studied region corresponds to the southern branch of the South Pacific Superswell. Three viscosity profiles (displayed on Figure 4.15) have been used. The predicted dynamic topography displays an uplift of the seafloor of 1000-1500 m regardless of the viscosity model. But the only viscosity model that allows a low in the geoid is the HC (Hager et Clayton, 1989) model which imposes a low viscosity zone immediately below the lithosphere.

Gaboret (2002) also modelled the dynamic topography in the Pacific Ocean. He used the tomographic model of Ekström et Dziewonski (1998) and Grand, VanDerHilst, et Widiyantoro (1997) and the HC (Hager et Clayton, 1989) viscosity model. His results are displayed in Figure 4.16. We superposed the isovalues of the depth anomaly that we characterized to see how it correlates with the dynamic topography. His maximum elevation does not correspond to the maximum of the depth anomaly. The amplitude of the dynamic topography reaches 1200 m for Ekstrom's tomographic model and 2500 m for Grand et al. (1997)'s tomographic model which is 3 to 6 times greater than the observed depth anomaly. However, we note that the predicted dynamic topographies

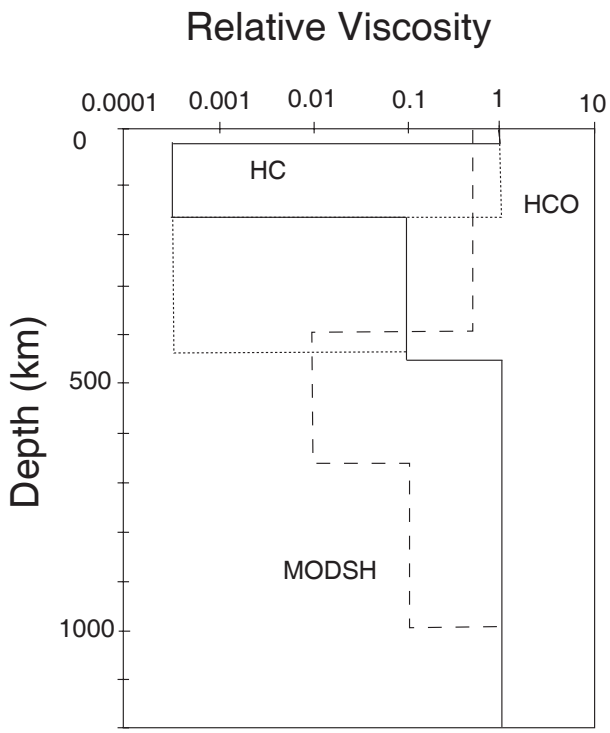

FIG. 4.15 – Three viscosity models used to predict dynamic topography and geoid. The HC model (solid line) is from Hager et Clayton (1989). The HCO model (McNutt, 1998) is extremely similar to HC, except that a 120-km-thick lithospheric lid is placed on the top of the model, forcing the low viscosity zone deeper into the upper mantle. The MODSH model is from King et Masters (1992).

display a high on the southern branch of the Superswell. On the northern branch there is no correlation between dynamic topography and depth anomaly. Generally, the predicted dynamic topographies overestimate the amplitude of the swell, probably because previous estimates of the amplitude were larger. According to the model chosen to describe the mantle structure, the method by which the density contrasts are inferred and the choice of the viscosity model, several different predictions of dynamic geoids can be found. They display either lows or heighs over the region of the Superswell. Imposing a low viscosity zone immediately below the lithosphere [HC viscosity model (Hager et Clayton, 1989)] is the only way to explain the low in the geoid observed over the southern branch of the Superswell.

4.2.6 Discussion

The new map of the long wavelength depth anomaly in the Pacific Ocean shows that the Superswell is composed of two branches. They have similar amplitude and wavelength but display different characteristics when compared to other geophysical observables. The southern branch stretches in the N70° direction, along the Marquesas and the Austral Fracture Zones as we can see in Figure 4.17. A 12 m dip in the geoid is observed over this region. The only mechanism that can explain these observations is

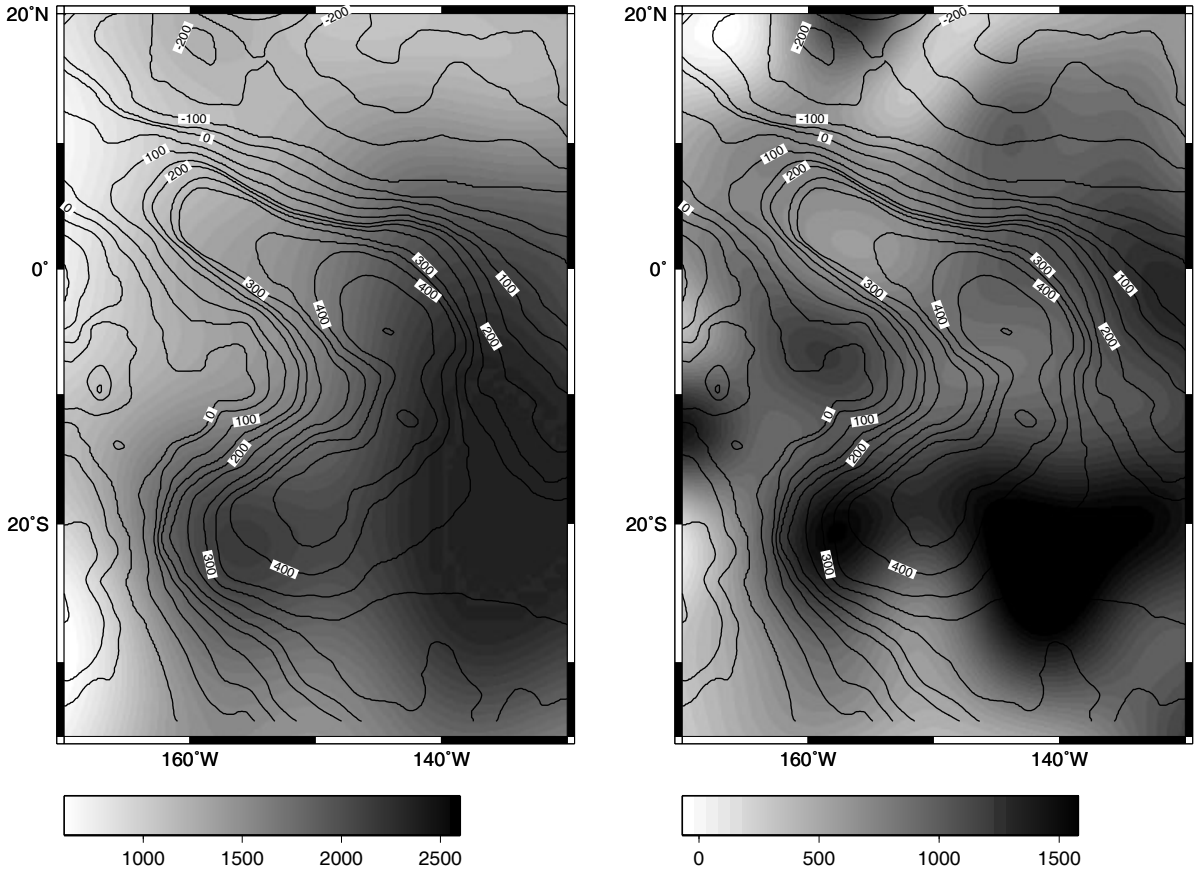

FIG. 4.16 – Dynamical topography computed by Gaboret (2002) from Ekström et Dziewonski (1998)'s tomographic model (left pannel) and from Grand et al. (1997)'s tomographic model (right pannel). Lines : isovalues of the depth anomaly (m).

dynamic support by upwelling in a convective mantle (McNutt et Judge, 1990; McNutt, 1998) where the low velocity zone is located immediately below the lithosphere. Tomographic models show negative velocity anomalies that can be interpreted in terms of positive temperature anomalies. The anelastic model shows a large column of high attenuation (corresponding to anomalously high temperature) that rises vertically through the upper mantle. A wide range of volcanic features (*en-echelon* ridges, five hot-spot chains and at least three actives volcanoes) is reported on that region.

The northern branch has a N115° orientation, which corresponds to the direction of present Pacific plate motion, while the geoid anomaly displays a 10 m high. It may be explained by isostatic compensation of a mass deficiency occurring at 500 km depth in the mantle but such isostatic models do not provide the only explanation. The observed depth and geoid anomalies could also be explained by convective upwelling in a mantle where the low viscosity zone is located deeper than in the HC viscosity model [(Hager et Clayton, 1989), Figure 4.15]. It may be for example a superplume which rises in the upper mantle but which does not reach a depth shallow enough to influence

the thermal structure of the asthenosphere up to the lithosphere and thus change the viscosity distribution below the lithosphere. The depth reached by this superplume is also not sufficient to allow for the initiation of secondary plumes. This could explain the lack of volcanism over the northern branch of the Superswell. Indeed, the only volcanic feature in this region is the Line Islands trend which is a fossil volcanic alignment displaying ages between 35.5 and 93.4 Ma (Schlanger et al., 1984).

According to the tomography models, the hotter region under the southern branch reaches a shallower depth. In this case, the associated superplume rises high enough to influence the thermal structure of the mantle and creates then a low viscosity distribution below the lithosphere. This depth is also shallow enough to allow secondary plumes to initiate and then to generate the volcanic chains on the oceanic seafloor.

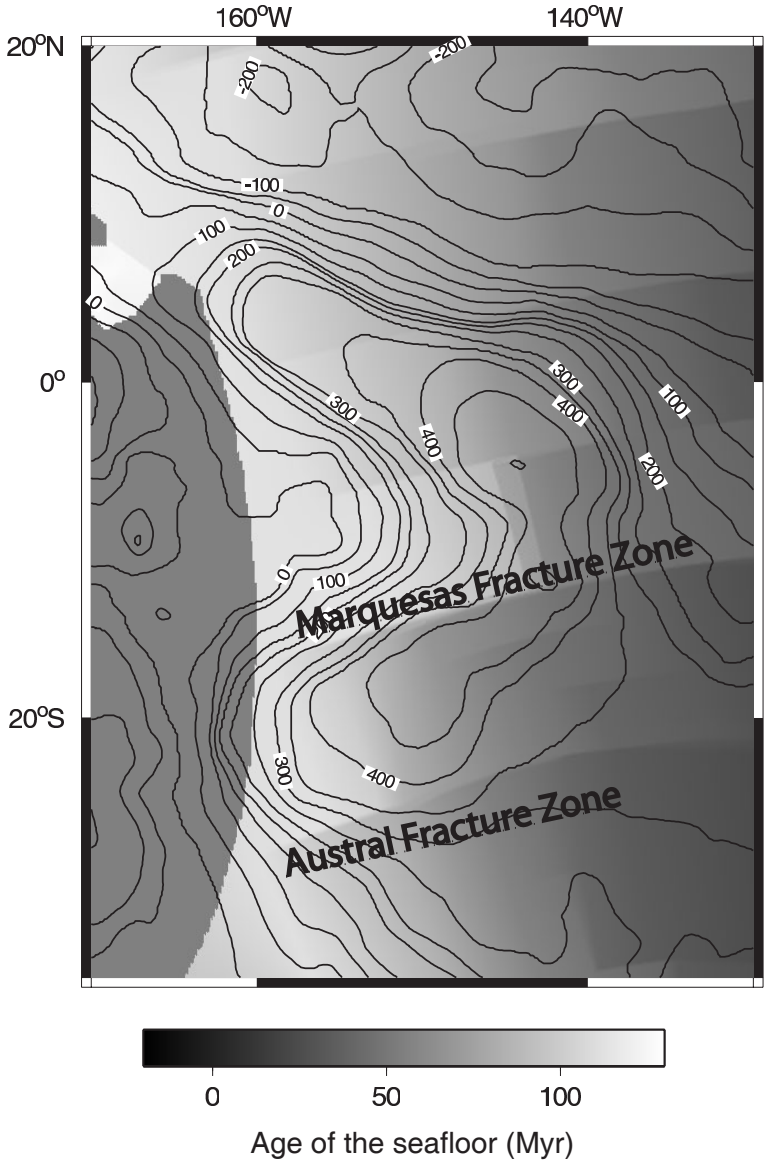

FIG. 4.17 – Age of the seafloor (map) and isovalues of the depth anomaly.

4.2.7 Conclusion

We propose here a precise mapping of the depth anomaly associated with the South Pacific Superswell derived by using a new filtering method. We show that this method relying on gridded data leads to a good approximation of the large scale behavior of the oceanic seafloor and that the Superswell characterization is relatively insensitive to the choice of the thermal subsidence model. The error associated with the filtering method itself is relatively low. We conclude that our approach in mapping long wavelength depth anomalies is quite reliable.

The large wavelength depth anomaly that we characterized is composed of two branches which have the same amplitude ($\simeq$450 m) and the same characteristic wavelength ($\simeq$1000 km) but these branches differ when compared using other geophysical observables. The southern branch corresponds to the location of French Polynesia and is correlated with a wide range of volcanic features. Models of upwellings in a convective mantle where the low velocity zone is located immediately below the lithosphere provide the only explanation that is in agreement with all observations. In contrary, the northern one is not clearly correlated with volcanic features. It may be explained by isostatic compensation by a mass deficiency occurring at 500 km depth in the mantle. However, there are alternative explanations. It could also be an other superplume that rises in the upper mantle at a depth not shallow enough to initiate secondary plumes and to influence the viscosity distribution below the lithosphere.

Chapitre 5

Bombements locaux

5.1 Qu'est-ce qu'un bombement relatif à un point chaud ?

Au premier ordre, la topographie du plancher océanique montre une relation assez simple avec l'âge (Sclater et Francheteau, 1970). La profondeur du plancher océanique augmente avec l'âge, phénomène qui est expliqué par des modèles thermiques simples de refroidissement de la lithosphère (voir chapitre 3). Il existe cependant des zones où la bathymétrie ne dépend pas seulement de ce refroidissement. Pour mettre en évidence ces régions, il est nécessaire de soustraire à la profondeur observée la profondeur attendue si l'on se base sur l'âge crustal. On introduit alors une nouvelle variable : l'anomalie de profondeur (Menard, 1973).

Il existe beaucoup de régions anormalement peu profondes, de grande extension géographique (de l'ordre du millier de kilomètres) et de forme allongée. Elles concordent souvent avec l'existence d'alignements volcaniques, interprétés comme la trace d'un point chaud. Il est important de bien définir les termes utilisés. Nous allons donc, dans un premier temps nous attacher à donner une définition exacte du terme 'point chaud' et voir comment se caractérisent les bombements qui leur sont associés.

5.1.1 La notion de point chaud

Le concept de sources stationnaires de matériau du manteau de température anormalement élevée a été introduit par Wilson (1963) pour expliquer la formation d'Hawaii. Les points chauds et la tectonique des plaques sont étroitement liés puisque, comme l'illustre la figure 5.1, les alignements de type point-chaud sont dus au passage d'une plaque au-dessus d'une source stationnaire dans le manteau. Le déplacement de la plaque entraîne les vieux volcans loin de la source tandis qu'au-dessus de celle-ci se forment de nouveaux volcans. Morgan (1971, 1972) fut le premier à évoquer un

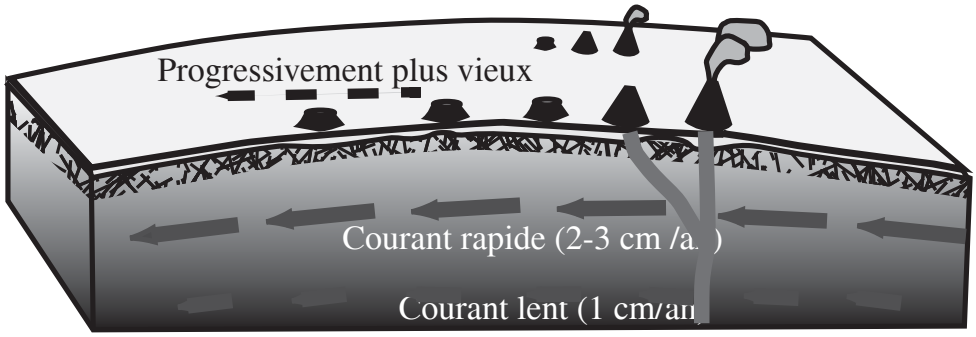

FIG. 5.1 – *Notion de point chaud*

réseau de panaches profonds comme origine des traces de points chauds. Il imagina les panaches comme des conduits verticaux dans lesquels monterait du manteau chaud. L'origine de ces panaches reste encore très débattue (Clouard et Bonneville, 2001b; Sleep, 1990; Anderson, 2000). Morgan et al. (1978) leur attribue une origine profonde alors que Anderson (1975) pense qu'ils sont dus à des sources plus superficielles qui utilisent les zones de faiblesse de la lithosphère pour s'exprimer. Il sembleraient que les trois types de panaches mis en évidence (Courtillot et al., 2003) correspondent aux trois couches limites entre la CMB et la surface de la Terre. La trace des principaux points chauds océaniques est représentée sur la figure 5.2.

Le concept de panache a été généralement accepté bien que les preuves géologiques, géochimiques et géophysiques soient assez réduites. Plusieurs définitions du volcanisme de point chaud ont été données par la suite. Burke et Wilson (1976) associent à ce terme tout volcanisme intraplaque, ce qui voudrait dire que chaque mont est une trace de point chaud. Crough (1983) le définit comme du volcanisme intraplaque qui est, soit persistant dans le temps, soit accompagné d'un bombement topographique étendu.

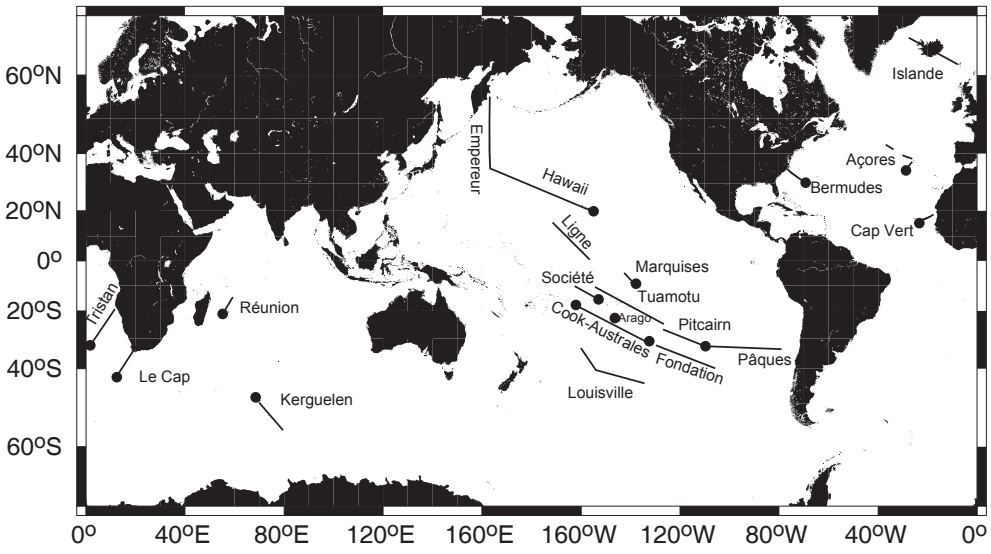

FIG. 5.2 – *Emplacement des principaux points chauds océaniques (représentés par des points) et des traces qui leur sont associées (lignes)*

Nous allons par la suite utiliser comme définition du volcanisme de point chaud une définition similaire à celle donnée par Crough (1983). D'après le concept de point chaud, on s'attend à ce que la trace du point chaud soit parallèle à la direction du mouvement de la plaque et à ce que la courbure de la chaîne corresponde à un changement du pôle de rotation, comme c'est le cas pour Hawaii. Le coude entre les alignements Empereur et Hawaii correspond en effet à un changement du pôle de rotation de la plaque Pacifique qui s'est produit il y a 43 millions d'années et qui correspond à une réorganisation globale du mouvement des plaques (Richards et al., 1997). On s'attend également à ce que la progression d'âge soit linéaire et à ce que le point chaud actif se trouve à l'extrémité de la chaîne la plus proche de la ride où la plaque a été formée.

La corrélation existant entre les traces de points chauds et les anomalies topographiques positives a depuis longtemps été remarquée. Betz et Hess (1942) remarquent une remontée du plancher océanique autour d'Hawaii et concluent que l'île et le bombement se sont formés simultanément. Morgan (1971) note que la plupart des traces de points chauds sont caractérisées par un plancher océanique peu profond qu'il associe à un processus actif du manteau. Nous allons voir maintenant comment se caractérisent ces bombements topographiques.

Bombements associés aux points chauds

Les traces de points chauds sont souvent associées à des anomalies topographiques positives. Plusieurs de ces bombements ont fait l'objet d'études approfondies qui ont permis de dégager certaines caractéristiques morphologiques. Watts (1976) décrit le bombement relatif à Hawaii-Empereur comme une surélévation de 2700 km de long et 1200 km de large, 1600 m moins profonde que le plancher océanique "normal" de cet âge, s'étirant le long de la chaîne. L'amplitude du bombement décroît progressivement vers l'extrémité nord-ouest de la chaîne, disparaissant près du coude Hawaii-Empereur.

En général, les bombements relatifs aux points chauds ont une longueur d'onde de 1000 km. Leur hauteur varie entre 1000 et 1500 m et dépend de l'âge de leur plancher océanique (Monnereau et Cazenave, 1990; Menard et McNutt, 1982). L'amplitude du bombement est maximale selon l'axe principal, i.e. l'axe qui suit la trace du point chaud. Sur des profils parallèles à cet axe, le bombement s'étend légèrement en aval de l'édifice le plus récent. Suivant des profils perpendiculaires à cet axe (profils transverses), la trace volcanique occupe la partie la plus haute. Crough (1978) et Detrick et Crough (1978) remarquent également une décroissance de l'anomalie de profondeur vers l'ouest de la chaîne Hawaii-Empereur. Ils interprètent cette observation par la subsidence du bombement topographique.

Plusieurs hypothèses ont été avancées pour expliquer l'origine de ces surélévations. L'accumulation des sédiments a été proposée pour expliquer le bombement observé autour des archipels volcaniques (Menard, 1964). Mais cette composante s'est avérée insuffisante pour expliquer l'amplitude des bombements. L'épaisseur sédimentaire n'atteint l'ordre du kilomètre qu'aux environs des marges continentales (Ewing, Carpenter,

Windisch, et Ewing, 1973). De plus, l'épaisseur sédimentaire est actuellement bien cartographiée, permettant ainsi d'obtenir la profondeur du plancher océanique sans la charge isostatique des sédiments.

Betz et Hess (1942) proposent un épaississement crustal pour expliquer le bombement autour d'Hawaii. Cette hypothèse est confirmée par Watts et tenBrink (1989) qui interprète un profil sismique passant sous Oahu. L'apport de magma crée certes un épaississement mais celui-ci est souvent localisé autour des volcans, comme le démontrent les campagnes de sismique réfraction, or les bombements topographiques ont une longueur d'onde supérieure à celle de l'alignement volcanique.

Walcott (1970b) tente d'expliquer le bombement d'Hawaii par le rebond flexural dû à la mise en place des volcans. Cette hypothèse expliquerait la longueur d'onde et la forme du bombement, mais pas l'amplitude. La lithosphère peut être modélisée par une plaque élastique qui se déforme lors du chargement des volcans. L'anomalie à l'air libre résultant de ce modèle peut être comparée à l'anomalie à l'air libre observée. Watts (1976), Detrick et Crough (1978) trouvent la gravité observée trop faible pour ajuster l'amplitude du bombement d'Hawaii et en déduisent que celui-ci serait dû à un autre phénomène. Une remontée flexurale se produit donc mais n'explique pas la totalité du bombement.

Des modèles de compensation plus profonde ont alors été proposés. Le principe est de rendre compte de la surélévation topographique observée par la présence d'un corps de masse volumique inférieure à celle du milieu environnant se situant à différentes profondeurs dans la lithosphère. Pour que l'équilibre isostatique s'établisse, une remontée du plancher océanique est alors requise. Les différentes sources de flottabilité peuvent être d'origine thermique ou compositionelle ou représenter un épaississement crustal. Par exemple, Burke et Wilson (1976) expliquent le bombement d'Hawaii par du sous-placage à la base de la lithosphère. McNutt et Bonneville (2000) invoquent, quant à eux, un sous-placage au-dessous du Moho pour rendre compte d'une partie du bombement des Marquises. Haxby et Turcotte (1978) pensent qu'un changement dans la composition de la lithosphère est nécessaire pour expliquer le bombement topographique des Bermudes. L'étude menée par Detrick et Crough (1978) sur Hawaii requiert un réchauffement de la lithosphère pour expliquer l'anomalie positive de profondeur.

Actuellement, on attribue à la plupart des bombements une origine thermique. Deux mécanismes : l'amincissement thermique de la lithosphère et le support dynamique par un panache ascendant sont tour à tour utilisés pour expliquer les observables en surface. Il n'existe pas d'explication unique permettant de rendre compte de l'ensemble des bombements topographiques. Ainsi, l'amincissement de la lithosphère par conduction thermique n'est pas capable d'expliquer le rapide taux de montée observé à certains points chauds comme celui du Cap Vert (McNutt, 1988). Le support dynamique par convection dans un manteau à viscosité constante ne peut, quant à lui, expliquer la compensation peu profonde mise en évidence par des études conjointes des anomalies de profondeur et du géoïde (Monnereau et Cazenave, 1990).

Une caractérisation précise de ces bombements est nécessaire si l'on veut étudier les

phénomènes qui les ont créés. Par exemple, un changement de 100 m dans l'amplitude du bombement peut conduire à une erreur de 60°C dans la température du panache sous-jacent (si on suppose un amincissement thermique de la lithosphère à l'origine du bombement). Dans la suite du chapitre, nous allons caractériser les bombements relatifs au points chauds de Polynésie française. Nous présentons pour chacun d'eux une cartographie en deux dimensions, obtenue grâce à la méthode de filtrage que nous avons mis au point et qui est discutée au chapitre 3. Nous allons maintenant nous intéresser plus en détail aux données utilisées et voir les traitements que nous leur avons appliqué.

Calcul de l'anomalie de profondeur

Grille bathymétrique

Pour effectuer la mise en évidence des bombements topographiques associés aux points chauds du Pacifique sud, nous avons utilisé la grille bathymétrique de Smith et Sandwell (1997). Etant donné que nous nous intéressons à la caractérisation des anomalies de profondeur, il eut été préférable d'utiliser une grille se basant essentiellement sur les données obtenues à partir des campagnes mono et multifaisceaux. Une telle grille est proposée par Jordahl et al. (2004), qui dans un premier temps élaborent une grille uniquement à partir des sondages puis remplissent les 'trous' subsistants avec la grille de bathymétrie prédite, en réajustant cette dernière sur la tendance régionale obtenue à partir de la grille sondages.

Nous voulons connaître l'influence du choix de la grille bathymétrique de départ sur la caractérisation des bombements topographiques. Nous calculons alors le bombement associé aux Marquises à partir des deux grilles bathymériques : celle de Jordahl et al. (2004) (figure 5.3) et celle de Smith et Sandwell (1997), en leur appliquant la méthode de filtrage précédemment décrite (voir chapitre 3). La différence entre les deux bombements ainsi obtenus est montrée sur la figure 5.3, où nous avons également reporté les isocontours du bombement calculé à partir de la grille de Jordahl et al. (2004). La différence est localisée mais atteint quand même une amplitude de 60 m. Etant donné que l'amplitude du bombement des Marquises (qui sera interprété plus en détail par la suite) est de 650 m, la différence est de 10%. La grille de Jordahl et al. (2004) fournit probablement une meilleure estimation de la profondeur du plancher océanique mais elle est malheureusement géographiquement restreinte (elle couvre les latitudes se situant entre 5 et 32°S et les longitudes entre 130 et 160°W). Nous ne pouvons pas, à partir de cette grille, fournir une cartographie complète du Superbombement du Pacifique, ni de tous les bombements locaux associés aux points chauds. Pour rester homogène dans nos résultats, nous utiliserons donc la grille de bathymétrie prédite, fournie par Smith et Sandwell (1997). Nous allons maintenant voir les différentes corrections que nous avons apporté à cette grille afin de caractériser les bombements topographiques associés aux points chauds du Pacifique central sud.

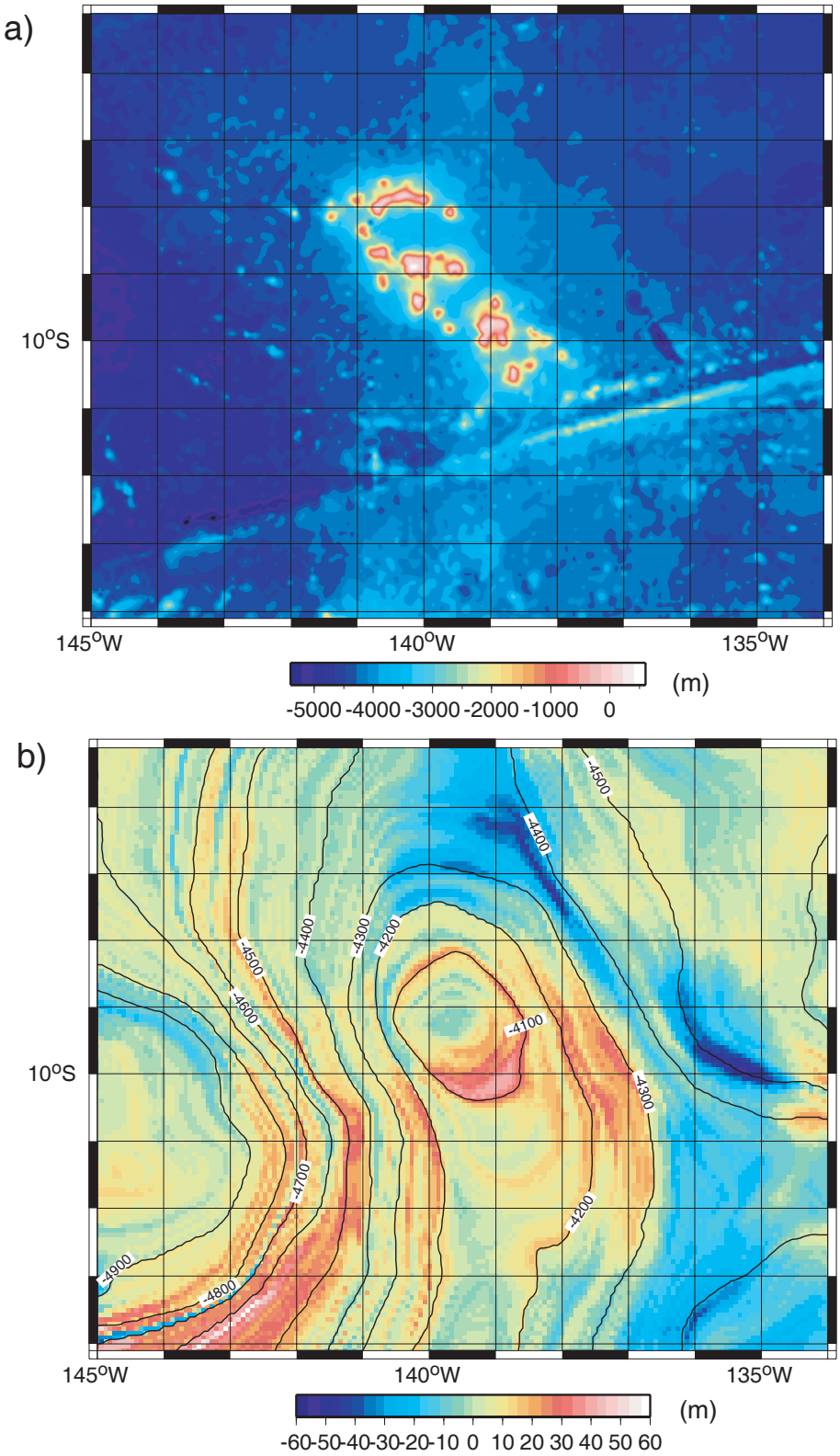

FIG. 5.3 – *Influence de la grille bathymétrique sur le calcul du bombement topographique. a) bathymétrie des Marquises obtenue à partir de la grille de Jordahl et al. (2004). b) différence entre les bombements calculés à partir des deux grilles bathymériques : celle de Jordahl et al. (2004) et celle de Smith et Sandwell (1997). Les isobathes du bombement calculé à partir de la grille de Jordahl et al. (2004) sont reportés en noir.*

Traitement appliqué

Anomalie de profondeur

Le calcul de l'anomalie de profondeur a été effectué ici, comme pour le Superbombement, à partir des grilles d'âge de Müller et al. (1997) recalculées pour prendre en compte des données récentes [Munschy et al. (1996) ; Munschy (1998), communication personnelle] et de la grille de bathymétrie de Smith et Sandwell (1997). A cette grille de bathymétrie prédite nous enlevons une grille de bathymétrie théorique calculée à partir de la grille d'âge et du modèle de subsidence GDH1 (Stein et Stein, 1992). Parmi les nombreux modèles de subsidence thermique existants, nous avons choisi d'utiliser celui-ci car il permet de ne pas surestimer l'anomalie de profondeur. L'anomalie de profondeur (Δd) est alors calculée en enlevant la profondeur théorique (d_{GDH1}) à la profondeur observée (d) :

$$\Delta d = d - d_{GDH1}$$

Correction de sédiments

Nous avons également appliqué une correction de sédiments (la base de données de l'épaisseur sédimentaire est fournie par le NGDC (National Geophysical Data Center). L'anomalie de profondeur corrigée des sédiments ($\Delta d'$) s'exprime en fonction de l'anomalie de profondeur (Δd) suivant la formule :

$$\Delta d' = \Delta d - h\left(\frac{\rho_m - \rho_s}{\rho_w - \rho_m}\right)$$

où ρ_m, ρ_s et ρ_w sont les masses volumiques du manteau, des sédiments et de l'eau de mer et h l'épaisseur de la couverture sédimentaire.

Composante Superbombement

De plus, comme la zone d'étude se situe sur le Superbombement du Pacifique, nous devons enlever cette composante (ano_{SS}, caractérisée dans le chapitre précédent) qui nous conduirait à une surestimation des bombements locaux. Une fois la composante Superswell isolée, nous pouvons cartographier les bombements locaux, relatifs aux alignements de points chauds. L'anomalie de profondeur (Δd") que nous utilisons pour étudier ces bombements s'exprime alors sous la forme :

$$\Delta d" = \Delta d' - ano_{SS}$$

soit

$$\Delta d" = d - d_{GDH1} - h\left(\frac{\rho_m - \rho_s}{\rho_w - \rho_m}\right) - ano_{SS}$$

5.1.2 La Société

Description de l'alignement

Les îles de la Société (voir figure 5.4) se situent entre les latitudes 16°S et 19°S et les longitudes 153° et 147°W, sur un plancher océanique âgé de 65 à 95 Ma. Elles s'étirent sur une bande de 200 km de large et de 500 km de long suivant la direction du mouvement actuel de la plaque Pacifique : N115±5°E. Cet alignement respecte le modèle de point chaud classique, avec une évolution des âges uniforme, augmentant du sud-est vers le nord-ouest. L'édifice le plus jeune, Mehetia [daté de 0.264 Ma à actuel (White et Duncan, 1996)] est situé à une centaine de km au sud-est de Tahiti. Le plus vieil édifice daté est l'île de Maupiti [4.8 Ma (Duncan et McDougall, 1976)]. A l'extrémité nord-ouest de la chaîne, on trouve également le groupe d'atolls Manuae-Maupiha'a-MotuOne, pour lesquels aucune datation n'est disponible.

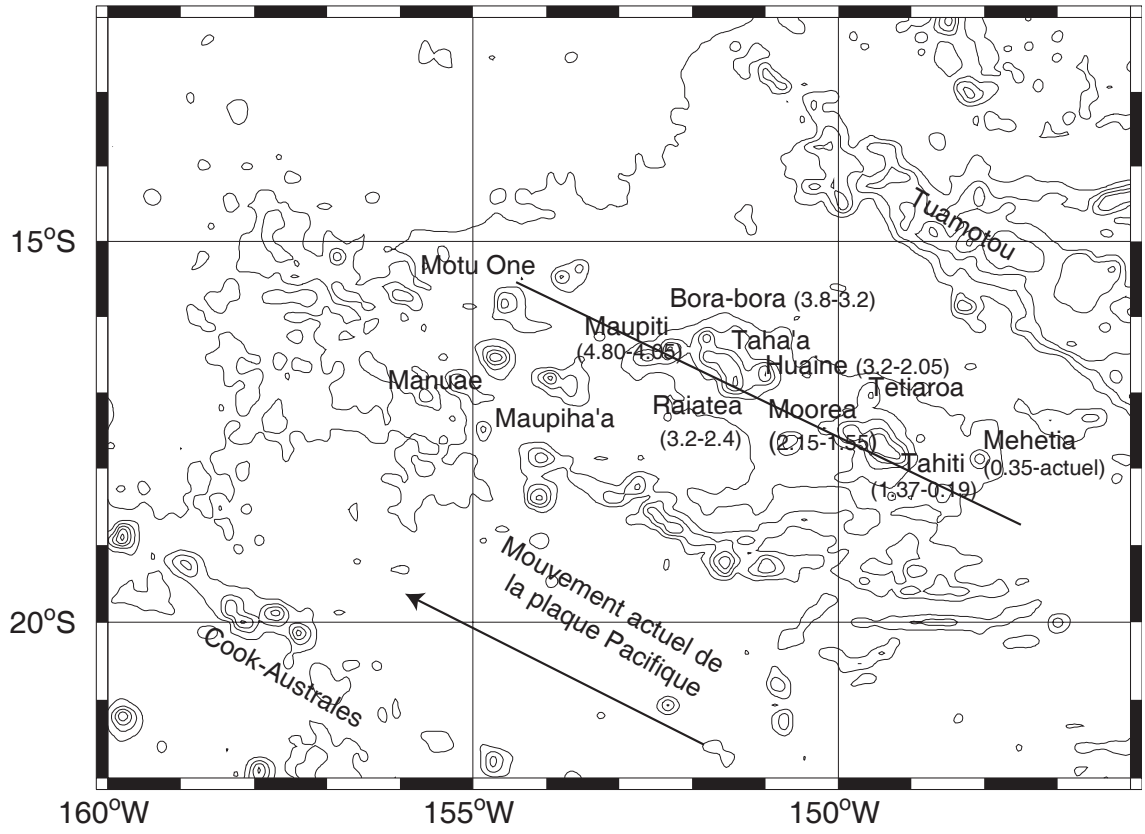

FIG. 5.4 – *Alignement de la Société sur fond bathymétrique (Smith et Sandwell, 1997) simplifié : les isobathes sont espacées tous les 1000 m. Les âges indiqués sont en Ma.*

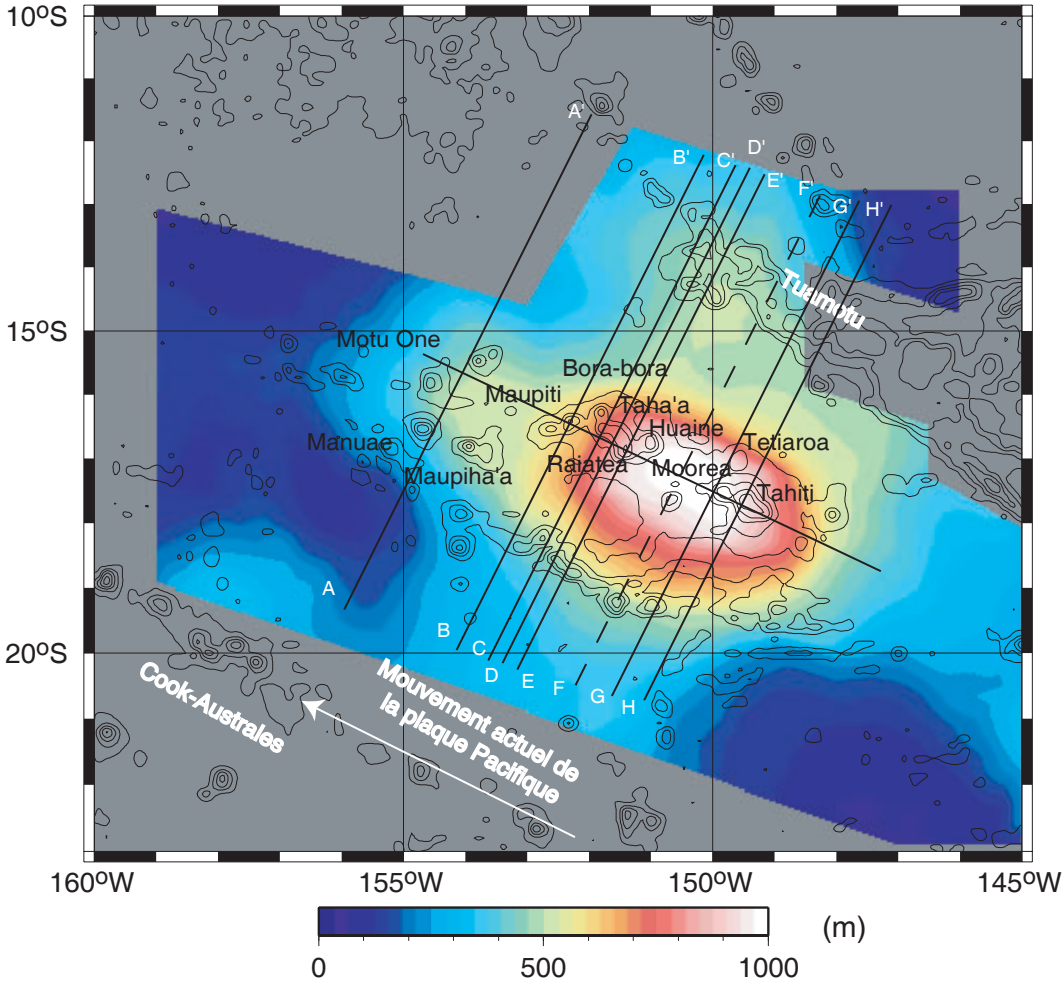

FIG. 5.5 – *Bombement local relatif à l'alignement de la Société. Les isobathes de 5000 m à 100 m sont également représentées afin de mieux rendre compte de l'étalement spatial du bombement. Les profils représentés seront utilisés ultérieurement dans notre étude*

Bombement local

Résultats de notre étude

Le bombement relatif au point chaud de la Société que nous avons mis en évidence est montré sur la figure 5.5. Les paramètres de filtrage utilisés pour caractériser ce bombement sont : une fenêtre glissante de 27 km de côté et un filtre médian de rayon 150 km. Afin d'éviter l'influence des Tuamotu et qui se situent à moins de 300 km au nord-est de la Société ainsi que celle des autres archipels de Polynésie française, un masque a dû être appliqué à la grille d'anomalie de profondeur avant de la filtrer (région en gris sur la figure 5.5). Le bombement topographique a une forme allongée suivant la direction de l'axe principal (représenté en blanc sur la figure 5.5), une longueur de 2000 km et une largeur de 900 km. Son amplitude maximale est de 1000 m et correspond géographiquement à un point situé sur l'axe principal, à environ 150 km en aval de Tahiti. Le maximum du bombement n'est donc corrélé à aucune construction

volcanique, ce qui démontre que la contribution des volcans a été efficacement écartée.

Pour voir si le bombement que nous avons caractérisé reproduit fidèlement le comportement du bombement existant, quelques profils transversaux ont été analysés (également représentés sur la figure 5.5). Sur la figure 5.6, nous pouvons voir que notre estimation du bombement est bonne en longueur d'onde comme en amplitude tout le long de la chaîne, de Tahiti à Maupiti en passant par Huahine, Raiatea, Tahaa et Bora-bora.

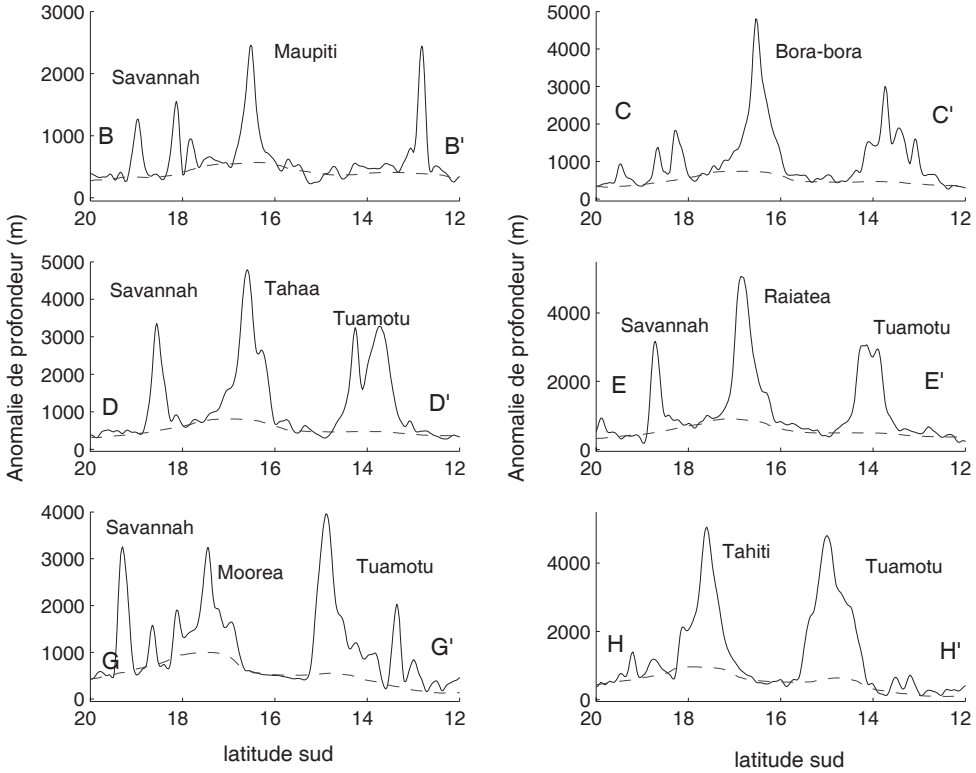

FIG. 5.6 – *En trait plein : bathymétrie de Smith et Sandwell (1997) interpolée selon les profils transversaux représentés sur la figure 5.5, en tireté : notre approximation du bombement local interpolée suivant les mêmes profils.*

Comparaison avec les résultats précédents

Nous avons comparé les résultats de notre étude avec ceux de Sichoix et al. (1998) qui utilisent une approche modale pour caractériser les bombements. Pour cela, nous extrayons un profil transversal qui passe par le maximum du bombement, c'est-à-dire entre Moorea et Huahine (profil FF' sur la figure 5.5). Les résultats de l'étude modale (Sichoix et al., 1998) ainsi que de l'étude actuelle sont montrés sur la figure 5.7.

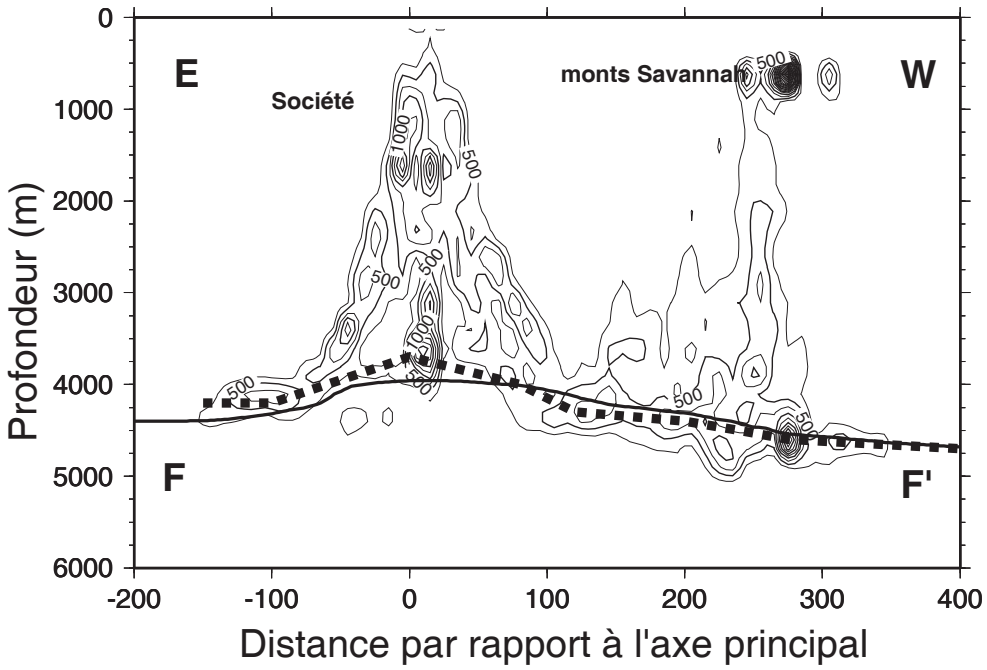

FIG. 5.7 – *Profondeur du plancher océanique en fonction de la distance par rapport à l'axe principal. En noir : modes de profondeur en fonction de la distance axiale d'après Sichoix et al. (1998). Les distances sont positives à l'ouest de l'axe principal et négatives à l'est. Les contours sont représentés tous les 100 points. Les modes principaux en carrés pleins sont calculés tous les 50 m. En trait noir plein : étude actuelle. L'emplacement du profil (FF') est indiqué en pointillés sur la figure 5.5.*

A partir de 50 km à l'ouest de l'axe principal, le bombement trouvé par l'approche modale est supérieur de 50 m au bombement trouvé par filtrage. A partir de 50 km à l'est de l'axe principal, le bombement mis en valeur par l'approche modale est inférieur de 50 m au bombement trouvé par filtrage. Les deux bombements se rapprochent lorsque l'on s'éloigne de l'axe principal. Dans une bande de 50 km de part et d'autre de l'axe principal, l'étude modale met en valeur un bombement dont l'amplitude est 100 m plus grande que celle du bombement caractérisé par filtrage, ce qui fait une différence de 10%. Nous rappelons cependant que l'approche modale est une étude statistique qui devrait donner l'amplitude moyenne du bombement le long de la chaîne alors que le profil extrait de la grille d'anomalie filtrée passe lui par le maximum du bombement. Nous en déduisons que l'approche modale a tendance à surestimer l'amplitude du bombement en considérant trop de points appartenant à des volcans (puisque la différence maximale entre les deux bombements se situe sur une bande encadrant l'axe principal, donc là où la concentration des volcans est maximale) alors que notre étude permet non seulement de fournir une cartographie 2D du bombement mais permet également une bonne estimation de l'amplitude du bombement en écartant efficacement la contribution des édifices volcaniques.

5.1.3 Les Marquises

Description de l'alignement

Les îles Marquises (figure 5.8) s'étirent entre les latitudes 7°S et 11°S et les longitudes 137°W et 142°W sur un plancher océanique âgé de 50 Ma à 58 Ma (Munschy et al., 1998). C'est l'alignement le plus court de Polynésie française. Il ne s'étend que sur 400 km. C'est un point chaud classique avec une progression d'âge régulière (Duncan et McDougall, 1974; Diraison, 1991; Brousse et al., 1990) depuis l'édifice le plus jeune, un mont sous-marin au sud-ouest de Fatu Hiva, daté à 0.5 Ma (Desonie et al., 1993) jusqu'à Eiao (6 Ma). McDougall et Duncan (1980) rapportent un taux de migration de 10.4 cm/an. La direction de l'alignement volcanique diffère de la direction du mouvement de la plaque Pacifique. Elle varie suivant les auteurs. McNutt et al. (1989) rapportent une direction de N140-146°E alors que Brousse et al. (1990) lui préfèrent une direction N160-170°E.

Grâce à l'analyse de profils de sismique réfraction, Caress et Chayes (1995) mettent en évidence un surépaississement crustal de plusieurs kilomètres. McNutt et Bonneville (2000) montrent que le bombement relatif à cet alignement n'est pas entièrement d'origine thermique puisqu'il existe un sous-placage de densité comprise entre celle du manteau et de la croûte, situé au-dessous du Moho. Leur interprétation est compatible avec l'analyse des vitesses sismiques conduite par Wolfe et al. (1994).

Bombement local

Le bombement relatif à l'alignement des Marquises que notre étude a permis de mettre en évidence est montré sur la figure 5.9. Les paramètres qui ont permis le meilleur ajustement lors du filtrage sont une fenêtre glissante de 40 km de côté et un filtre médian de rayon 200 km. Ces paramètres permettent d'éliminer complétement les édifices volcaniques dont le diamètre est inférieur à 80 km, ce qui est le cas de la plupart des volcans appartenant à la chaîne des Marquises. Le bombement a une forme allongée suivant l'axe principal (si on prend un axe principal orienté N140°E). Il a une largeur de 700 km et une longueur de 1000 km, qui reste quasiment constante sur toute la longueur du bombement. Son maximum (650 m) se situe sur l'axe principal, entre Nuku Hiva et Hiva Oa à environ 200 km du volcanisme le plus récent (Fatu Hiva) et n'est corrélé à aucun édifice volcanique. Comme pour la Société, la contribution des édifices volcaniques a été efficacement écartée. Ce bombement topographique a une forme irrégulière. Il ne subside pas suivant la direction de l'alignement mais apparemment suivant la direction du mouvement de la plaque, ce qui est physiquement logique. L'emplacement des volcans peut être influencé par les zones de faiblesse de la lithosphère alors que le bombement traduit l'emplacement du point chaud, donc si le panache ne bougeait pas le bombement suivrait la direction du mouvement actuel de la plaque Pacifique.

Pour nous assurer de la fiabilité de notre méthode, nous avons extrait et analysé

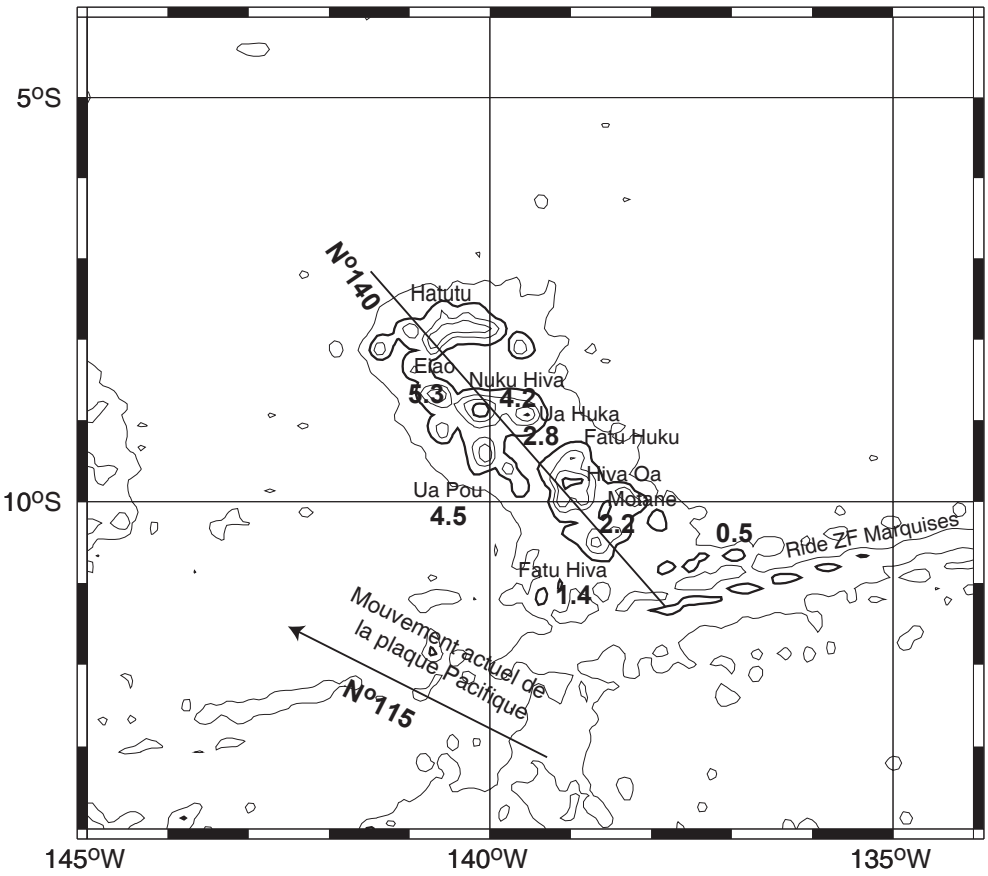

FIG. 5.8 – *Localisation de l'alignement des Marquises sur fond bathymétrique simplifié (Smith et Sandwell, 1997). Les isobathes 3000 et 1000 m sont représentées en gras, les isobathes 2000 et 5000 m en trait fin. Les âges indiqués sont en Ma.*

quelques profils transversaux (indiqués sur la figure 5.9). Sur la figure 5.10 nous avons représenté en trait plein l'anomalie de profondeur et en tireté notre approximation du bombement local. L'ajustement du bombement est bon en longueur d'onde comme en amplitude tout le long de la chaîne, en partant de la ride parallèle à la zone de fracture des Marquises (figure 5.10a) jusqu'au profil transversal GG'(figure 5.10f), situé en aval des édifices les plus anciens, en passant par Fatu Hiva, Hiva Oa, Fatu Huku et Nuku Hiva (figures 5.10b,c,d,e).

Pour comparer nos résultats à la précédente étude de Sichoix et al. (1998), nous extrayons un profil qui passe par le maximum du bombement, c'est à dire entre Nuku Hiva et Hiva Oa (profil AA' sur la figure 5.9).

Les résultats de l'étude modale (Sichoix et al., 1998) ainsi que de l'étude actuelle sont montrés sur la figure 5.11. Notre étude (en trait noir continu) rejoint l'étude de Sichoix sur les bords du bombement, à partir de 100 km de l'axe principal vers l'est et de 80 km vers l'ouest. Par contre, l'étude modale surestime l'amplitude du bombement dans une bande d'environ 100 km de part et d'autre de l'axe principal. L'amplitude trouvée avec l'approche modale est supérieure de 800 m à celle trouvée avec notre méthode de filtrage, ce qui fait une différence de 220%. L'approche modale est

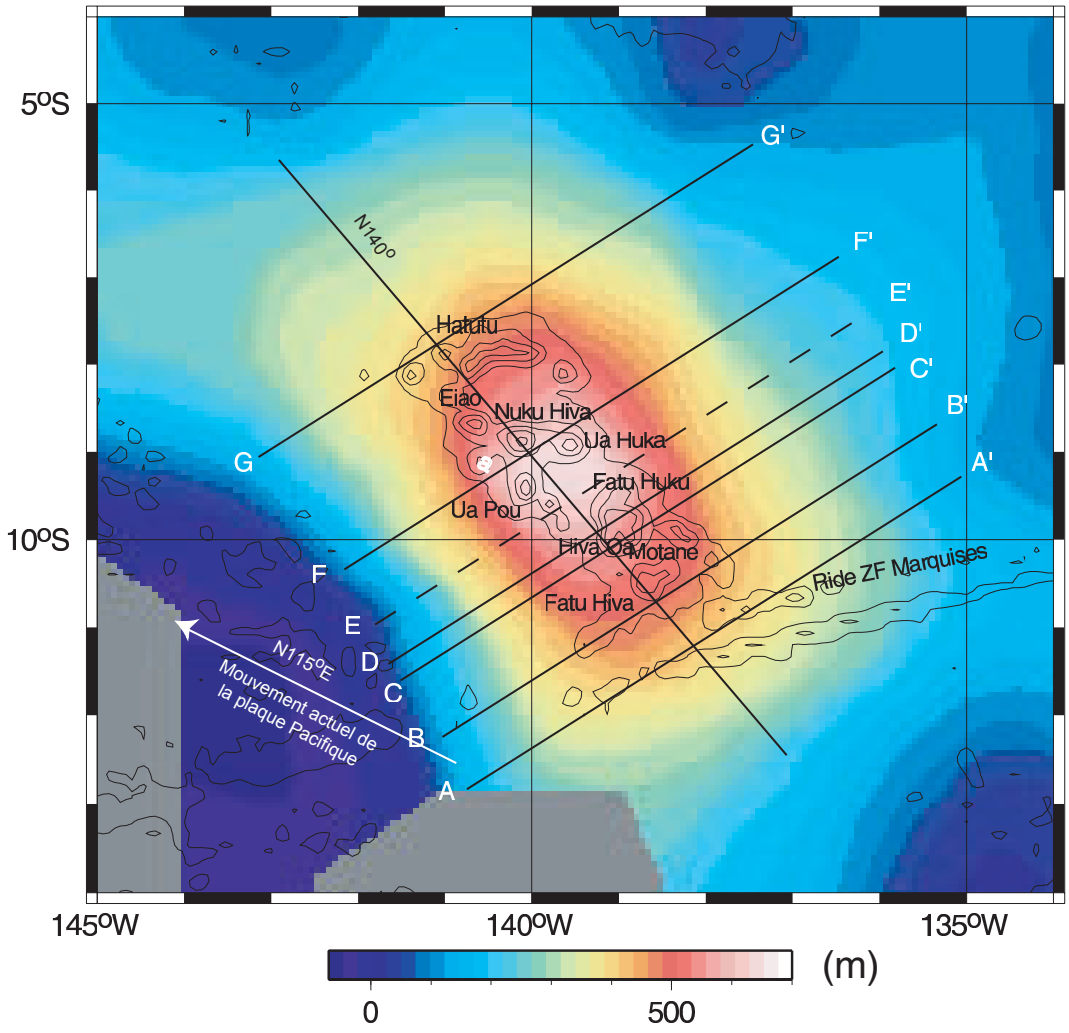

FIG. 5.9 – *Bombement relatif à l'alignement des Marquises*

pourtant une étude statistique faite le long de la chaîne qui devrait donner l'amplitude moyenne du bombement. Et le profil auquel nous la comparons, passe, lui, par le maximum du bombement que nous avons caractérisé. De toute évidence, l'approche modale n'arrive pas à éliminer efficacement les volcans, situés dans une bande de 100 km de part et d'autres de l'axe principal. En plus du fait que notre méthode fournit une cartographie 2D du bombement, on voit également qu'elle permet une bonne estimation de l'amplitude de celui-ci, en écartant la contribution de tous les édifices volcaniques.

5.1.4 Cook-Australes

Description de l'alignement

La chaîne des Cook-Australes (figure 5.12) s'étend de l'atoll Aitutaki (à l'extrémité nord-ouest) jusqu'au volcan Macdonald (actif) sur une bande de 2200 km de long et de 240 km de large. On y distingue deux lignes parallèles de volcanisme, toutes deux

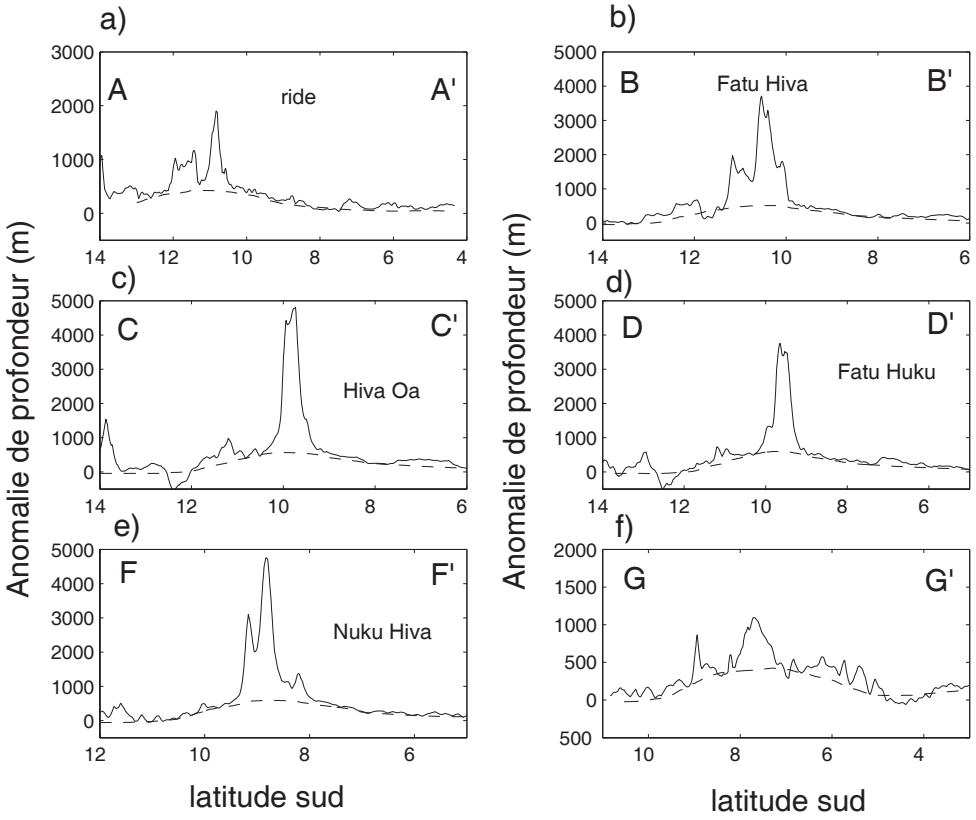

FIG. 5.10 – *En trait plein : anomalie de profondeur, en tireté : notre approximation du bombement local. L'emplacement des profils est indiqué sur la figure 5.9.*

selon la direction du mouvement de la plaque Pacifique : la ligne nord qui s'étire du groupe Aitutaki-Mauke jusqu'au banc Président Thiers en passant par les îles Australes (Rimatara, Rurutu, Tubuai et Raivavae) et la ligne sud qui passe par Mangaia, Annie, Rapa et Marotiri et se termine par le mont Macdonald.

Le volcanisme ayant produit ces îles et monts sous-marins s'échelonne entre 55 Ma et l'actuel. Les volcans se sont mis en place sur un plancher océanique âgé de 40 à 84 Ma. L'histoire de cette chaîne est complexe. La morphologie et la géométrie de la chaîne suggèrent l'existence de deux alignements parallèles [Jarrad et Clague (1977), Barsczus et Liotard (1985), Baudry et al. (1988)] suivant la direction de la plaque Pacifique : l'alignement nord s'étirant du groupe Aitutaki-Mauke jusqu'au Raivavae et comprenant les îles Australes (Rimatara, Rurutu et Tubuai) ; l'alignement sud commençant à Rarotonga, passant par Mangaia, Annie, Rapa et Marotiri et se terminant au volcan sous-marin actif Macdonald.

Sur la branche nord, les datations dont on dispose actuellement indiquent l'activité d'au moins 2 points chauds. Deux phases de volcanisme ont depuis longtemps été détectées sur Rurutu (Duncan et McDougall, 1976), suggérant l'hypothèse d'un autre point chaud (Turner et Jarrard, 1982). Grâce à de nouvelles données collectées lors de la campagne ZEPOLYF2 menée sur la partie nord des Australes en juillet-août 1999, Bonneville et al. (2002) mettent en évidence le point chaud manquant. Il s'agit du

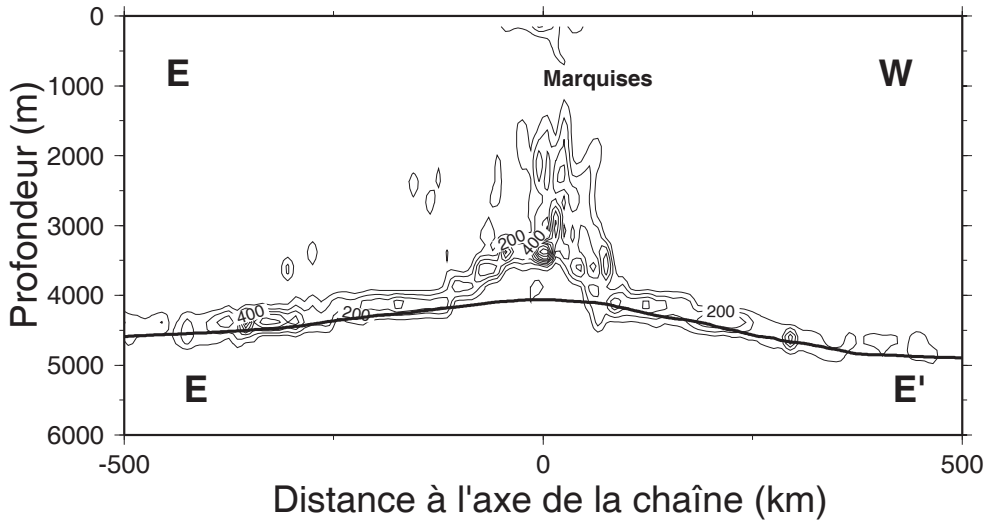

FIG. 5.11 – *Profondeur du plancher océanique en fonction de la distance par rapport à l'axe principal. En noir : modes de profondeur en fonction de la distance axiale d'après Sichoix et al. (1998). L'axe principal de la chaîne est orienté N140°E. Les distances sont positives à l'ouest de l'axe principal et négatives à l'est. Les contours sont représentés tous les 100 points. Les modes principaux en carrés pleins sont calculés tous les 50 m. En trait noir continu : étude actuelle. L'emplacement du profil (EE') est indiqué en tiretés sur la figure 5.9.*

mont Arago, daté à 0.2 Ma, situé à 50 km au sud-est de Rurutu. Ainsi, une première trace sur la branche nord inclut les îles Rurutu (phase à 12 Ma) Tubuai et Raivavae et les monts sous-marins Arago (phase à 8.7 Ma) et ZEP2-7, situé au nord-ouest de Rurutu. La deuxième trace de point chaud concerne les monts Arago (phase à 0.2 Ma) et ZEP2-12 (petit mont à l'ouest de Rimatara) et l'île de Rurutu (phase à 1 Ma). Les analyses géochimiques menées par Dosso (communication personnelle) montrent une homogéneité des rapports isotopiques le long de chacune de ces deux traces. A noter qu'une phase de volcanisme beaucoup plus ancienne s'exprime sur le banc Lotus (54.8 Ma), sur le mont ZEP2-1 (55.8 Ma) et sur la ride située au sud de Raivavae (33 Ma).

Sur la branche sud, le volcanisme qui s'exprime actuellement au Macdonald et qui est responsable de la phase la plus récente détectée à Marotiri (4 Ma), de la formation de Rapa (5.1 Ma), de ZEP2-19 (8.9 Ma) et Mangaia (20 Ma) est également surimposé sur une ancienne phase de volcanisme qui s'exprime à Ra (29 Ma), Marotiri (phase à 32 Ma) et au banc Neilson (40 Ma). Les analyses isotopiques montrent également une certaine homogénéité suivant cette trace, bien que Mangaia ait une signature du type HIMU, qui la distingue des autres volcans qui montrent un comportement moins extrême. En ce qui concerne Rarotonga, ni l'âge observé (1 Ma) ni les analyses isotopiques ne permettent de la relier aux autres traces. Elle semble être formée par un panache isolé. Ce panache pourrait également s'exprimer sur Aitutaki où la présence de basaltes frais (0.5 Ma) a été reportée (Turner et Jarrard, 1982).

McNutt et al. (1997) découvrent la présence de deux alignements supplémentaires au sud-est de la chaîne du Macdonald : Taukina et Ngatemato. L'alignement Ngatemato est le plus vieux (28-34 Ma) et s'étire également selon la direction du mouvement de

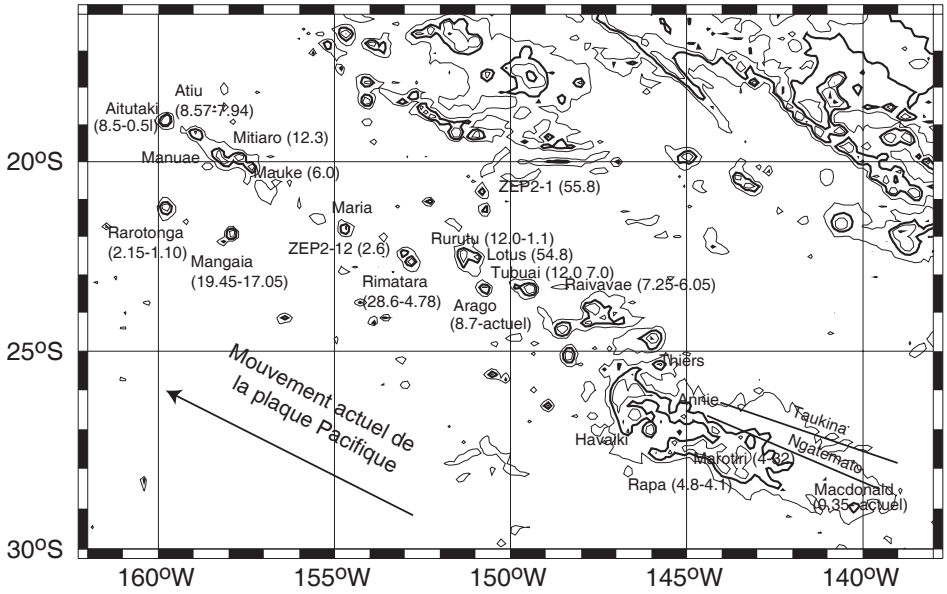

FIG. 5.12 – *L'alignement des Cook-Australes sur fond bathymétrique simplifié (Smith et Sandwell, 1997). L'isobathe 3000 m est représentée en gras, en trait fin sont tracées les isobathes 4000, 2000 et 1000 m. Les âges indiqués sont en Ma.*

la plaque Pacifique, 50 km au nord de l'alignement Macdonald. L'alignement Taukina (20 Ma) à 100 km au nord a une orientation plus oblique. Son emplacement correspond au rebond flexural dû au chargement de Ngatemato.

Bombements locaux

Deux bombements sont relatifs à cet alignement, comme nous pouvons le voir sur la figure 5.13 : le bombement nord, centré sur Rarotonga et le bombement sud, centré sur Rapa. Les grilles d'anomalie de profondeur ont été masquées avant d'être filtrées afin d'éviter l'influence des autres alignements alentour.

Bombement nord

Le bombement nord a été assez difficile à caractériser. En effet, suivant les paramètres de filtrage les caractéristiques du bombement changent complètement. Ceci est illustré sur la figure 5.14 où sont montrés les bombements obtenus avec différents filtrages (en haut : fenêtre glissante de 55 km de côté et filtre médian de rayon 250 km, en bas : fenêtre glissante de 40 km de côté et filtre médian de rayon 150 km. Nous les appellerons respectivement filtre 1 et filtre 2). Dans le premier cas (5.14a), le bombement est centré sur Rarotonga, a une forme quasi-circulaire et une longueur d'onde de 900 km. Son amplitude maximale est de 380 m. Dans le deuxième cas (5.14b), deux bombements parallèles apparaissent : l'un au nord, centré sur les îles Atiu-Mitiaro-

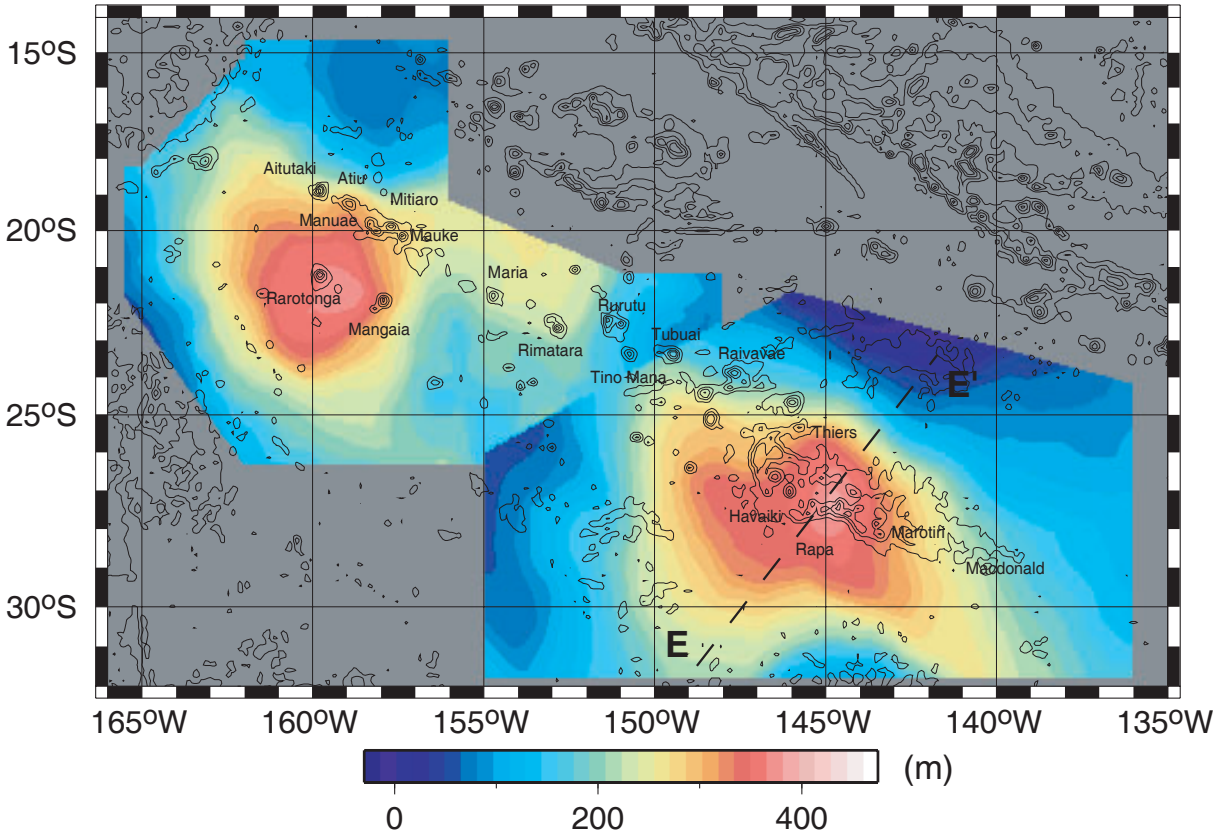

FIG. 5.13 – *Bombements locaux relatifs à l'alignement Cook-Australes*

Mauke, de largeur 300 km, de longueur 400 km et d'amplitude 450 m, et l'autre au sud, centré sur un axe parallèle à celui passant par Rarotonga et Mangaia mais décalé de 150 km vers le sud. Il a une longueur de 1000 km, une largeur de 500 km et une amplitude de 470 m.

Pour mieux comprendre le phénomène, nous avons analysé des profils transverses à ces alignements (l'emplacement de ces profils est indiqué sur la figure 5.14a). Sur les figures 5.15a,b,c où les profils transverses passent respectivement par Aitutaki, Atiu et Rarotonga, nous pouvons voir que le filtre 1 sous-estime l'amplitude du bombement et en surestime la longueur d'onde, tandis que le filtre 2 l'approxime aussi bien en amplitude qu'en longueur d'onde. Sur les figures 5.15d,e,f et 5.16a où les profils transverses passent respectivement par Manuae, Mitiaro, Mauke et Mangaia, nous voyons qu'une partie du bombement mis en valeur grâce au filtre 2 est probablement due au rebond flexural lié à la mise en place des îles Aitutaki, Manuae, Atiu, Mitiaro et Mauke. Cette observation n'est cependant valable qu'à partir de Manuae. En aval de Manuae (figures 5.15a,b,c), le bombement n'est visiblement pas lié à un rebond flexural. Dans cette zone, où plusieurs chargements consécutifs de la lithosphère se sont produits, plusieurs bombements de différentes longueurs d'onde coexistent. Il est difficile de les isoler géographiquement et de les relier aux différentes étapes du volcanisme. Sur les figures 5.16b,c,d,e,f, où les profils transverses passent respectivement par Maria, Rimatara, Rurutu, Tino Mana et Tubuai, on voit clairement qu'il n'y a plus de bombement local associé à l'alignement.

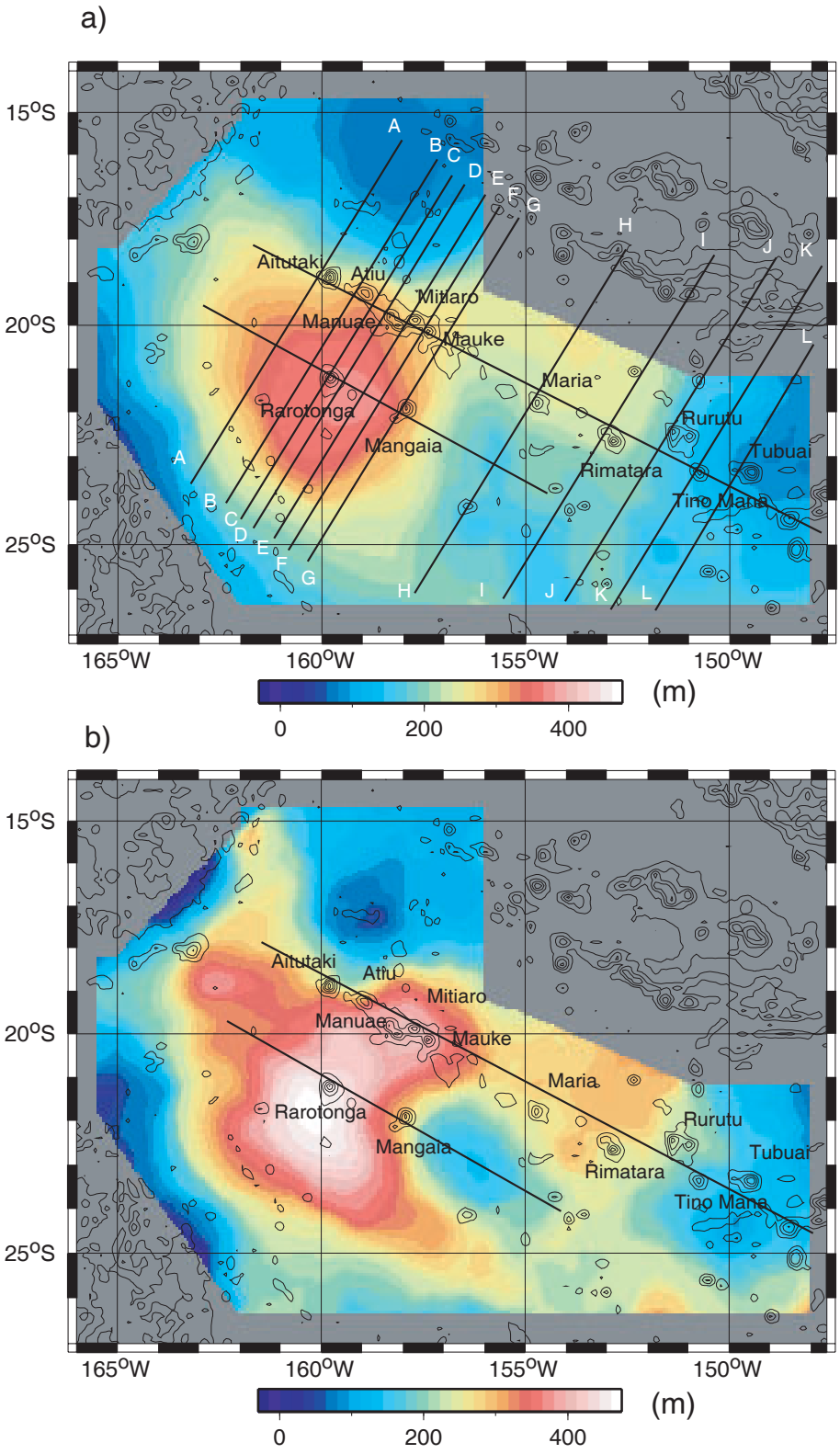

FIG. 5.14 – *Bombements locaux relatifs à l'alignement Cook-Australes. En haut : bombement obtenu avec une fenêtre glissante de 55 km de côté et un filtre médian de rayon 250 km, en bas : bombement obtenu avec une fenêtre glissante de 40 km de côté et un filtre médian de rayon 150 km.*

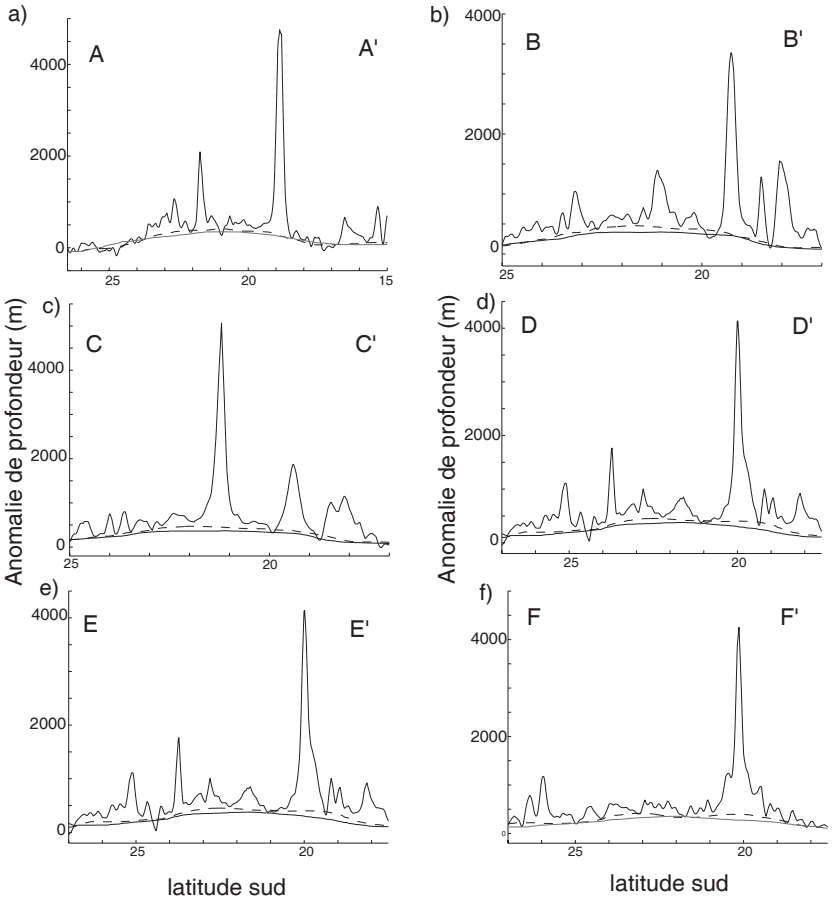

FIG. 5.15 – *Profils transversaux à l'alignement des Cook (indiqués sur la figure 5.14b). En noir : anomalie de profondeur, en gris : bombement obtenu avec une fenêtre glissante de 55 km de côté et un filtre médian de rayon 250 km ; en tireté : bombement obtenu avec une fenêtre glissante de 40 km de côté et un filtre médian de rayon 150 km.*

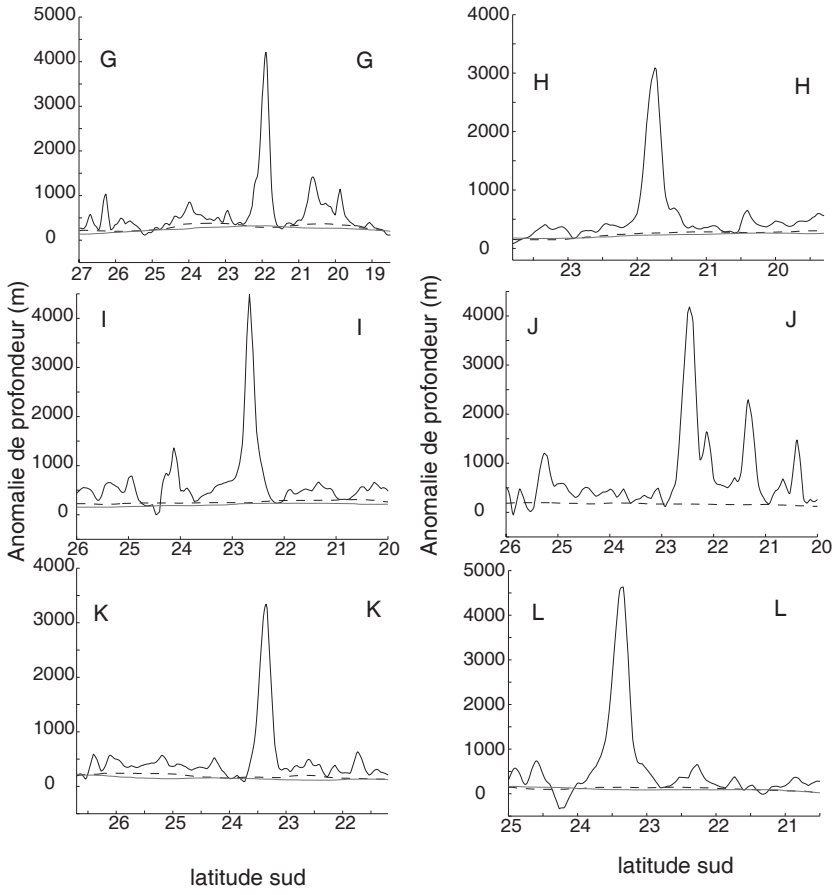

FIG. 5.16 – *Profils transversaux à l'alignement des Cook (indiqués sur la figure 5.14b). En noir : anomalie de profondeur, en gris : bombement obtenu avec une fenêtre glissante de 55 km de côté et un filtre médian de rayon 250 km ; en tireté : bombement obtenu avec une fenêtre glissante de 40 km de côté et un filtre médian de rayon 150 km*

Bombement sud

Le bombement sud (figure 5.13), centré sur Rapa a été mis en valeur grâce à un filtre utilisant une fenêtre glissante de 55 km de côté et un filtre médian de rayon 250 km. Il a une forme irrégulière, une partie du bombement étant étirée suivant l'axe passant par le Macdonald et Rapa, une partie étant décalée vers le sud-est et n'étant corrélé à aucune construction volcanique. Cette morphologie particulière indique que ce bombement est la somme de plusieurs phénomènes physiques. La longueur d'onde de ce bombement est de 1500 km. L'amplitude maximale est de 450 m et est située aux environs de Rapa, à 500 km du volcanisme actuel (Macdonald).

Comparaison

Nous avons comparé le résultat de notre étude à celle menée sur les Australes sud par Sichoix et al. (1998). A cette fin, nous extrayons un profil transversal (EE' sur la figure 5.13) passant par le maximum du bombement (profil gris sur la figure 5.17) et le comparons aux modes normaux mis en évidence par Sichoix et al. (1998) (en noir sur la figure 5.17). A partir de 250 km à l'ouest de l'axe principal, les deux études montrent des résultats semblables. Par contre, dans une bande d'environ 250 km de part et d'autre de l'axe principal, l'amplitude trouvée avec l'approche modale est supérieure de 1000 m à celle trouvée avec le filtrage, ce qui fait une différence supérieure à 200%. On rappelle encore une fois que l'approche modale rend compte de la profondeur moyenne du plancher océanique le long de l'alignement alors que le profil extrait de la grille filtrée rend compte du maximum du bombement. Comme pour les Marquises, l'approche modale surestime l'amplitude du bombement local.

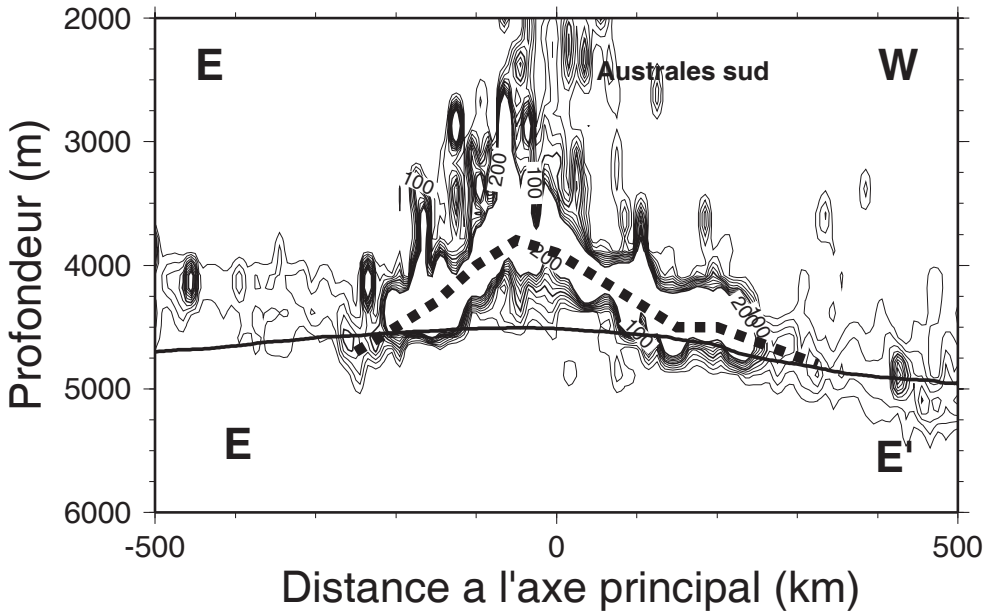

FIG. 5.17 – *Profondeur du plancher océanique en fonction de la distance par rapport à l'axe principal. En noir : modes de profondeur en fonction de la distance axiale d'après Sichoix et al. (1998). Les distances sont positives à l'ouest de l'axe principal et négatives à l'est. Les contours sont représentés tous les 100 points. Les modes principaux en carrés pleins sont calculés tous les 50 m. En trait noir continu : étude actuelle. L'emplacement de ce profil (EE') est indiqué sur la figure 5.13*

5.1.5 Les Tuamotu

Situé entre les zones de fracture des Marquises et des Australes, l'archipel des Tuamotu (figure 5.18), s'étend sur 1700 km de long et 700 km de large, sur un plancher océanique âgé de 35 à 65 Ma (Mayes et al., 1990; Munschy et al., 1996). La soixantaine d'atolls qui composent les Tuamotu se répartissent suivant deux alignements

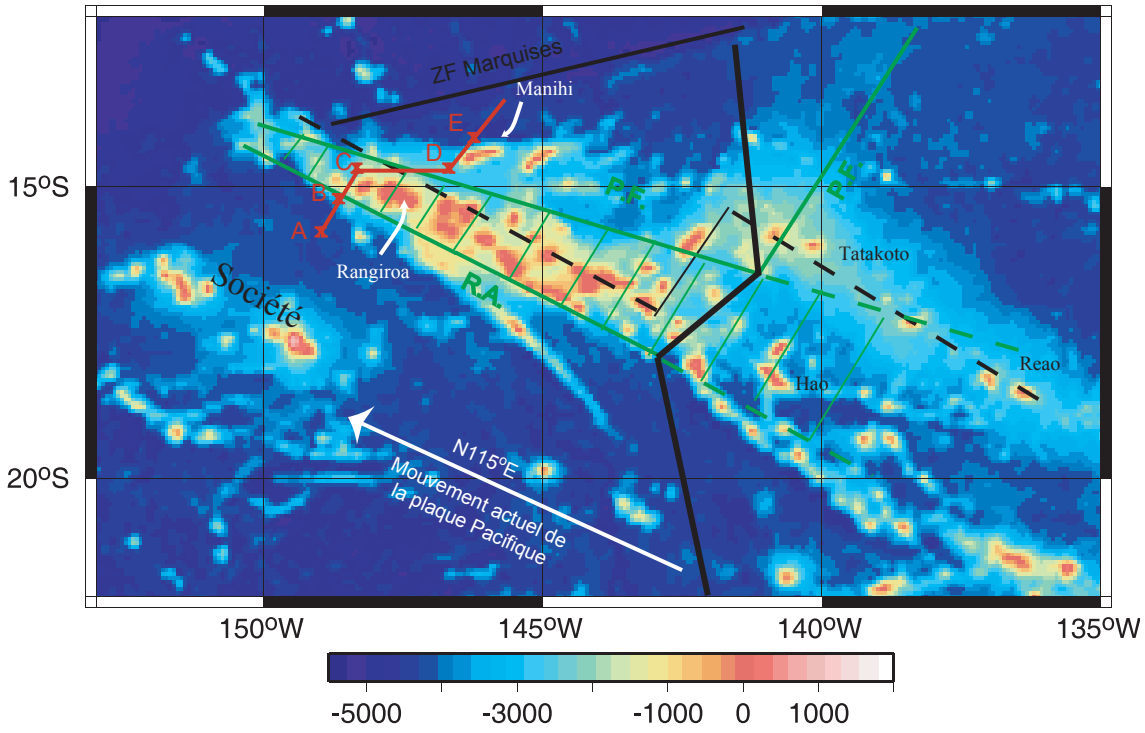

FIG. 5.18 – *Archipel des Tuamotu sur fond bathymétrique (Smith et Sandwell, 1997). La position de la ride Pacifique-Farallon il y a 50 Ma est représentée en trait noir épais. D'après Ito et al. (1995), elle évolue en une pseudo-faille interne sur le flanc nord-ouest (P.F., en vert), en une pseudo-faille externe sur le flanc nord-est (P.F., en vert) et en un rift avorté sur la flanc sud (R.A., en vert). La zone hachurée représente la zone transférée de la plaque Farallon vers la plaque Pacifique. Les deux segments suivant lesquels s'exprime le volcanisme sont représentés en tiretés noirs. Le profil sismique (Ito et al., 1995) est représenté en rouge.*

subparallèles orientés N115°E et sont posés sur une vaste élévation bathymétrique : le plateau des Tuamotu. L'âge du plateau est inconnu mais les datations effectuées dans la partie nord indiquent que le volcanisme responsable de la formation des atolls s'est produit il y a 45-55 Ma (Burckle et Saito, 1966; Martini, 1976; Schlanger et al., 1984; Le Suavé et al., 1989). Le changement d'orientation de la plaque visible dans coude Hawaii-Empereur survenu vers 42-43 Ma (Clague et Jarrard, 1973; Dalrymple, G.B. and D.A. Clague, 1987) n'apparaît pas ici.

L'origine de cet archipel reste encore discutée. Son orientation suggère une origine de type point chaud (Morgan, 1972). L'activité de deux points chauds est cependant nécessaire pour expliquer la présence des deux segments qui composent l'alignement (en pointillés sur la figure 5.18) (Okal et Cazenave, 1985). Une autre hypothèse est proposée par Pautot (1975) qui attribue à cet archipel une origine volcano-tectonique : l'archipel se serait mis en place sur un plancher océanique âgé, son emplacement serait contrôlé par des zones de faiblesse préexistantes dans la lithosphère. Ce scénario est corroboré par l'étude de Ito et al. (1995) qui explique la formation des Tuamotu par le fonctionnement d'un ancien rift propagateur (sa position il y a 50 Ma est représenté en trait noir épais sur la figure 5.18). Ce rift évolue en une pseudo-faille (P.F.) sur le

flanc nord-ouest et en un rift avorté (R.A.) sur la flanc sud (en vert sur la figure 5.18). Ces zones de faiblesse constituent les limites d'une zone de transfert : une partie de la lithosphère de la plaque Farallon est transferée dans la plaque Pacifique (zone hachurée en vert sur la figure 5.18). Ces discontinuité dans la lithosphère canalisent le volcanisme le long des Tuamotu et sont donc responsables de la morphologie globale et de l'orientation du plateau.

L'anomalie de profondeur mise en évidence pour cet archipel est montrée sur la figure 5.19. Son interprétation doit être faite avec précaution puisque la présence d'un plateau joue un rôle important. Ito et al. (1995) montrent que ce plateau est formé d'une couche de sediments pélagiques dont l'épaisseur varie entre 0,2 et 0.9 km, d'une couche de calcaire, épaisse de 0.5 à 1.5 km et d'une importante couche de basalte (épaisseur de l'ordre de 9 à 10 km). Pour corriger son effet, il faudrait connaître avec précision son emplacement et sa composition, or un seul profil sismique est disponible sur cet archipel [Ito et al. (1995), en rouge sur la figure 5.18]. La plupart des auteurs délimitent ce plateau par l'isobathe 4000 m. Nous pourrions aussi supposer qu'une partie de l'anomalie de profondeur que nous avons mise en évidence est due à la présence du plateau. D'après l'interprétation du profil sismique, ces deux hypothèses s'avèrent fausses. En effet, suivant le profil sismique AE (en rouge sur la figure 5.18), nous pouvons voir que l'épaisseur de la couche calcaire varie de ≈0 m sur le segment AB, à 4 km suivant le segment DE, en passant par 400 et 700 m suivant les segments BC et CD pour disparaître à nouveau au nord du segment DE. L'épaisseur de la couche basaltique varie quant à elle entre 0 et 10 km suivant ce profil. Il est impossible d'extrapoler avec précision l'étendue et la structure du plateau à partir d'un seul profil sismique, surtout quand celui-ci montre de telles variations d'amplitude. Nous ne pouvons donc pas corriger de façon précise son effet, nous devons alors nous contenter d'une interprétation qualitative pour cet archipel.

Le bombement topographique des Tuamotu est montré sur la figure 5.19. C'est une structure composite : à l'ouest un grand plateau horizontal s'étire entre les longitudes 145 et 150°W, à la latitude 16°S. Il se situe entre les alignements de la Société et des Tuamotu (figure 5.20a). Plus à l'est, un bombement suivant la direction du mouvement actuel de la plaque Pacifique est corrélé à l'alignement sud des Tuamotu. La direction du bombement est plus oblique comme nous pouvons le voir sur la figure 5.19. Sur le segment BB', le bombement se situe légèrement au nord-est de l'alignement ; sur le segment CC' il se situe entre les alignements Tuamotu et Pitcairn-Gambier et il continue d'exister bien après que l'alignement des Tuamotu soit terminé, comme nous pouvons le voir sur le segment DD' (figure 5.20d) où l'anomalie de profondeur continue et est corrélée à l'alignement de l'île de Pâques. La morphologie de ce dernier bombement pourrait suggérer une origine de type point chaud. Par analogie avec les autres bombements, nous devrions retrouver du volcanisme actif quelques centaines de kilomètres en amont du maximum du bombement. Tel n'est pas le cas. Plus encore, les édifices qui semblent posés sur ce bombement sont des atolls, ce qui veut dire que l'île autour de laquelle ils se sont formés a depuis longtemps subsidé. Cela implique que ces édifices sont relativement âgés. Il se pourrait que le point chaud qui est à l'origine de ce bombement ne se soit pas exprimé en surface.

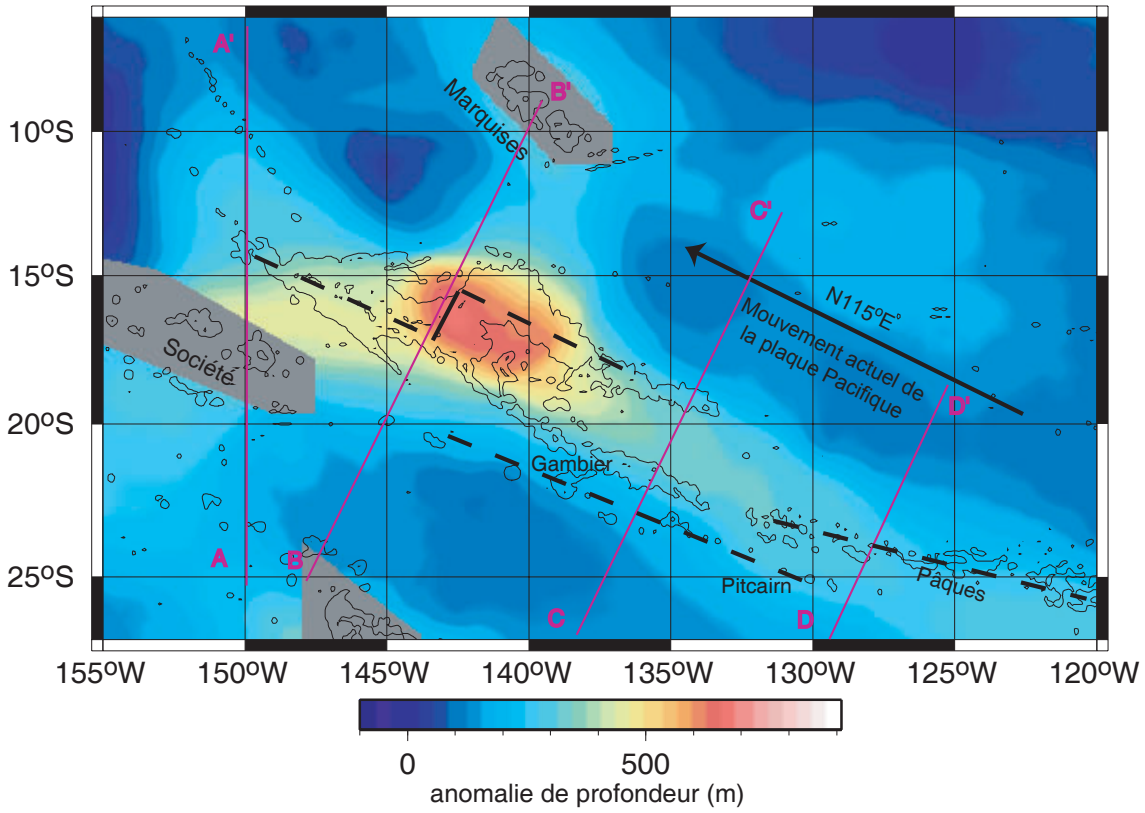

FIG. 5.19 – *Bombement topographique associé à l'archipel des Tuamotu. L'isobathe 3000 m est représentée en bleu. Les profils AA', BB', CC' et DD' sont discutés dans le texte.*

5.1.6 Flux de flottabilité

Il est pratique de représenter l'anomalie de masse associée au bombement topographique par le flux de flottabilité. Le flux de flottabilité quantifie le flux de matière provenant du manteau qui peut causer le bombement topographique associé à certains points chauds (Sleep, 1990). Cette grandeur permet de comparer les bombements de type point-chaud de toutes les plaques océaniques, quelle que soit la vitesse de la plaque sur laquelle le point chaud s'est exprimé. Courtillot et al. (2003) l'utilisent comme un critère pour distinguer les panaches profonds, qui impliquent un flux supérieur à 1 Mg.s^{-1}, des panaches plus superficiels. Il se calcule suivant la formule suivante (Sleep, 1990) :

$$B = W\overline{E}(\rho_m - \rho_w)V_L$$

où W est l'étendue du bombement, $\overline{E}$ l'amplitude moyennée, ρ_m la densité du manteau, ρ_w la densité de l'eau et V_L la vitesse de la plaque.

Davies (1988a, 1988b) est le premier à fournir une synthèse des flux de flottabilité pour les principaux bombements (tableau 5.2). Les résultats varient énormement en fonction des paramètres utilisés. Par exemple pour Hawaii, Davies (1988a) utilise V_L = 96 mm.an^{-1} et une estimation du volume $W\overline{E}$ = 900 km^2 ce qui lui permet d'obtenir B=6.3 Mg.s^{-1}.

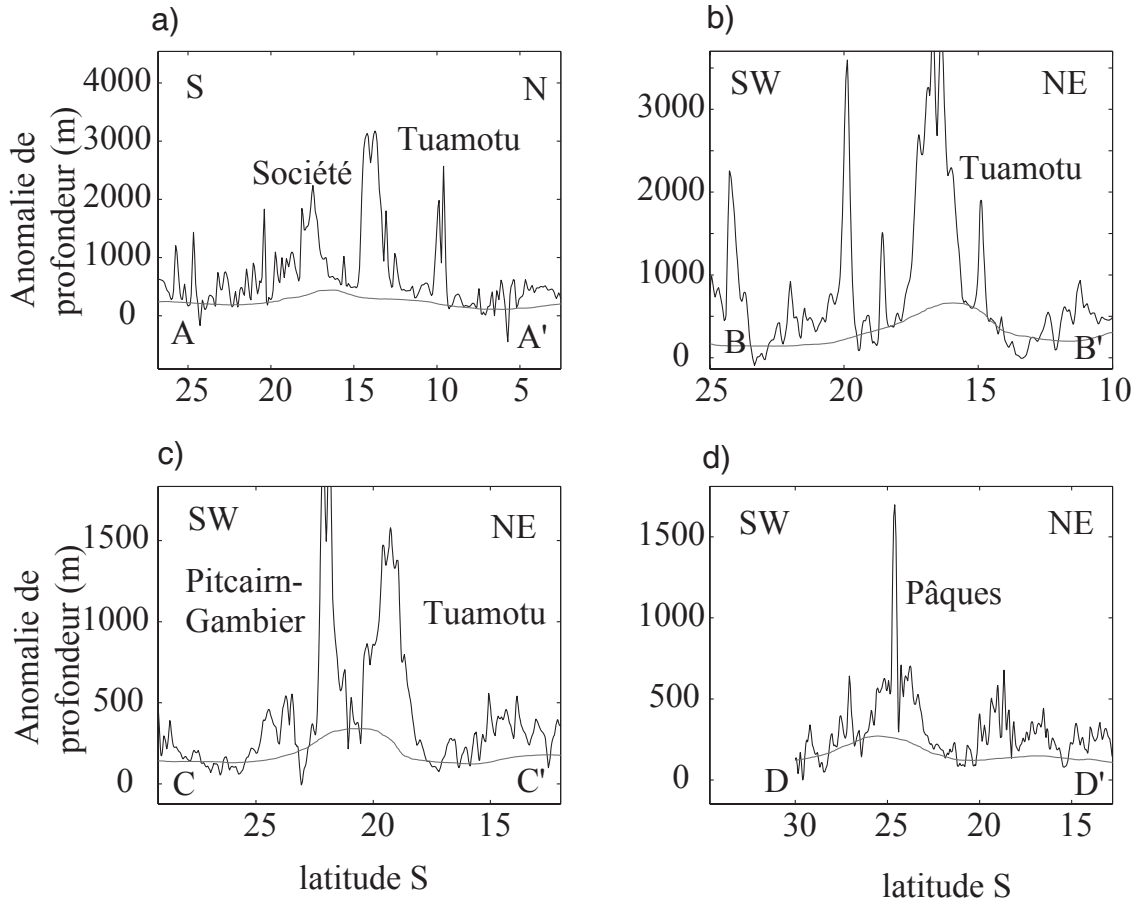

FIG. 5.20 – *Profils transversaux à l'archipel des Tuamotu (indiqués sur la figure 5.19). En trait noir gras est représentée l'anomalie de profondeur, en trait noir fin l'anomalie fitrée avec une fenêtre glissante de 55 km de côté et un filtre médian de rayon 250 km*

Sleep (1990) reprend cette étude avec $W\overline{E}$=1430 km^2 et V_L=83 mm.an^{-1} et obtient ainsi un flux de flottabilité B=8.7 Mg.s^{-1}. Ses résultats pour les autres points chauds sont également montrés dans le tableau 5.2.

Vidal et Bonneville (2004) reprennent à leur tour l'étude du bombement d'Hawaii en utilisant la même méthode de filtrage que nous avons utilisé pour caractériser les bombements locaux et prenant une vitesse de plaque V_L=83 mm.an^{-1} et trouvent B=4.7 Mg.s^{-1}. Comme nous l'avons déjà montré, les autres méthodes de filtrage ont tendance à surestimer l'amplitude des bombements topographiques, ce qui explique la différence de cette dernière estimation.

Nous avons à notre tour repris le calcul du flux de flottabilité pour les bombements que nous avons caractérisés. Nos résultats sont résumés dans le tableau 5.1. Nous avons calculé l'incertitude relative aux valeurs que nous fournissons en déterminant le volume du bombement par deux calculs différents. Un premier calcul du volume est effectué entre le maximum du bombement et le volcanisme le plus récent (cette dernière valeur est extrapolée lorsqu'il n'y a pas de trace de volcanisme récent). Un deuxième calcul considère l'intégralité du bombement. Cette démarche est illustrée sur la figure 5.21

TAB. 5.1 – Bombements locaux. Paramètres du filtrage (voir texte) et caractéristiques des bombements locaux. a est l'amplitude du bombement, L et w l'extension des bombements dans les direction longitudinales and transversales , d_{av} la distance par rapport au volcanisme actif auquel est associé le bombement. V et B sont le volume du bombement et le flux de flottabilité. A titre de comparaison, nous avons reporté les valeurs trouvées sur Hawaii (Vidal, communication personnelle).

	Filtre		Paramètres des bombements				Volume /Flux	
	l [km]	R [km]	a [m]	L [km]	w [km]	d_{av} [km]	$V \times 10^5$ [km^3]	B [Mg s^{-1}]
Société	27	150	1000	1000	900	206	2.20	2.47±0.09
Marquises	40	200	650	1000	700	204	1.89	1.52±0.05
Tuamotu	70	500	520	1200	500	-	2.31	-
Australes sud	55	250	450	2000	1500	522	2.24	-
Cook (1)	55	250	380	900	900	0	1.62	0.60±0.38
Cook (2) N/S	40	150	450/470	400/1000	300/500	-/141	2.03	-/3.4±2.8
Hawaii	40	150	1100	2800	1000	300	9.53	4.7±1.7

où nous montrons les différents masques qui nous ont permis de calculer le volume pour le bombement de la Société. Dans le masque en blanc est montrée l'intégralité du bombement topographique ; le volume entre le maximum du bombement et l'âge 0 est calculé à l'intérieur du masque en pointillés. On s'attend à ce que le volume soit maximal à l'intérieur du deuxième masque. Ceci s'avère vrai pour la Société mais pas pour les autres archipels. Les résultats sont résumés dans le tableau 5.1.

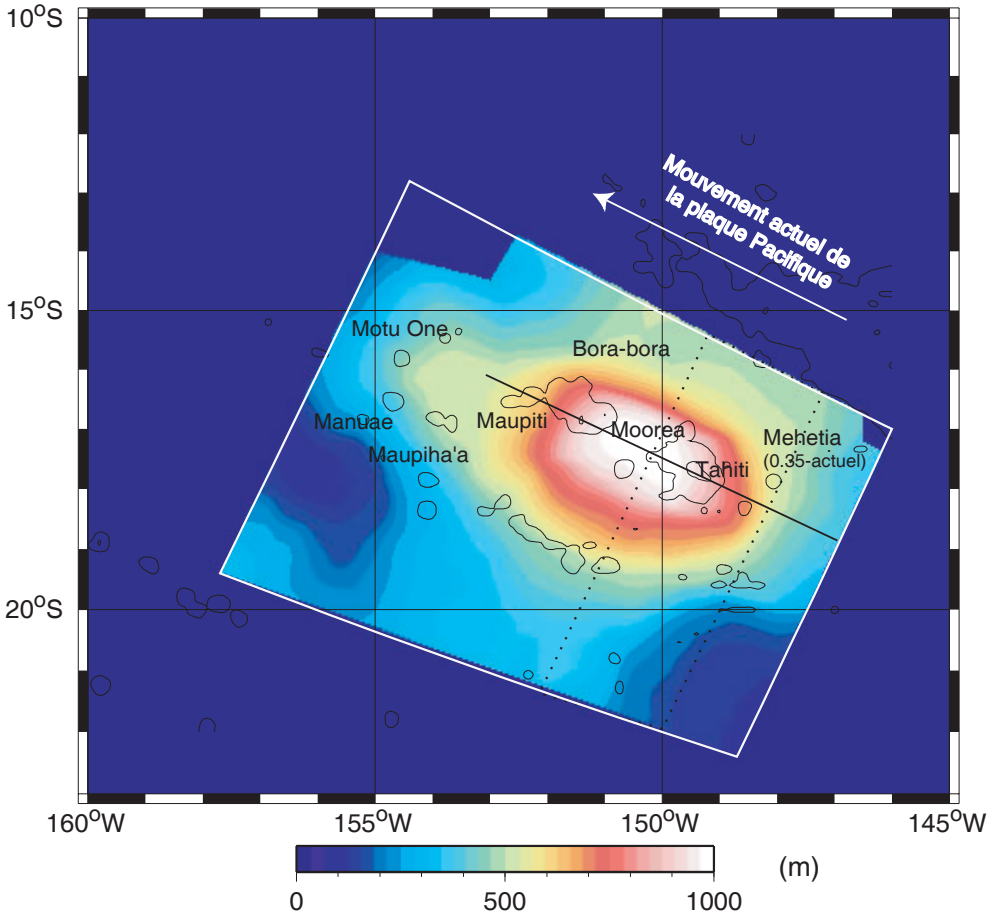

FIG. 5.21 – *Masques utilisés pour calculer de flux de flottabilité sur l'alignement de la Société.*

La Société est le seul bombement 'classique', qui réponde aux descriptions reportées jusqu'à présent. Il est symétrique par rapport à l'axe principal et après avoir atteint un maximum à une centaine de kilomètres du volcanisme actif, il subside suivant la direction du mouvement de la plaque Pacifique. Nous trouvons entre le maximum du bombement et l'âge 0 du volcanisme un flux de flottabilité B=2.47 $Mg.s^{-1}$. Pour l'intégralité du bombement, nous obtenons B=2.38 $Mg.s^{-1}$. Nous estimons que la première valeur est la plus représentative du panache puisque aucun phénomène de subsidence n'intervient. La deuxième valeur, plus faible, nous fournit la barre d'erreur, égale dans ce cas à 0.09 $Mg.s^{-1}$ (erreur $< 4\%$).

Pour les Marquises en revanche, le flux de flottabilité entre le maximum du bombement et l'âge 0 est de 1.52 $Mg.s^{-1}$ alors que pour l'intégralité du bombement nous obtenons B=1.57 $Mg.s^{-1}$. Ce résutat peut être expliqué par la présence de la zone de

fracture des Marquises au sud-est de l'alignement, qui cause une forte anomalie de profondeur négative. Dans ce cas particulier, le flux de flottabilité doit être employé avec précaution. Il n'est pas représentatif du panache puisque, comme l'ont montré McNutt et Bonneville (2000), une partie du bombement topographique est due à du sous-placage au niveau du Moho.

Pour les Cook-Australes le bombement a une forme irrégulière. Il est difficile de séparer la contribution des deux bombements mis en évidence. Il est fort possible que le bombement sud soit lié à un phénomène profond alors que le nord peut correspondre à un phénomène plus superficiel comme le transport lithosphérique de magma. Les valeurs montrées dans le tableau 5.1 ont été calculées pour le bombement sud, relatif à Rarotonga, en masquant la contribution du bombement relatif à Aitutaki.

La morphologie du bombement des Australes sud (relatif au point chaud qui s'exprime actuellement au Macdonald) indique également un mélange de plusieurs phénomènes à son origine. Il est dans ce cas impossible d'isoler les différentes composantes, et donc de fournir un flux de flottabilité relatif au panache qui crée cet alignement.

Pour les Tuamotu, la situation est aussi compliquée. Il est impossible d'estimer l'étendue et les caractéristiques du plateau calcaire dont l'épaisseur varie de 500 m à 4 km, donc de mener une étude quantitative. Nous ne fournissons donc pas de valeur du flux de flottabilité pour cet archipel.

5.2 Le géoïde

Nous disposons maintenant d'une cartographie précise des bombements topographiques. Il serait intéressant d'étudier le (ou les) phénomène(s) à l'origine de ces anomalies de profondeur en quantifiant la profondeur à laquelle se produit l'interaction entre le panache et la lithosphère. A cette fin, nous sommes amenés à nous intéresser à une autre observable : le géoïde.

Les anomalies positives du géoïde indiquent une compensation par un déficit de masse volumique. Les profondeurs de compensation déjà reportées sont de l'ordre de 50-100 km (Crough, 1978). Nous avons utilisé la grille du géoïde de Smith (1993) (version 9.2). Il a fallu isoler les longueurs d'onde relatives aux points chauds. Dans un premier temps, nous écartons les composantes relatives aux édifices volcaniques grâce à la méthode de filtrage que nous avons utilisée pour filtrer l'anomalie de profondeur. Cette démarche est justifiée puisque à courte longueur d'onde les anomalies gravimétriques sont fortement corrélées à la topographie. Pour cette raison, les paramètres de filtrage qui permettent d'écarter la contribution des volcans du géoïde sont les mêmes que ceux utilisés lors de l'étude de l'anomalie de profondeur. Ils sont résumés dans le tableau 5.1. Durant cette étape, nous avons appliqué aux grilles les mêmes masques que ceux précédemment décrits afin d'écarter l'influence des autres archipels.

Dans un deuxième temps, il a fallu enlever une composante grande longueur d'onde, relative aux phénomènes plus profonds. La méthode la plus employée consiste à retirer un champ théorique obtenu à partir de mesures gravimétriques et de données satellitaires, qui se décompose en harmoniques sphériques. Nous avons utilisé le modèle EGM96 développé jusqu'à l'ordre et degré 20 (Lemoine et al., 1998).

Nous rappelons qu'en utilisant cette méthode nous ne faisons pas d'hypothèse forte sur la longueur d'onde que nous souhaitons isoler. Nous avons simplement supposé qu'elle est supérieure à la longueur d'onde des édifices volcaniques, ce qui semble physiquement acceptable. Aucune hypothèse n'a été prise quant à l'emplacement des bombements et nous verrons que, là encore, l'hypothèse choisie par de nombreux auteurs qui consistait à supposer que le bombement s'étire le long de l'alignement et est symétrique par rapport à l'axe principal n'est pas justifiée.

Nous pouvons nous demander dans quelle mesure notre filtre, développé pour caractériser les anomalies de profondeur, est adaptée au filtrage d'un champ potentiel tel le géoïde. Pour un champ potentiel, la longueur d'onde d'un signal est fonction de la profondeur où se produit le phénomène à son origine mais également de l'extension de ce phénomène. Par l'approche spectrale, on isole une fréquence, ce qui ne revient donc pas forcément à isoler un phénomène. Notre filtre quant à lui, joue sur les longueurs d'onde dans le domaine spatialal et nous l'utilisons seulement pour 'gommer' la contribution des édifices volcaniques. On ne touche donc pas aux plus grandes longueurs d'onde, relatives à des phénomènes plus profonds.

La comparaison entre les anomalies du géoïde mises en évidence par notre méthode de filtrage et par des méthodes spectrales, classiquement utilisées pour ce genre de données, sera effectuée sur l'alignement des Marquises. Pour cette région nous trouvons en effet des résultats surprenants et nous tenions à nous assurer qu'ils n'étaient pas un artefact de la méthode de filtrage utilisée.

Une fois que nous avons isolé la composante relative aux bombements régionaux dans le signal du géoïde, nous pouvons calculer la profondeur de compensation en supposant que le remontée du plancher océanique est due à l'emplacement d'un déficit de masse d'égale magnitude que celle créée par le bombement $(\rho_c - \rho_w)\mathrm{b(x)}$ où ρ_c et ρ_w sont les densités volumiques de la croûte et de l'eau de mer et b(x) la remontée du plancher océanique observée. Nous plaçons une telle anomalie à différentes profondeurs et nous regardons pour quelle profondeur l'anomalie du géoïde ainsi calculée ajuste le mieux l'anomalie du géoïde observée. Le meilleur ajustement est trouvé en minimisant la différence (au sens des moindres carrés) sur les grilles. Les résultats que nous obtenons ainsi que les autres informations apportées par le géoïde pour chacun des archipels seront commentés dans la section suivante.

5.2.1 Les Marquises

Les résultats des filtrages de la grille d'anomalie du géoïde, réalisés avec notre méthode ainsi qu'avec deux filtres spectraux de différentes fréquences de coupure sont montrés sur la figure 5.22. Avec les méthodes spectrales, plus la fréquence de coupure est élevée, plus la contribution des édifices volcaniques est importante, comme nous pouvons le voir sur la figure 5.23 où sont montrés des profils transversaux à l'alignement des Marquises (localisés sur la figure 5.22a). Les profils en bleu représentent le résultat du filtrage effectué avec un filtre passe-bas laissant passer les longueurs d'onde supérieures à 200 km. Ce filtre rend bien compte de l'amplitude de l'anomalie du géoïde mais les flancs de l'anomalie sont très mal ajustés. Avec un filtre spectral de fréquence de coupure supérieure (laissant passer les longueurs d'onde supérieures à 150 km, en vert sur la figure 5.23), les flancs de l'anomalie sont bien ajustés mais l'influence des édifices volcaniques n'est pas correctement écartée. Notre filtre (en rouge sur la figure 5.23) permet d'ajuster aussi bien l'amplitude que la longueur d'onde du signal mais a une forme moins lissée, qui est moins caractéristique de l'isolement de certaines fréquences. La longueur d'onde du signal résultant est similaire à celle obtenue en utilisant un filtre passe-bas laissant passer les longueurs d'onde supérieures à 150 km mais l'amplitude est plus faible car avec notre filtre l'influence des édifices volcaniques est totalement écartée.

Dans tous les cas, l'anomalie du géoïde identifiée est décalée de 150 km vers le nors-ouest par rapport à l'axe de l'alignement. Dans le cas du filtrage spectral, plus la fréquence de coupure est élevée, plus l'anomalie se rapproche de l'axe car plus les édifices volcaniques seront pris en compte. Pourquoi l'anomalie du géoïde est-elle décalée par rapport à l'axe de l'alignement donc par rapport au bombement topographique ?

L'anomalie du géoïde correspond en fait à la coalescence des deux anomalies (figure 5.24) :

- la première, située au sud-est, s'étire le long de l'alignement volcanique
- la deuxième, située au nord-ouest de la première, se situe entre les isochrones 50.34 et 46.17 Ma. Son orientation (N150°) correspond à la direction du mouvement de la plaque avant le changement de pôle de rotation qui s'est produit il y a 40 Ma et qui est visible dans le coude d'Hawaii-Empereur.

Quel peut être le phénomène à l'origine d'une anomalie du géoïde sans bombement topographique associé ? Deux explications sont possibles :

- la remontée d'un panache qui n'a pas encore atteint la lithosphère. Dans l'asthénosphère, l'équilibre isostatique n'est pas valable, la remontée du plancher océanique n'est donc pas requise pour compenser cette anomalie de densité positive. Une anomalie de densité positive va créer, quelle que soit sa profondeur, une anomalie du géoïde positive.
- la présence d'un dipôle dans la lithosphère : une anomalie de densité positive surmonte une anomalie de densité négative de même magnitude. Suivant un tel modèle, l'équilibre isostatique est vérifié. L'emplacement d'une anomalie de

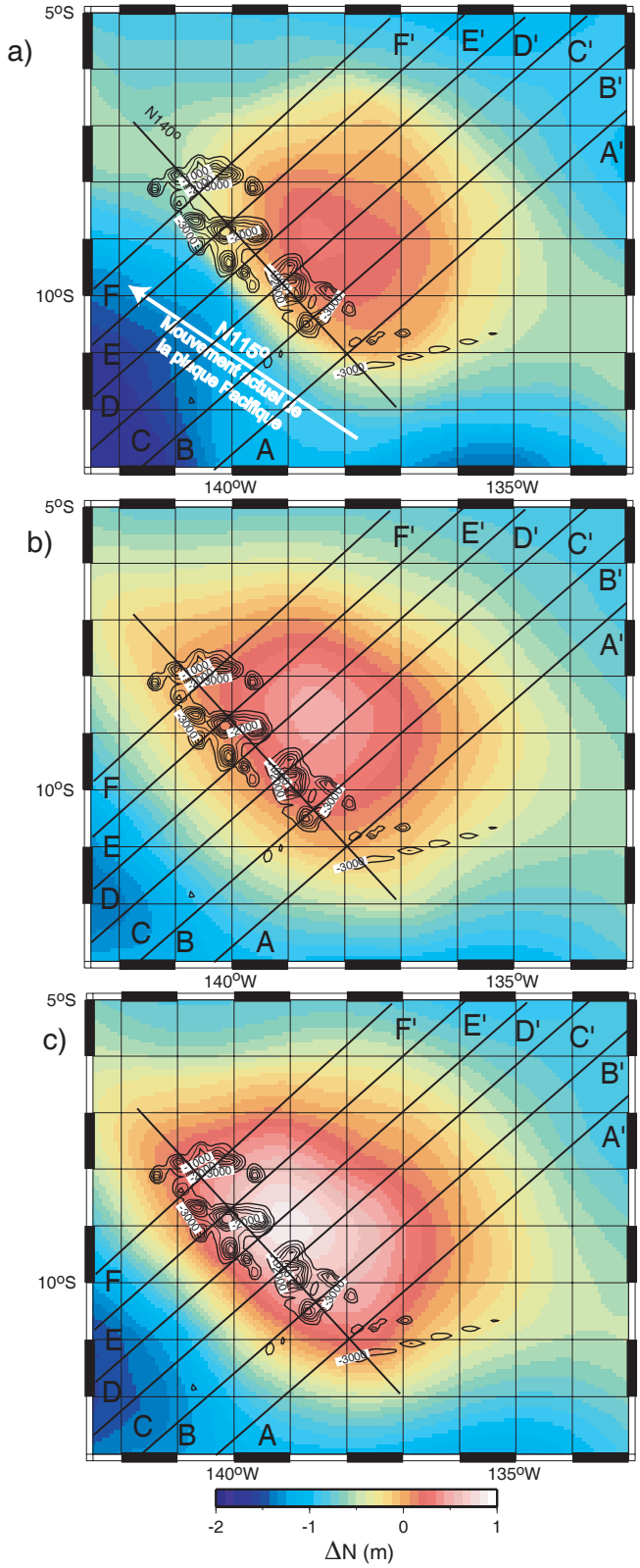

FIG. 5.22 – *Anomalie du géoïde pour l'alignement des Marquises obtenue avec notre filtre (a), avec un filtre passe-bas laissant passer les longueurs d'onde supérieures à 200 km (b) et avec un filtre passe-bas laissant passer les longueurs d'onde supérieures à 150 km (c). Les isobathes sont représentées en noir.*

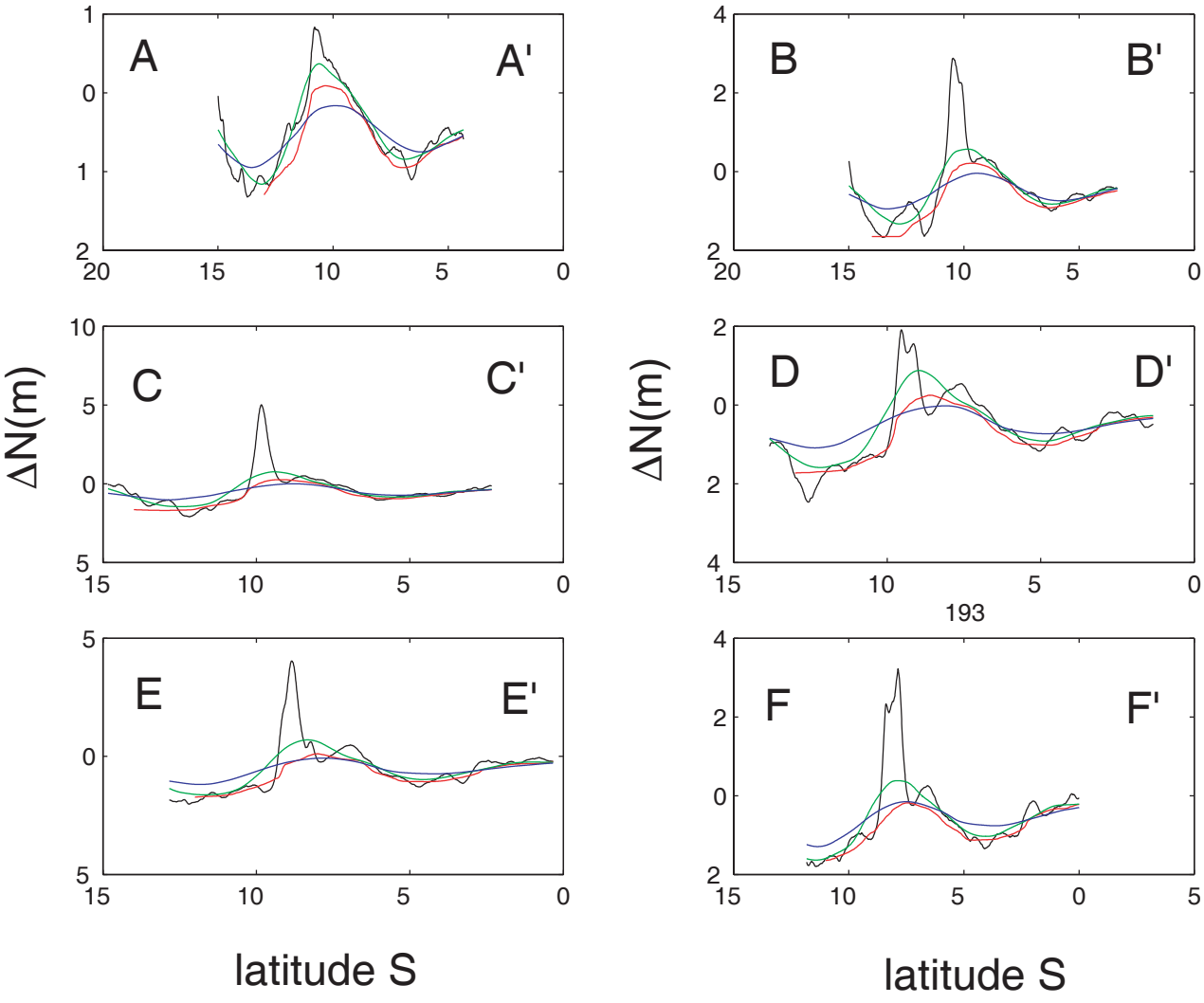

FIG. 5.23 – *Profils montrant l'anomalie du géoïde pour l'alignement des Marquises. La localisation de ces profils est montrée sur la figure 5.22. Le géoïde brut (auquel nous avons enlevé un champ théorique calculé avec le modèle EGM96 jusqu'aux ordre et au degré 20) est représenté en noir, en rouge vert et bleu sont représentées les anomalies du géoïde filtrées repectivement avec notre filtre, un filtre passe-bas laissant passer les longueurs d'onde supérieures à 200 km et avec un filtre passe-bas laissant passer les longueurs d'onde supérieures à 150 km.*

densité négative crée dans le géoïde une anomalie négative, alors que l'anomalie de densité positive créée, elle, une anomalie du géoïde positive. L'anomalie de densité positive étant moins profonde que l'anomalie négative, sa signature dans le géoïde sera plus importante, l'anomalie résultante sera donc positive.

L'anomalie du géoïde qui n'est pas corrélée avec une anomalie topographique (anomalie nord) est étalée suivant la direction N150°. Cette direction se retrouve dans plusieurs observables sur la plaque Pacifique : l'alignement Empereur, certaines composantes bathymétriques sur les Cook-Australes (Diament et Baudry, 1986), l'anomalie du géoïde pour les longueurs d'onde 25-110 km à l'ouest des Cook-Australes (Maia et Diament, 1991), la direction de l'isochrone 50.34 Ma sur les Marquises. Plusieurs hypothèses peuvent être avancées pour expliquer ce phénomène : une anomalie de densité se met en place à la base de la lithosphère loin de la ride, à l'époque où la vitesse de la plaque Pacifique est parallèle à la direction de l'alignement Empereur (il y a plus de 43 Ma) ; accrétion d'un corps à la base de la croûte, peu de temps après que celle-ci se soit formée à la ride médio-océanique, il y a un peu moins de 50 Ma. Cette dernière hypothèse est renforcée par le fait que les deux isochrones qui l'encadrent (50.34 et 46.17 Ma) s'écartent au niveau du maximum de cette anomalie (137.5°W, 7.5°S). Dans les deux cas, l'anomalie du géoïde positive observée est compatible avec la remontée d'un corps chaud, de masse volumique intermédiaire aux masses volumiques de la croûte et du manteau : un panache, intraplaque dans le premier cas et formé à la ride dans le second cas. Lorsqu'un tel corps se met en place à la base de la lithosphère, cela crée le dipôle évoqué précédemment, puisqu'il engendre au niveau de la lithosphère une anomalie de densité positive $(\rho_a - \rho_l)$ et au niveau de l'asthénosphère, une anomalie de densité négative $(\rho_a - \rho_m)$, où ρ_a, ρ_l et ρ_m sont respectivement les masses volumiques de l'anomalie, de la lithosphère et du manteau. Nous avons cherché à quantifier un tel phénomène dans le cas où l'anomalie de densité se met en place à la base de croûte, peu de temps après sa création à la ride. Les profondeurs de compensation sont alors de l'ordre de 6 km. Nous avons calculé la réponse dans le géoïde de la présence en base de la croûte d'un corps de hauteur h et de masse volumique ρ_a. En faisant varier conjointement ces deux paramètres, nous trouvons plusieurs couples (h, ρ_a) de solutions expliquant l'amplitude de l'anomalie du géoïde observée ($\sim$1.7 m) : (3000 m, 3200 kg.m^{-3}), (2000 m, 3250 kg.m^{-3}) et (1600 m, 3290 kg.m^{-3}).

Dans tous les cas, le phénomène à l'origine de cette anomalie du géoïde a pu influencer l'expression du volcanisme en surface. Afin de caractériser cette influence, nous avons calculé quelles étaient les positions des volcans de l'alignement des Marquises au moment de leur mise en place. Pour cela, nous avons supposé que la plaque s'est déplacée durant les derniers 5.3 Ma à une vitesse constante de 83 mm.an^{-1} suivant la direction N115°. Les âges du volcanisme, extraits de la compilation réalisée par Clouard et Bonneville (2001a), permettent alors de retracer le trajet de chaque volcan dans un référentiel absolu (*backtracking*). Cette démarche est illustrée sur la figure 5.24. Plusieurs informations peuvent être extraites de la répartition des âges du volcanisme ramenés à l'endroit où il s'est exprimé dans le référentiel absolu. Une première remarque est que l'on n'observe pas de progression régulière des âges : à une même époque le

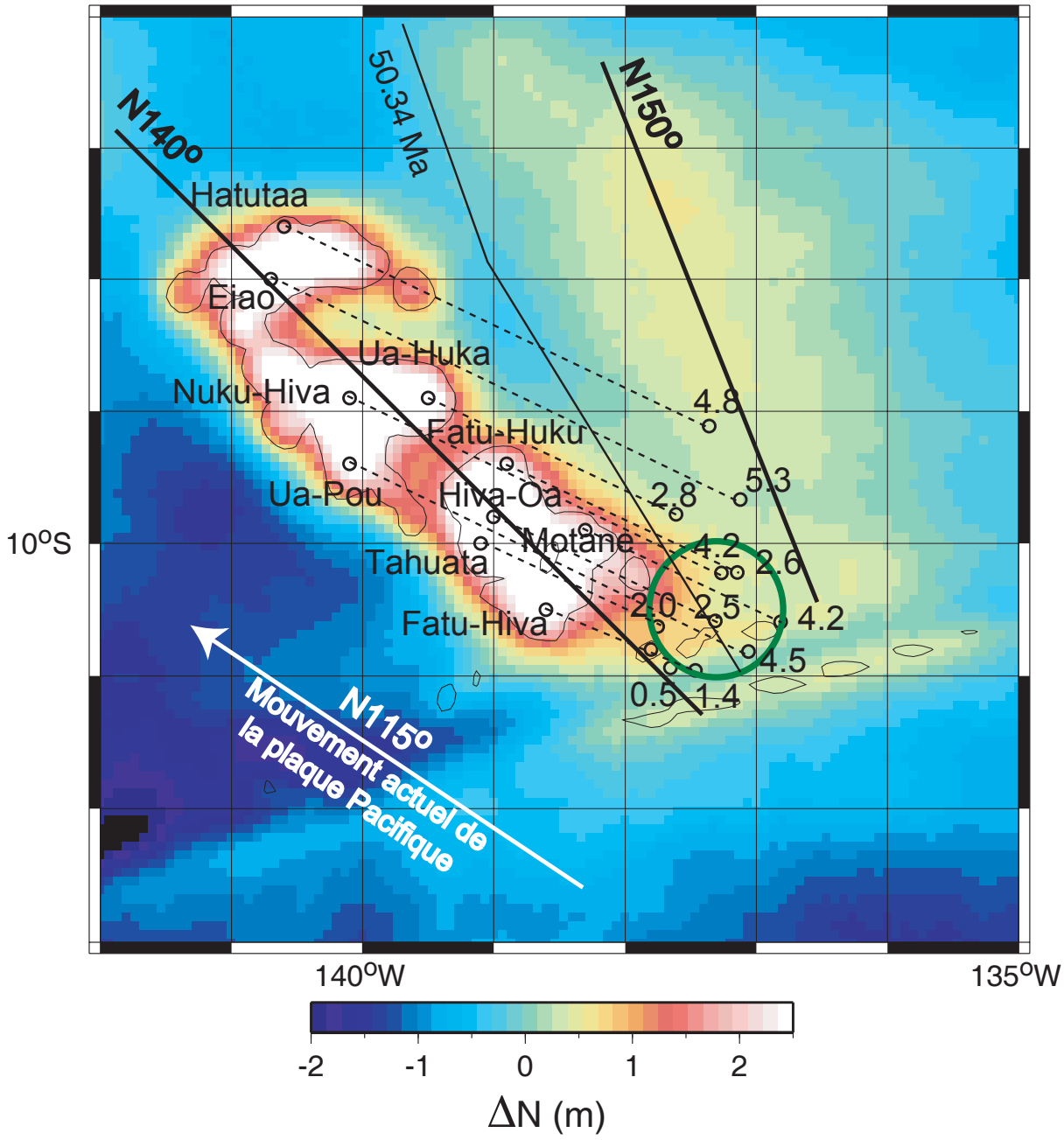

FIG. 5.24 – *Anomalie non filtrée du géoïde pour l'alignement des Marquises. Les positions des volcans lors de leur formation sont retracés dans le référentiel du point chaud. Les âges indiqués sont en Ma.*

volcanisme s'exprime dans des endroits très éloignés. Par exemple les lieux de formation de Hatutaa (4.8 Ma) et Ua Pou (4.5 Ma) sont séparés de plus de 200 km. Cette observation exclut l'hypothèse de la migration de la tête du panache des Marquises et nous indique plutôt soit un étalement de la tête du panache, soit une migration du magma due à des zones de faiblesse dans la lithosphère. Une deuxième remarque est que l'ensemble des points de mise en place du volcanisme met en évidence une direction N150°, identique à celle de l'anomalie nord du géoïde, bien que l'on observe un regroupement dans un cercle de ∼100 km de diamètre depuis 2.8 Ma (en vert sur la figure 5.24). Ceci tendrait à faire penser que le phénomène à l'origine de l'anomalie nord du géoïde a influencé la mise en place du volcanisme, tout au moins au début de l'activité du point chaud. Cela expliquerait pourquoi la direction de l'alignement des Marquises (N140°) diffère de celle du mouvement actuel de la plaque (N115°). Mais cette remarque est incompatible avec les hypothèses précédentes : si l'on suppose que l'anomalie est figée en base de lithosphère, elle se déplace avec la plaque et se trouvait donc plus de 300 km à l'est de l'actuelle position du point chaud lors du début de son activité. Il semble peu probable qu'à cette distance elle ait influencé la remontée du magma associée au panache des Marquises.

Afin d'expliquer les remarques précédentes, la source de cette anomalie devrait être fixe dans le référentiel du point chaud : elle influencerait ainsi l'expression du volcanisme en surface depuis ses débuts, il y a 5.3 Ma. Cela nous conduit à envisager une autre hypothèse : l'anomalie nord du géoïde est créée par un second panache dont le conduit se situe au niveau du maximum de l'anomalie nord (137.5°W, 7.5°S). Ce panache ne s'exprime pas en surface à l'aplomb de son conduit, mais s'étale sous la lithosphère, vers le sud, jusqu'à la position du point chaud des Marquises. La géochimie pourrait confirmer cette hypothèse, si elle montrait la signature de deux sources différentes dans les laves de l'alignement des Marquises. On pourrait alors conclure que l'on est en présence de la coalescence de deux panaches. Cependant, le manque d'observations supplémentaires nous empêche d'aller plus loin dans notre interprétation.

5.2.2 La Société

L'anomalie du géoïde que nous avons mise en évidence pour la Société par la procédure précédemment décrite est montrée sur la figure 5.25 où nous avons également reporté l'isobathe 3000 m (en bleu) et les isovaleurs de l'anomalie de profondeur (en noir). L'anomalie du géoïde montre une bonne corrélation avec le bombement topographique sur cet archipel. L'anomalie du géoïde est allongée suivant la direction de l'axe principal de l'alignement (représenté en bleu). Le maximum de l'anomalie du géoïde est de 2.7 m et correspond au maximum du bombement topographique. La longueur d'onde transversale des deux bombements est également équivalente, de l'ordre de 600 km.

Au nord de l'alignement nous voyons cependant apparaître un autre maximum situé à une cinquantaine de kilomètres au nord-ouest de Maupiha'a. Cela indique l'existence d'une anomalie négative de masse volumique qui pourrait indiquer la présence d'une deuxième source. Le bombement topographique correspondant à cet emplacement

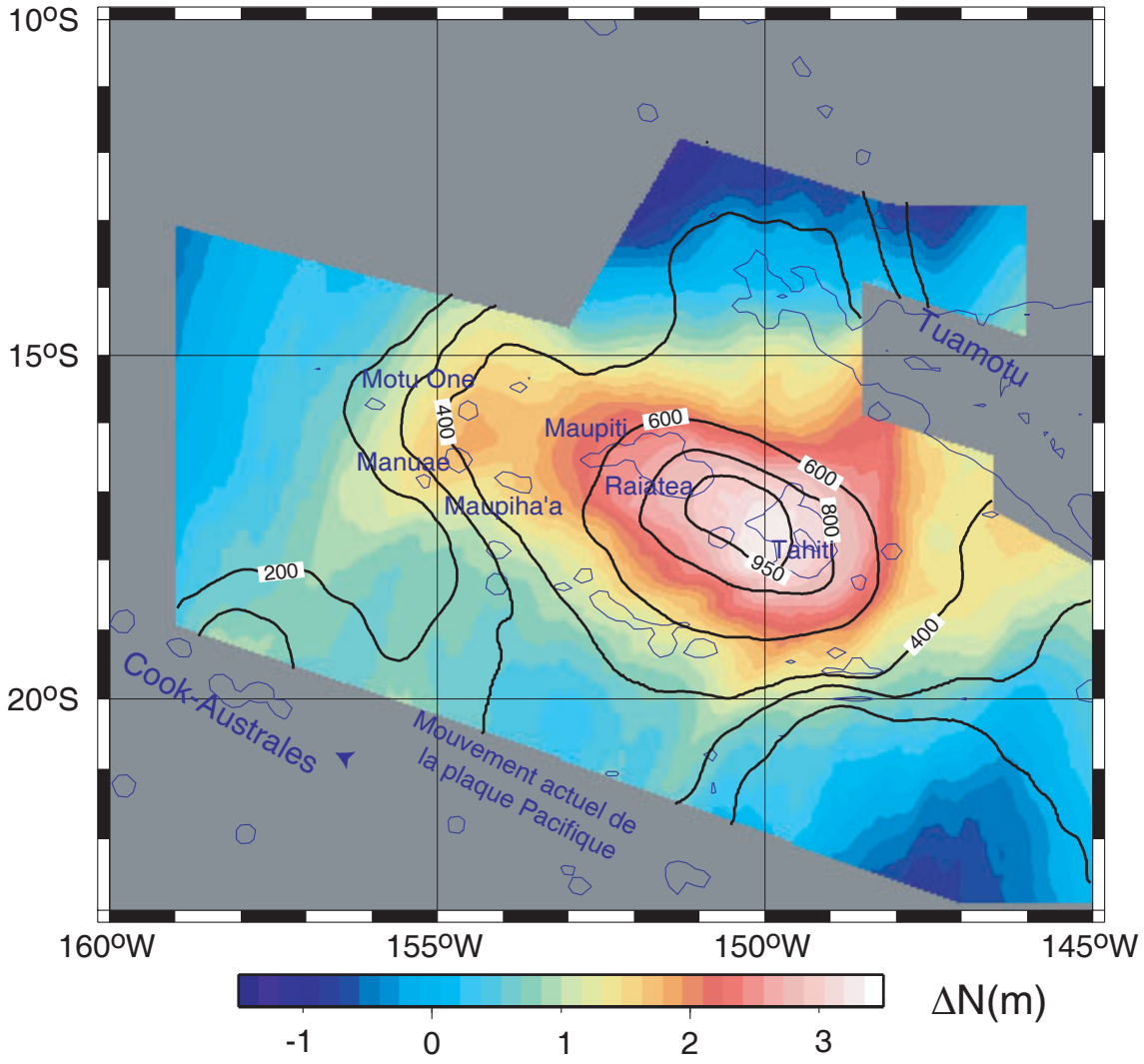

FIG. 5.25 – *Anomalie du géoïde pour l'archipel de la Société. L'isobathe 3000 m est reportée en bleu, les isovaleurs de l'anomalie de profondeur précédemment caractérisée sont reportées en noir.*

existe aussi, mais a une faible amplitude ce qui ne permet pas de le faire ressortir par rapport au reste du bombement. Cette observation apporte un élément de réponse sur la question, à savoir si le groupe d'atolls Manuae-Maupiha'a-Motu One pour lesquels aucune datation n'est disponible appartient à l'alignement de la Société. Le géoïde indique en effet que la formation de ce groupe pourrait correspondre à une autre source. Cette hypothèse est à employer avec précaution en raison de la morphologie de ces édifices. Ce sont tous des atolls, donc des édifices relativement âgés puisque les îles autour desquelles ils se sont formés ont subsidé. Pour cet archipel nous trouvons une profondeur de compensation de 50 km.

5.2.3 Cook-Australes

L'anomalie du géoïde mise en évidence sur les Cook-Australes est montrée sur la figure 5.26 où nous avons également reporté l'isobathe 3000 m (en bleu) et les isovaleurs de l'anomalie de profondeur (en noir). Nous rappelons que lorsque l'anomalie de profondeur est filtrée avec une fenêtre glissante de 55 km de côté et un filtre médian de rayon 250 km, nous obtenons un bombement centré sur Rarotonga, de forme quasi-circulaire et de longueur d'onde 900 km (figure 5.14a). Lorsque les paramètres du filtrage sont de 40 km pour le côté de la fenêtre glissante et de 150 km pour le rayon du filtre médian, deux bombements topographiques s'individualisent : l'un au nord, centré sur les îles Atiu-Mitiaro-Mauke, de longueur d'onde $\sim$ 300 km et d'amplitude 450 m, et l'autre au sud, centré sur un axe parallèle à celui passant par Rarotonga et Mangaia mais décalé de 150 km vers le sud (figure 5.14b).

Pour l'anomalie du géoïde nous remarquons que l'application du second filtre (fenêtre glissante de 40 km de côté et un filtre médian de rayon 150 km) suffit à écarter la contribution des édifices volcaniques du signal. Le résultat, montré sur la figure 5.26 indique la présence de deux anomalies positives : la plus volumineuse a une forme quasi-circulaire et se situe à une centaine de kilomètres au sud-ouest de Rarotonga ; l'autre a une forme allongée et s'étire suivant la longitude 158°W entre les latitudes 21.5 et 19°S. Elle semble prendre naissance dans la source située au sud de Rarotonga et son extrémité nord correspond géographiquement à l'emplacement d'Aitutaki. Cette observation confirme l'hypothèse selon laquelle le magma provenant de la source ayant créé Rarotonga emprunte une zone de faiblesse, probablement laissée dans la lithosphère lors du chargement d'Atiu, Manuae Mitiaro, Mauke (datés entre 6 et 12.3 Ma) et Aitutaki (phase à 8.5 Ma), et s'exprime à Aitutaki où un âge de 0.5 Ma a été reporté (Turner et Jarrard, 1982) et où les analyses géochimiques montrent une tendance proche de Rarotonga.

Nous avons calculé la profondeur de compensation du bombement relatif à Rarotonga avec l'intégralité de la grille. Nous trouvons qu'elle est de l'ordre de 50 km, mais ce résultat est à prendre avec précaution puisqu'apparemment deux phénomènes différents sont à l'origine des anomalies topographiques et du géoïde : une source relativement profonde qui donne naissance à Rarotonga et un transfert lithosphérique de magma, phénomène plus superficiel.

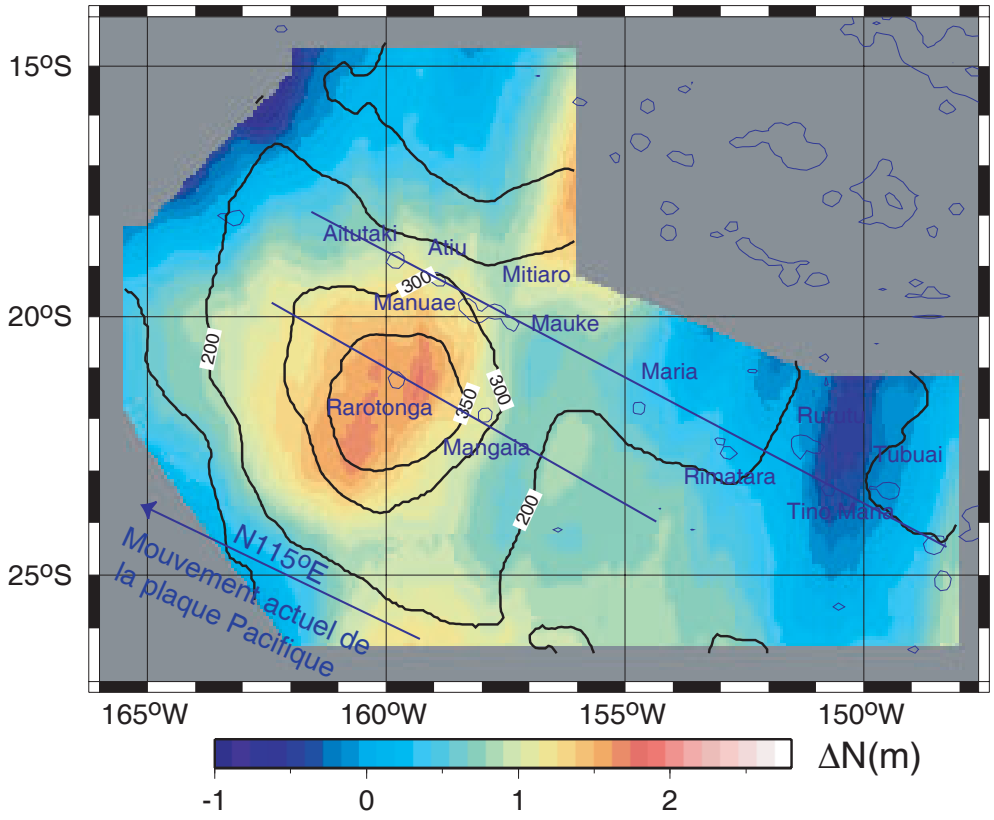

FIG. 5.26 – *Anomalie du géoïde pour les Cook-Australes. L'isobathe 3000 m est reportée en bleu, les isovaleurs de l'anomalie de profondeur précédemment caractérisée sont reportées en noir.*

5.2.4 Australes sud

L'anomalie du géoïde que nous avons mise en évidence pour les Australes sud est montrée sur la figure 5.27 où nous avons également reporté l'isobathe 3000 m (en bleu) et les isovaleurs de l'anomalie de profondeur (en noir). L'anomalie du géoïde a une amplitude de 1.5 m et une forme allongée suivant la direction NS. Son maximum correspond au maximum du bombement topographique. Sa forme irrégulière confirme là aussi que plusieurs phénomènes sont à son origine. Difficile alors de faire des estimations quantitatives. La profondeur de compensation a quand-même été calculée et une valeur de 50 km a été trouvée. Elle est dans ce cas aussi à employer avec précaution.

5.2.5 Les Tuamotu

L'anomalie du géoïde mise en évidence sur les Tuamotu est montrée sur la figure 5.28 où nous avons également reporté l'isobathe 3000 m (en bleu) et les isovaleurs de l'anomalie de profondeur (en noir). Dans ce cas l'anomalie bathymétrique ne semble pas corrélée à l'anomalie du géoïde. L'anomalie du géoïde présente en effet

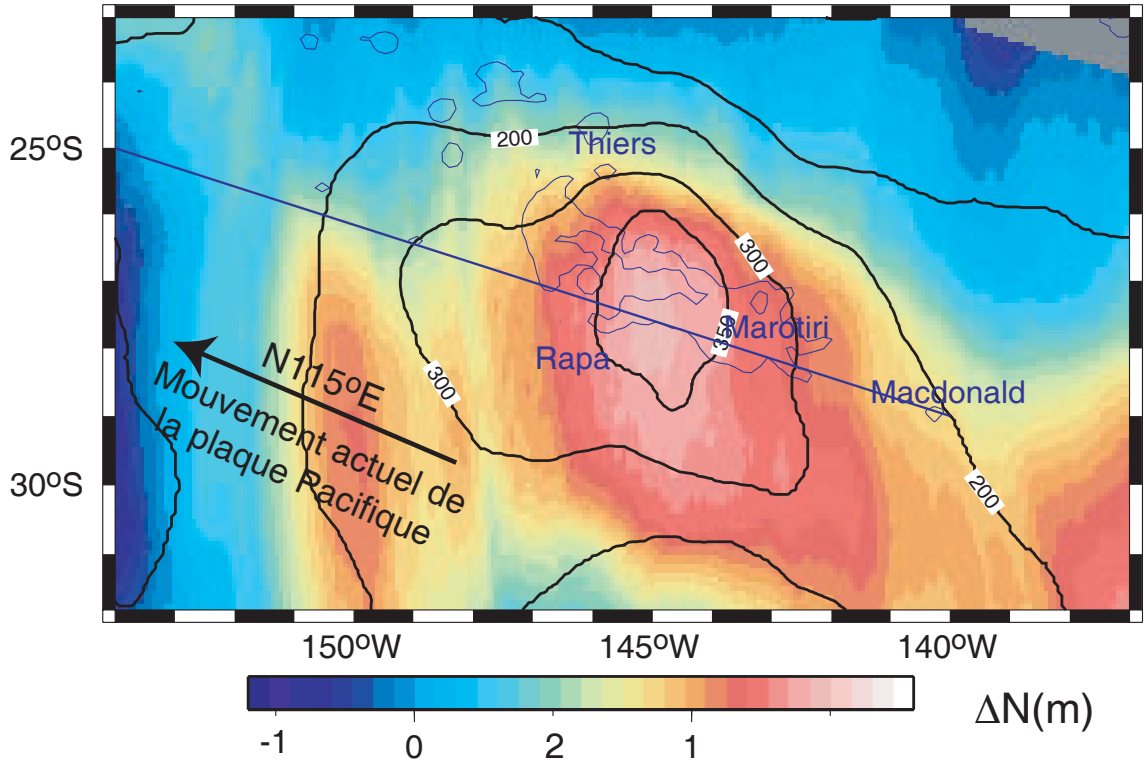

FIG. 5.27 – *Anomalie du géoïde pour les Australes sud. L'isobathe 3000 m est reportée en bleu, les isovaleurs de l'anomalie de profondeur précédemment caractérisée sont reportées en noir.*

trois linéations d'amplitude 1.5-2.5 m, orientées suivant la direction de la pseudo-faille externe (en vert sur la figure 5.28), créé par l'action de l'ancien rift propagateur susceptible d'être à l'origine de la formation des Tuamotu. Ce rift aurait en effet crée des zones de faiblesse qui auraient canalisé la remontée du magma et seraient donc responsables de la morphologie globale et de l'orientation du plateau (Ito et al., 1995).

La linéation du géoïde située le plus à l'est est caractérisée par une longueur de 600 km et une largeur de 200 km. Elle correspond en surface au saut entre les deux segments parallèles suivant lesquels se répartissent la soixantaine d'atolls qui composent les Tuamotu. Cette linéation recoupe le maximum du bombement topographique. Plus à l'est, une faible partie du signal correspond au bombement topographique allongé suivant la direction du mouvement de la plaque. Les deux autres linéations sont décalées de 300 et 750 km vers l'ouest par rapport à la première linéation. La linéation la plus à l'ouest correspond à l'anomalie bathymétrique EW précédemment décrite. Ces anomalies du géoïde pourraient correspondre à du magma piégé dans les discontinuités structurales laissées par le fonctionnement de l'ancien rift propagateur qui continuent à suivre la lithosphère.

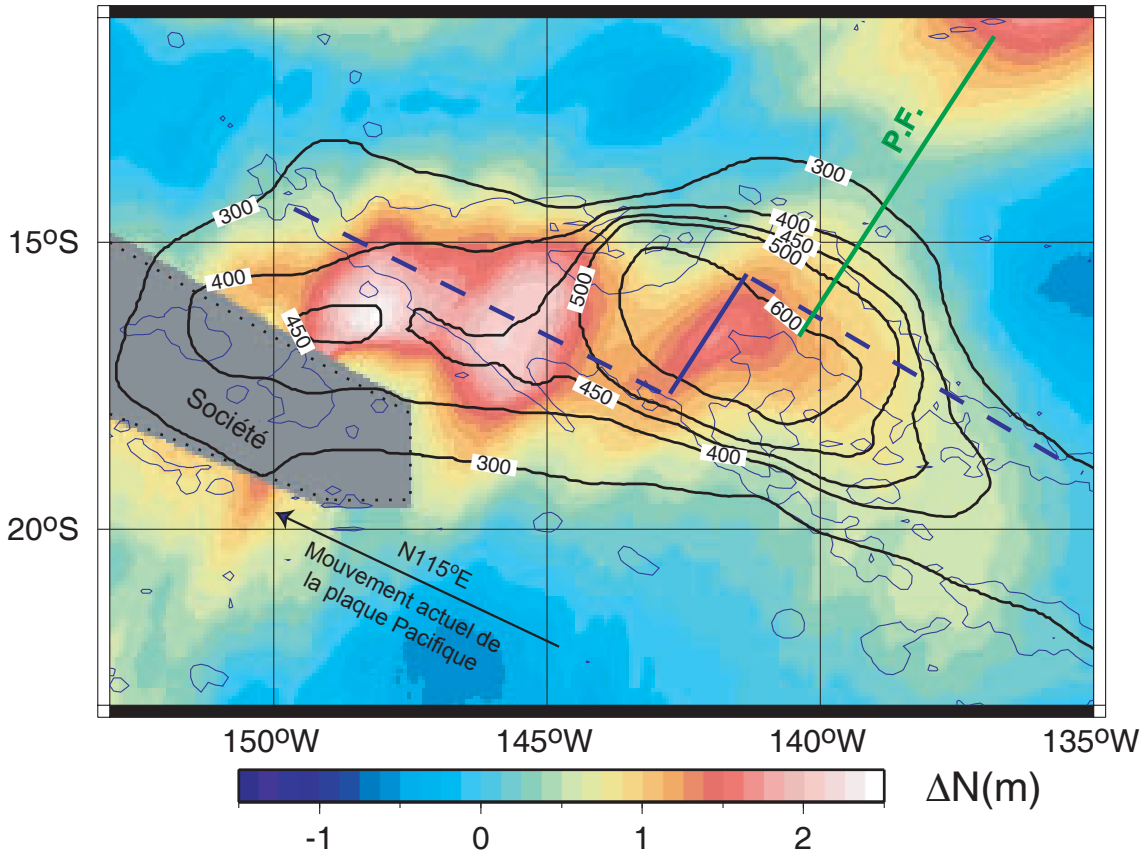

FIG. 5.28 – *Anomalie du géoïde pour les Tuamotu. L'isobathe 3000 m est reportée en bleu, ainsi que les deux segments suivant lesquels s'exprime le volcanisme. Les isovaleurs de l'anomalie de profondeur précédemment caractérisée sont reportées en noir. En vert est représenté l'ancien rift propagateur à l'origine d'une pseudo-faille sur le flanc nord et d'un rift avorté sur le flanc sud.*

5.3 Discussion

Une première remarque sur l'ensemble de cette étude est que le seul alignement qui présente un comportement 'classique' est l'alignement de la Société. Pour cet archipel, la trace du point chaud est parallèle à la direction du mouvement de la plaque et les âges du volcanisme augmentent de façon monotone vers le nord-ouest. Les anomalies topographiques et du géoïde se répartissent symétriquement par rapport à l'axe principal. La morphologie du bombement topographique est classique, avec une remontée importante du plancher océanique entre le maximum du bombement et l'âge 0 du volcanisme, qui sont séparés dans l'espace d'une centaine de kilomètres et dans le temps de 2 Ma. Au nord-ouest du maximum, le bombement subside selon la direction du mouvement de la plaque. Aucun phénomène superficiel ne semble venir perturber l'interaction du panache avec la lithosphère.

Le bombement topographique des Marquises possède quelques-unes de ces ca-

ractéristiques puisque la progression d'âges le long de cet archipel est régulière et que le bombement topographique s'étale symétriquement par rapport à l'axe principal, atteignant un maximum à 100 km du volcanisme le plus récent. Cependant, la direction de l'alignement ne correspond pas à la direction du déplacement de la plaque Pacifique et l'origine du bombement topographique ne peut être due à l'interaction 'classique' d'un panache avec la lithosphère. Un phénomène moins profond comme du sous-placage est alors invoqué (McNutt et Bonneville, 2000). Nous remarquons de plus une anomalie dans le géoïde qui n'est corrélée à aucune figure topographique, orientée suivant la direction N150°. Le phénomène à son origine a pu influencer la mise en place du volcanisme. Dans tous les cas, les observations indiquent la contribution de plusieurs phénomènes pour expliquer les anomalies topographiques et du géoïde.

Les études précédentes surestimaient l'amplitude des bombements liés aux points chauds car c'étaient des approches statistiques qui ne permettaient pas d'éliminer entièrement l'influence des édifices volcaniques. L'approche présentée ici est bien adaptée à la caractérisation des bombements locaux. En effet, bien que la longueur d'onde transversale des bombements varie du début à la fin de la chaîne, notre approximation ajuste bien le bombement existant, comme le démontrent les profils précédemment discutés. La contribution des volcans est efficacement éliminée, ce qui permet une bonne estimation de l'amplitude du bombement.

Les précédentes études supposaient également que les bombements liés aux points chauds étaient symétriquement répartis par rapport à l'axe principal. Nous avons vu qu'une telle hypothèse n'est pas justifiée sur les bombements du Pacifique Sud. De plus cette démarche ne fournit aucune information sur l'étalement transversal ou plus généralement sur la morphologie des bombements. Or cette dernière fournit des indices pour comprendre l'histoire tectonique de la région en permettant par exemple de délimiter les régions de transfert magmatique lithosphérique.

C'est le cas pour les Cook-Australes, où les anomalies mises en évidence indiquent des phénomènes beaucoup moins classiques à l'origine des bombements. Pour la partie sud de cet alignement, nous remarquons en effet que la distance entre le maximum du bombement et le volcanisme actif (le mont Macdonald) est de 500 km, soit une distance cinq fois supérieure à celle trouvée pour la Société et les Marquises. Plusieurs hypothèses pourraient expliquer cette différence : 1) Soit la morphologie du bombement associé à un point chaud est différente lorsque des phénomènes, autres que l'interaction 'classique' d'un panache avec la lithosphère sont à l'origine de la formation de la chaîne. Or, comme le montrent McNutt et al. (1997), la mise en place de l'alignement du Macdonald est contrôlée par des zones de faiblesse laissées dans la lithosphère par la chaîne Ngatemato (28-34 Ma), située 150 km au nord. Ce premier chargement aurait modifié de façon durable les contraintes dans la lithosphère et l'état mécanique des roches, et la remontée postérieure, responsable de la formation de l'alignement, aurait été préférentiellement canalisée par ces zones de faiblesse. 2) Soit le panache n'est plus assez fort depuis les derniers 3 Ma pour influencer la structure thermique de la lithosphère. Le magma continue quand-même de remonter, profitant des zones de faiblesse laissées dans la lithosphère par les chargements précédents (Ngatemato). Toute hypothèse doit être avancée avec précaution pour cette zone, puisque les anomalies

topographique et du géoïde mises en évidence indiquent la superposition de plusieurs phénomènes.

Pour les Cook, suivant les paramères de filtrage, un ou deux bombements topographiques apparaissent : un bombement de forme quasi-circulaire situé légèrement au sud de Rarotonga et un bombement centré sur Atiu-Mitiaro-Mauke. Cette morphologie paticulière nous conduit à soupçonner un transfert lithosphérique de magma à l'origine du second bombement. Cette hypothèse est confirmée par l'étude du géoïde. Ainsi, une partie de la source qui donne naissance à Rarotonga utilise les zones de faiblesse laissées dans la lithosphère par le chargement d'Atiu, Manuae, Mitiaro, Mauke et Aitutaki (phase à 8.5 Ma) pour s'exprimer à nouveau à Aitutaki [phase à 0.5 Ma, Turner et Jarrard (1982)].

La morphologie du bombement relatif à Rarotonga est également particulière puisque le bombement, de forme quasi-circulaire ne montre pas de subsidence suivant la direction du mouvement de la plaque. Ce bombement pourrait être dû à l'action d'un jeune panache qui vient d'atteindre la lithopshère. Cette hypothèse est cohérente avec les observations en surface : il n'y a pas d'autres volcans plus âgés associés à cette trace.

La zone des Cook-Australes se distingue puisqu'apparemment le contrôle lithosphérique joue un rôle majeur. Nous ne trouvons aucun bombement 'classique', dont la description corresponde à celle rapportée jusqu'à présent (Crough, 1983). Par contre il existe des alignements sans bombement topographique relatif comme l'alignement comprenant Raivavae, Tubuai et Rurutu, dont l'histoire tectonique implique la superposition de différentes phases de volcanisme.

L'étude de la corrélation existant entre l'anomalie topographique et celle du géoïde fournit des informations sur la profondeur de compensation. Le magma du panache, plus chaud que le milieu environnant et donc moins dense, fait remonter le plancher océanique de façon à obtenir un équilibre isostasique. Pour tous les archipels nous trouvons une profondeur de compensation de l'ordre de 50 km. Mais comme nous venons de le voir, la corrélation n'est pas toujours si évidente. Sur notre zone d'étude, plusieurs phénomènes se mélangent. Il est important de les isoler si nous voulons dégager des caractéristiques du panache à l'origine de l'alignement volcanique, comme la profondeur de compensation et/ou le flux de flottabilité. Les valeurs que nous trouvons pour la Société, le seul archipel qui réponde à une description 'classique', sont les seules à qui nous pouvons faire entièrement confiance. Bien que nous trouvions une valeur plus faible que les valeurs reportées jusqu'ici, le flux de flottabilité indique qu'un panache profond est à l'origine de cet alignement. Cette affirmation est en accord avec les résultats de Niu et al. (2002), qui montrent à partir des réflexions des ondes de cisaillement sur les discontinuités 410 et 660 km, que l'épaisseur de la zone de faible vitesse est plus faible de 25 km sur une zone dont le diamètre est inférieur à 500 km, située au sud-est de Tahiti.

TAB. 5.2 – Flux de flottabilité des points chauds

Hotspot	Flux,* $Mg.s^{-1}$	Fiabilité	Flux,† $Mg.s^{-1}$	Flux,♣ $Mg.s^{-1}$
Bermudes	1.1	bonne	1.5	
Bouvet	0.4	correcte		
Bowie	0.3	mauvaise	0.8	
Canaries	1.0	correcte		
Cap Vert	1.6	bonne	0.5	
Caroline	1.6	mauvaise		
Crozet	0.5	bonne		
Discovery	0.5	mauvaise	0.4	
Easter	3.3	correcte		
Fernando	0.5	mauvaise	0.9	
Galapagos	1.0	correcte		
Great Meteor	0.5	mauvaise	0.4	
Hawaii	8.7	bonne	6.2	
Hoggar	0.9	correcte	0.4	
Islande	1.4	bonne		
Juan de Fuca	0.3	correcte		
Juan Fernandez	1.6	mauvaise	1.7	
Kerguelen	0.5	mauvaise	0.2	
Louisville	0.9	mauvaise	3.0	
Macdonald	3.3	correcte	3.9	
Marquises	3.3	correcte	4.6	1.52 ± 0.05
Rarotonga[1]				0.06 ± 0.38
Rarotonga[2]				3.4 ± 2.8
Martin	0.5	mauvaise	0.8	
Meteor	0.5	mauvaise	0.4	
Pitcairn	3.3	correcte	1.7	
Réunion	1.9	bonne	0.9	
St. Helène	0.5	mauvaise	0.3	
Samoa	1.6	mauvaise		
San Felix	1.6	mauvaise	2.3	
Société	3.3	correcte	5.8	2.47 ± 0.09
Tasman, Central	0.9	mauvaise		
Tasman, East	0.9	mauvaise		
Tristan	1.7	correcte	0.5	
Yellowstone	1.5	correcte		

*(Sleep, 1990) ; †(Davies, 1988a) ;♣ cette étude ;

Chapitre 6

L'alignement Cook-Australes

6.1 Contexte géologique

6.1.1 Description de l'alignement

L'alignement des Cook-Australes (figure 6.1) est situé dans le Pacifique central sud. Nous avons vu dans le chapitre 2 qu'il est située sur le Superbombement du Pacifique (McNutt et Fischer, 1987), région présentant de nombreuses anomalies géophysiques : le plancher océanique y est anormalement peu profond compte tenu de son âge, le taux de volcanisme est très élevé (14% des points chauds actifs sont concentrés sur une zone couvrant moins de 5% de la surface du globe), les alignements de points chauds ont une durée de vie relativement courte ($\sim$ 10 Ma), les épaisseurs élastiques équivalentes de la lithosphère sont anormalement faibles, le géoïde présente une anomalie négative et les vitesses sismiques indiquent que cette région surplombe un manteau anormalement chaud.

L'alignement des Cook-Australes s'étend depuis l'atoll d'Aitutaki au nord-ouest de la chaîne (160°W-19°S) jusqu'au volcan sous-marin actif Macdonald (140°W-29°S) (Norris et Johnson, 1969), situé à l'extrémité sud-est, sur une bande de plus de 2200 km de long et de 240 km de large. L'alignement est composé de nombreux monts sous-marins, d'îles imergées et d'atolls orientés suivant la direction du mouvement actuel de la plaque Pacifique (N115°-120°E). La distribution des âges est complexe et n'augmente pas de façon continue monotone vers le nord-ouest comme pour Hawaii. Au moins trois points chauds sont nécessaires pour expliquer les âges du volcanisme aérien (Turner et Jarrard, 1982), la situation étant encore plus compliquée lorsqu'on considère les édifices sous-marins [McNutt et al. (1997) ; Dosso et Bonneville (communication personnelle) ; Bonneville et al. (2002)].

L'alignement est traversé par la zone de fracture des Australes entre les îles de Tubuai et Raivavae. La profondeur du plancher océanique sur lequel il est construit est de l'ordre de 4500 m pour des âges allant de 42 Ma au Macdonald jusqu'à plus de 100 Ma

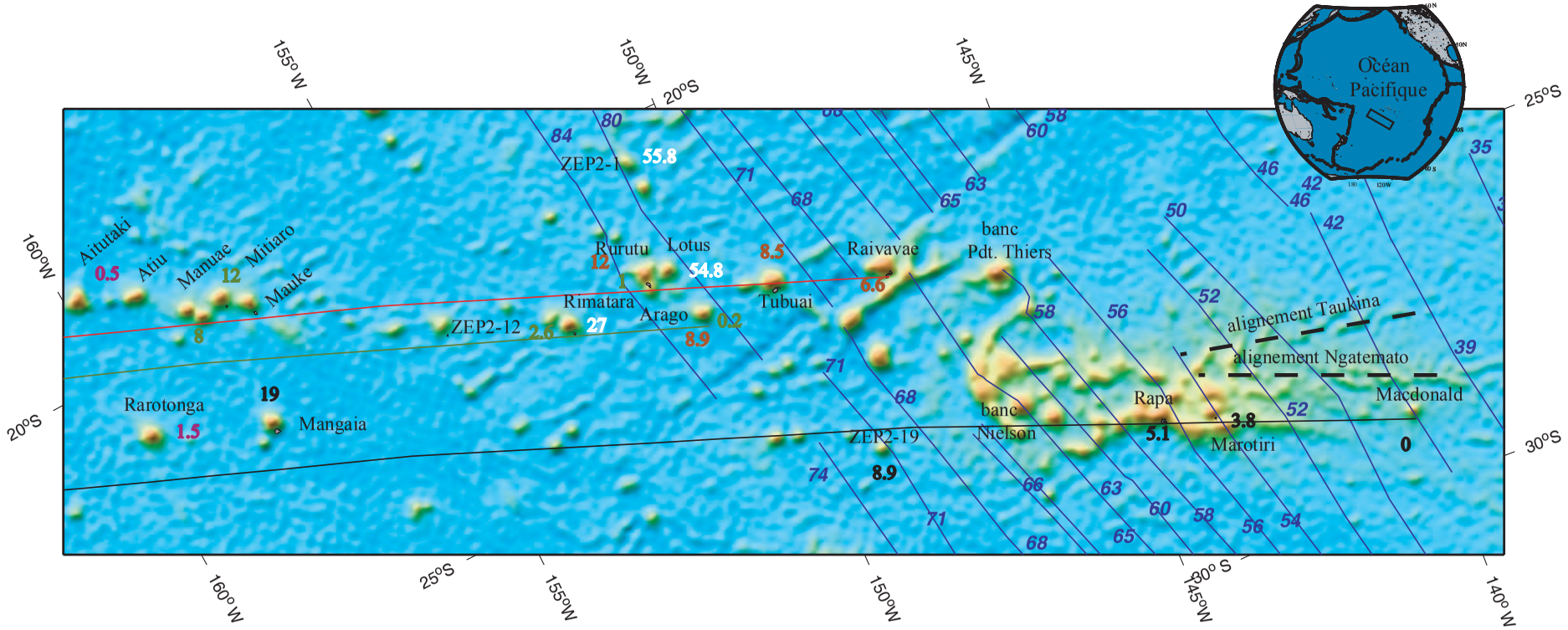

FIG. 6.1 – *Alignement des Cook-Australes sur fond bathymétrique. Les lignes bleues correspondent aux anomalies magnétiques de la croûte océanique et l'âge correspondant est également indiqué en bleu (en Ma). En noir, vert et rouge sont indiqués les traces des trois points chauds identifiés sur la zone (voir texte). Les âges du volcanisme rattaché à l'activité de ces points chauds sont indiqués suivant le même code de couleur. Les âges en blanc correspondent à des phases anciennes de volcanisme. Nous avons également représenté en pointillés les alignements Taukina et Ngatemato.*

au niveau d'Aitutaki [Mayes et al. (1990) ; Munschy (communication personnelle)]. Le plancher océanique est surélevé par rapport aux modèles de subsidence thermique en fonction de l'âge [Stein et Stein (1992), Parsons et Sclater (1977) ; voir chapitre 2]. Comme nous l'avons déjà montré dans le chapitre 2, l'alignement Cook-Australes se situe sur l'extrémité sud de la branche méridionale du Superbombement du Pacifique (McNutt et Fischer, 1987). L'anomalie de profondeur relative au Superbombement est de l'ordre de 100 m sur cette chaîne (120 m si l'on se réfère au modèle de subsidence thermique GDH1 (Stein et Stein, 1992) et de 90 m si l'on considère le modèle PSM (Parsons et Sclater, 1977)).

La morphologie et la géométrie de la chaîne suggèrent l'existence de deux alignements parallèles [Jarrad et Clague (1977) ; Barsczus et Liotard (1985) ; Baudry et al. (1988)] suivant la direction de la plaque Pacifique : l'alignement nord s'étirant du groupe Aitutaki-Mauke jusqu'au Raivavae et comprenant les îles Australes (Rimatara, Rurutu et Tubuai) ; l'alignement sud commençant à Rarotonga, passant par Mangaia, Annie, Rapa et Marotiri et se terminant au volcan sous-marin actif Macdonald.

Les datations dont on dispose actuellement (résumées dans le tableau 6.1) indiquent l'activité d'au moins 2 points chauds sur la branche nord. Les âges du volcanisme sont rappportés sur la figure 6.1. Une valeur moyenne a été retenue pour chaque édifice, à moins que deux épisodes de volcanisme distincts n'aient été identifiés. Compte tenu des deux phases de volcanisme détectées sur Rurutu (Duncan et McDougall, 1976), l'hypothèse d'un autre point chaud a longtemps été avancée (Turner et Jarrard, 1982). Grâce à de nouvelles données collectées lors de la campagne ZEPOLYF2 menée sur la partie nord des Australes en juillet-août 1999, Bonneville et al. (2002) mettent en évidence le point chaud manquant. Il s'agit du mont Arago, daté à 0.2 Ma, situé à 50 km au sud-est de Rurutu et dont le sommet culmine à moins de 30 m en-dessous du niveau de la mer.

Les datations confirment l'existence des deux traces de point chaud pour l'alignement nord. Nous les appellerons par la suite jeune Rurutu et vieux Rurutu (respectivement en vert et rouge sur la figure 6.1). La trace vieux Rurutu inclut les îles Rurutu (phase à 12 Ma) Tubuai et Raivavae et les monts sous-marins Arago (phase à 8.7 Ma) et ZEP2-7, situé au nord-ouest de Rurutu. La trace point chaud jeune Rurutu inclut les monts Arago et ZEP2-12 (petit mont à l'ouest de Rimatara) et l'île de Rurutu (phase à 1 Ma).

Les analyses géochimiques menées par Dosso (communication personnelle) (figures 6.2 et 6.3) montrent une homogéneité des rapports isotopiques suivant les deux traces de point chaud mises en évidence sur l'alignement nord. Les anciennes analyses (Dostal et al., 1998; Vidal et al., 1984) avaient mis en évidence un pôle HIMU représenté à Mangaia, Tubuai et vieux Rurutu, caractérisé par un Os très radiogénique et des rapports isotopiques du Pb similaires, notamment de forts rapports $^{206}Pb/^{204}Pb$. Les nouvelles analyses (Dosso et Bonneville, communication personnelle) montrent que Mangaia est le seul représentant HIMU. Tubuai et Rurutu (12 Ma) ainsi que les autres volcans appartenant à la trace vieux Rurutu (Raivavae, Arago (8.9 Ma) et ZEP2-7) montrant un comportement moins extrême. Le taux $^{206}Pb/^{204}Pb$ (figure 6.2)

TAB. 6.1 – Ages du volcanisme dans l'alignement Cook-Australes

mont	âge (Ma)	référence
Macdonald	0	(Norris et Johnson, 1969; Talandier et Okal, 1984)
Ra	29.	(McNutt et al., 1997)
Marotiri	39.6	(McNutt et al., 1997)
	3.75	(McNutt et al., 1997)
Rapa	4.6	(Diraison, 1991)
	5.1	(Diraison, 1991)
Banc Neilson	40.4	(Hildenbrandt, communication personnelle)
ZEP2-26	27.6	(Hildenbrandt, communication personnelle)
Président Thiers	4	(Hildenbrandt, communication personnelle)
ZEP2-19	8.9	(Hildenbrandt, communication personnelle)
Raivavae	6.5	(Hildenbrandt, communication personnelle)
	33	(Hildenbrandt, communication personnelle)
	6.5	(Duncan et McDougall, 1976)
	6.7	(Diraison, 1991)
Tubuai	9.3	(Duncan et McDougall, 1976)
	7.7	(Diraison, 1991)
	9.9	(Diraison, 1991)
Arago	0.23	(Hildenbrandt, communication personnelle)
	8.9	(Hildenbrandt, communication personnelle)
Lotus	54.8	(Hildenbrandt, communication personnelle)
ZEP2-8	1-12 ?	(Hildenbrandt, communication personnelle)
Rurutu	12.0	(Duncan et McDougall, 1976)
	1.1	(Turner et Jarrard, 1982)
	9.9	(Matsuda et al., 1984)
	0.7	(Matsuda et al., 1984)
	1.7	(Diraison, 1991)
	11.0	(Diraison, 1991)
ZEP2-7	12.2	(Hildenbrandt, communication personnelle)
ZEP2-12	2.6	(Hildenbrandt, communication personnelle)
	2.6	(Hildenbrandt, communication personnelle)
Mangaia	18.9	(Turner et Jarrard, 1982)
	21.9	(Turner et Jarrard, 1982)
Mauke	5.5	(Turner et Jarrard, 1982)
Mitiaro	12.3	(Turner et Jarrard, 1982)
Atiu	8.6	(Turner et Jarrard, 1982)
	10.3	(Turner et Jarrard, 1982)
Rarotonga	1.6	(Turner et Jarrard, 1982)
Aitutaki	1.2	(Turner et Jarrard, 1982)
	3.6	(Turner et Jarrard, 1982)
	8.2	(Turner et Jarrard, 1982)

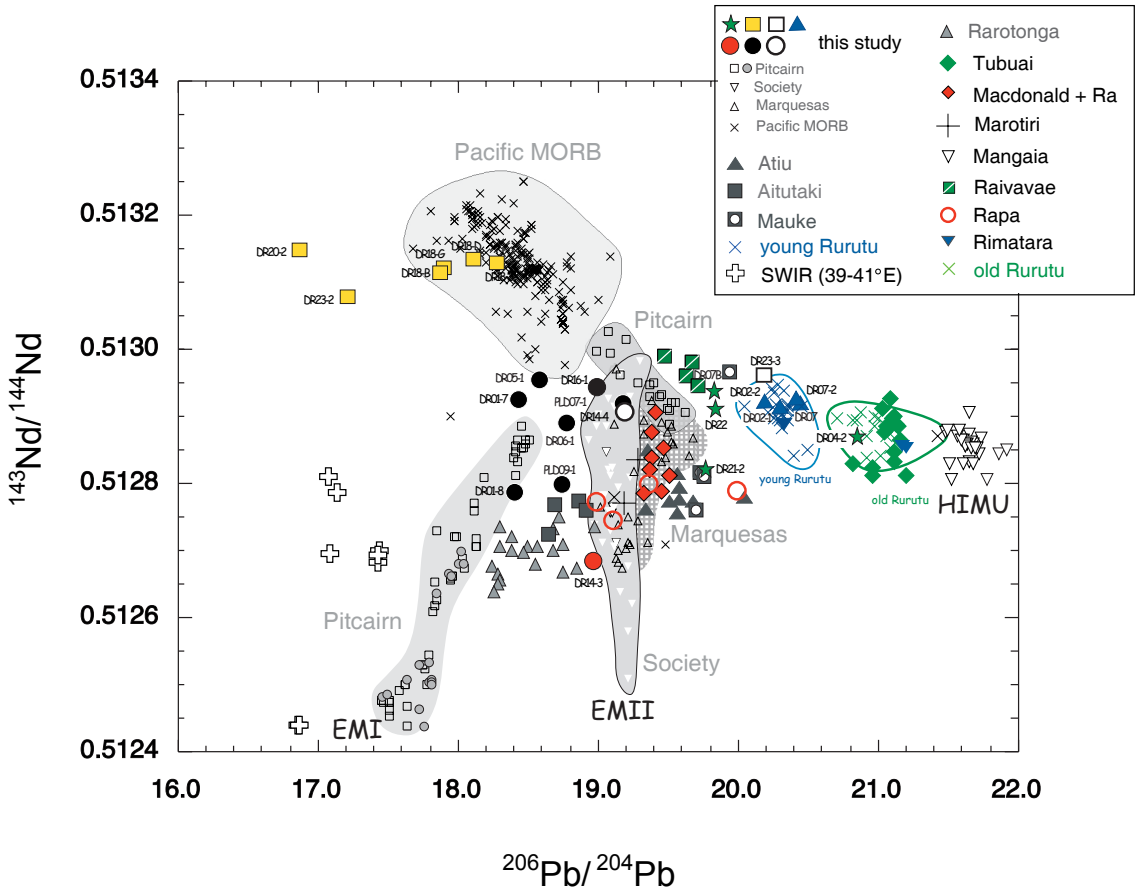

FIG. 6.2 – *Diagramme montrant les rapport isotopiques* $^{143}Nd/^{144}Nd$ *en fonction de* $^{206}Pb/^{204}Pb$. *Ces valeurs correspondent à une compilation globale menée par Dosso et Bonneville (communication personnelle) à laquelle ils ont intégré des nouvelles données acquises pendant la campagne ZEPOLYF2 (Bonneville, 2001).*

caractérisant cette trace y est effectivement fort ainsi que les taux $^{207}Pb/^{204}Pb$ et $^{208}Pb/^{204}Pb$ mais restent moins extrêmes qu'à Mangaia. Cette trace est également caractérisée par un taux $^{143}Nd/^{144}Nd$ intermédiaire et un faible taux $^{87}Sr/^{86}Sr$ (figures 6.2 et 6.3).

La trace jeune Rurutu [Arago (0.2 Ma), Rurutu (1 Ma) et ZEP2-12 (2.6 Ma)] présente des rapports isotopiques $^{206}Pb/^{204}Pb$ (figure 6.2), $^{208}Pb/^{204}Pb$ et $^{207}Pb/^{204}Pb$ un peu plus faibles que ceux de la trace vieux Rurutu. Le taux $^{143}Nd/^{144}Nd$ reste intermédiaire et $^{87}Sr/^{86}Sr$ faible (figures 6.2 et 6.3).

L'alignement du Macdonald montre des âges divergents (0-5 Ma et 29-32 Ma) et au moins deux phases de volcanisme sont requises pour expliquer l'évolution des âges observée. Comme le suggèrent McNutt et al. (1997), la chaîne peut avoir réactivé d'anciens volcans. Le panache qui s'exprime actuellement au Macdonald serait responsable de la phase la plus récente détectée à Marotiri (4 Ma), de la formation de Rapa, de ZEP2-19 et Mangaia. Ces volcans se seraient mis en place sur une lithosphère ayant déjà été chargée par Ra (29 Ma), Marotiri (phase à 32 Ma) et le banc Neilson (40 Ma).

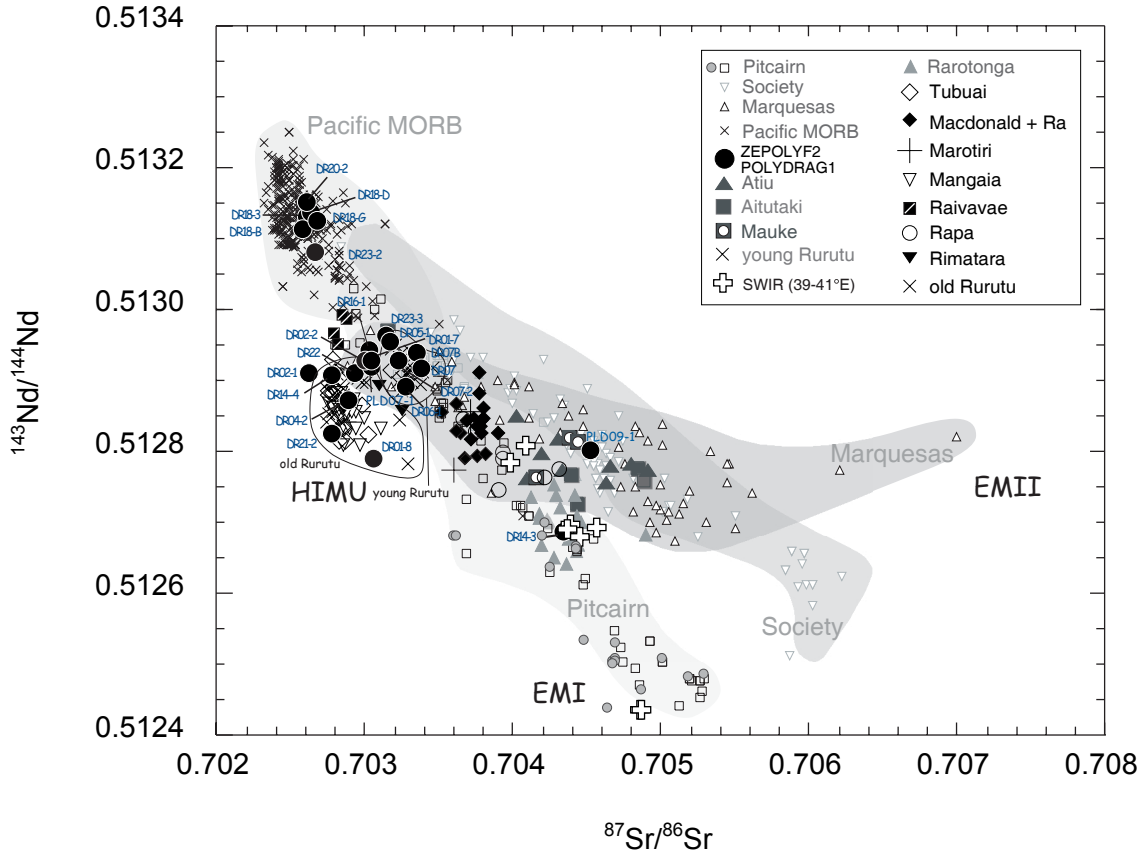

FIG. 6.3 – *Diagramme montrant les rapport isotopiques* $^{143}Nd/^{144}Nd$ *en fonction de* $^{87}Sr/^{86}Sr$. *Ces valeurs correspondent à une compilation globale menée par Dosso et Bonneville (communication personnelle) à laquelle ils ont intégré des nouvelles données acquises pendant la campagne ZEPOLYF2 (Bonneville, 2001).*

Les analyses isotopiques montrent une plus grande hétérogéneité sur cette trace. Mangaia a en effet une signature extrême du type HIMU (Chauvel et al., 1992) tandis que la signature chimique des volcans Macdonald, Marotiri, Rapa et ZEP2-19 est caractérisée par des rapports $^{206}Pb/^{204}Pb$, $^{207}Pb/^{204}Pb$ et $^{143}Nd/^{144}Nd$ intermédiaires et un faible taux $^{87}Sr/^{86}Sr$ (figures 6.2 et 6.3).

En ce qui concerne Rarotonga, ni l'âge observé (1 Ma) ni les analyses isotopiques ne permettent de la relier aux autres traces. La tendance exprimée uniquement à Rarotonga est caractérisée par un Os peu radiogénique et des compositions isotopiques Sr, Nd, Pb intermédiaires. Cette signature peut refléter le recyclage d'une vieille lithosphère continentale (Schiano et al., 2001).

Ce panache isolé responsable de la formation de Rarotonga pourrait avoir utilisé les zones de faiblesse d'une lithosphère chargée à plusieurs reprises, pour s'exprimer également sur Aitutaki où la présence de basaltes frais (0.5 Ma) a été rapportée (Turner et Jarrard, 1982). Cette hypothèse a déjà été avancée dans le chapitre 3 lors de l'étude de la morphologie des bombements locaux et semble en accord avec les analyses isotopiques (voir figures 6.2 et 6.3) où les échantillons d'Aitutaki se rapprochent de la tendance

Rarotonga.

Les observations effectuées sur la chaîne des Cook-Australes peuvent donc être expliquées par l'existence des trois traces de point chaud mises en évidence par Bonneville et al. (2002). L'évolution des âges est cohérente avec l'hypothèse de point chaud et les rapports isotopiques montrent une certaine homogénéité sur les trois traces. Ainsi l'hypothèse selon laquelle le changement brusque qui s'est produit il y a 6 Ma lors du passage du panache en-dessous de la Zone de Fracture des Australes qui aurait modifié le régime thermique (Woodhead, 1996) est infirmée et le nouveau scénario confirme l'hypothèse de Nakamura et Tatsumoto (1988) selon laquelle la discontinuité observée entre Rapa et Raivavae serait due à la présence d'un second ou de plusieurs panaches.

Bien qu'une certaine homogénéité soit rapportée suivant les trois traces, d'importantes hétérogénéités sont à noter à l'échelle des édifices. En effet, les deux phases détectées au nord (vieux et jeune Rurutu) se superposent sur plusieurs édifices (Rurutu, Arago et ZEP2-7). De très vieux édifices existent aussi bien sur les traces nord où Lotus, situé à proximité de Rurutu, est daté à 54.8 Ma qu'au sud où l'on trouve Marotiri (daté à 32 Ma), Neilson (40 Ma) et ZEP2-26 (28 Ma).

La superposition des différentes phases de volcanisme pourrait venir du fait que la lithosphère est affaiblie par un premier épisode de volcanisme qui modifie de façon durable la distribution des contraintes et fragilise les matériaux. Le volcanisme postérieur emprunte alors le chemin préférentiel créé par ce premier épisode de volcanisme. Le mécanisme de contôle lithosphérique a déjà été proposé par McNutt et al. (1997) pour expliquer les observations faites sur deux chaînes situées au nord-est de l'alignement du Macdonald.

6.1.2 Les chaînes Ngatemato et Taukina

McNutt et al. (1997) mettent en évidence l'existence de deux chaînes supplémentaires au nord-est de l'alignement du Macdonald : Taukina et Ngatemato. Ngatemato est l'alignement le plus ancien (28-34 Ma) et il faudrait plusieurs panaches pour rendre compte des âges observés. Il s'étire suivant la direction du mouvement actuel de la plaque Pacifique, 50 km au nord de l'alignement du Macdonald. Il a été entraîné vers le bas par la flexure engendrée lors du chargement de l'alignement du Macdonald.

L'alignement Taukina (20 Ma) s'étire à 100-150 km au nord des deux précédents alignements. Il semble posé sur l'arc flexural de l'alignement du Macdonald. Sa direction est donc plus oblique puisque la position du rebond flexural migre lorsque l'épaisseur élastique augmente vers le sud-est.

McNutt et al. (1997) proposent un mécanisme causal pour rendre compte de l'association spatiale des trois chaînes. Taukina se serait alors mis en place sur le rebond flexural de la chaîne Ngatemato puisque la contrainte d'extension dans la partie supérieure de la plaque facilite l'épanchement magmatique ou constitue un piège structural pour le magma moins dense (Sleep, 1997). L'emplacement du volcanisme le plus

récent est donc contrôlé par les contraintes laissées dans la lithosphère par les anciennes phases de volcanisme. Il est fort probable qu'un tel mécanisme soit également responsable des superpositions observées sur la partie nord des Australes.

6.1.3 Etat de la lithosphère

On a longtemps attribué à l'ensemble de la Polynésie Française des valeurs anormalement faibles de l'épaisseur élastique (Watts, 1978; Calmant et Cazenave, 1987; Calmant, 1987) compte tenu de l'âge de la lithosphère au moment du chargement. En effet, comme nous l'avons déjà vu dans le chapitre précédent, l'épaisseur de la partie élastique de la lithosphère croît avec l'âge de la plaque au moment du chargement t [$T_e = 2.7 \pm 0.15t^{1/2}$, Calmant et Cazenave (1987)] et correspond approximativement à l'isotherme 450°C. McNutt et Fischer (1987) attribuent ces faibles valeurs de T_e à l'emplacement des archipels sur le Superbombement du Pacifique et les expliquent par une origine thermique. Une lithosphère amincie ($\sim$ 70 km) (en opposition avec l'épaisseur de 125 km proposée par Parsons et Sclater (1977)) rendrait ainsi compte des observations. Mais tout phénomène d'amincissement lithosphérique devrait être accompagné d'une augmentation du flux de chaleur, or celui-ci présente des valeurs normales dans la région.

Certaines des valeurs anormalement faibles de l'épaisseur élastique ont cependant été expliquées par la mauvaise qualité des données bathymétriques à partir desquelles les épaisseurs élastiques ont été estimées. Ainsi, des valeurs anormalement faibles de T_e sont trouvées à partir de la bathymétrie monofaisceaux ou des grilles interpolées (McNutt et Menard, 1978; Cazenave et al., 1980; Calmant et Cazenave, 1987; Calmant, 1987) alors qu'à partir de la bathymétrie multifaisceaux des valeurs normales de T_e sont rapportées pour la Société, les Marquises et les Tuamotu (Filmer et al., 1993; Sichoix, 1997) ainsi que pour l'alignement du Macdonald et les chaînes volcaniques Ngatemato et Taukina, situées au nord de l'alignement du Macdonald (McNutt et al., 1997). Cependant, même avec une bathymétrie de bonne qualité certaines valeurs de T_e restent anormalement faibles (Goodwillie, 1993; Sichoix, 1997).

Une compilation des résultats les plus récents est montrée sur la figure 6.4 Les valeurs des Australes restent anormalement faibles, au-dessus de l'isotherme 300°C. Cette observation pourrait s'expliquer par la superposition de plusieurs phases de volcanisme. L'épaisseur élastique observée est une moyenne pondérée de l'épaisseur élastique de la lithosphère correspondant à chaque chargement (McNutt, 1998; Goodwillie, 1993). Durant la phase la plus ancienne d'activité, les volcans ne chargent pas une plaque amincie mais se mettent en place sur une lithosphère relativement jeune (Goodwillie, 1993) alors que les âges rapportés correspondent au dernier événement volcanique (McNutt, 1998).

Nous allons maintenant voir quelles informations apporte la nouvelle étude des épaisseurs élastiques que nous proposons ici. Dans un premier temps, nous allons décrire les données utilisées.

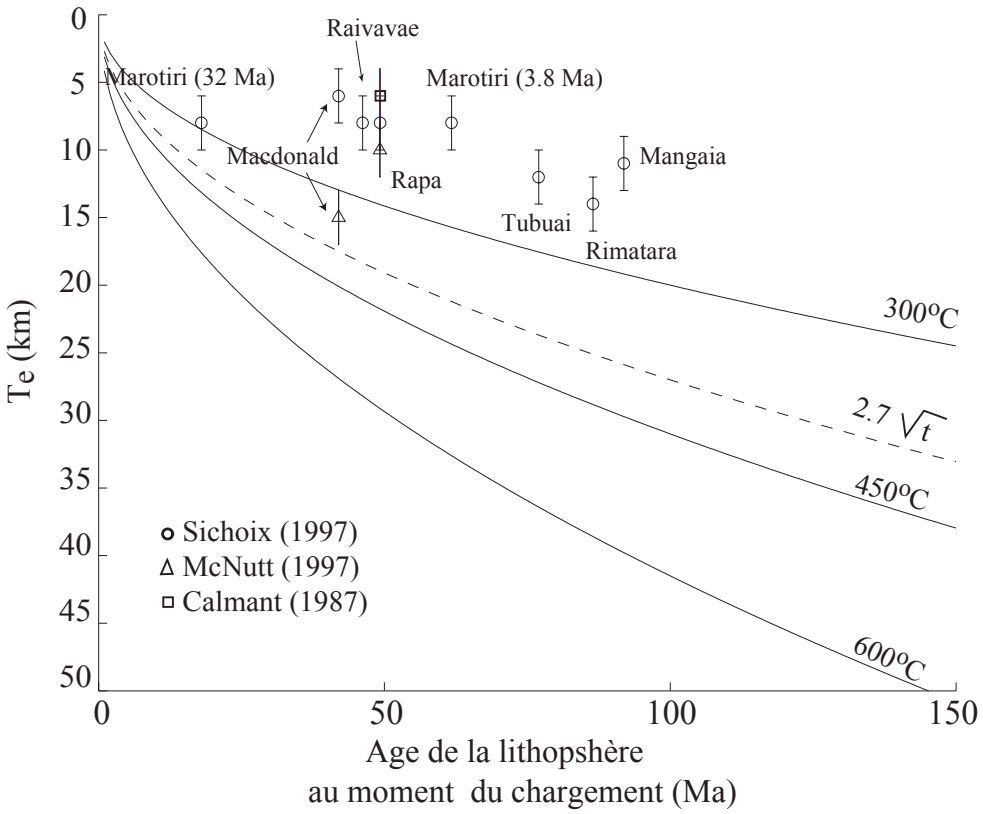

FIG. 6.4 – *Synthèse des épaisseurs élastiques déterminées pour les Cook-Australes par différents auteurs. Les épaisseurs élastiques sont représentées en fonction de l'âge de la lithosphère au moment du chargement. Les courbes théoriques (les isothermes 300, 450 et 600° C) y sont également représentées ainsi que la courbe empirique* ($2.7\sqrt{t}$).

6.2 Nouvelles données

Peu de données étaient disponibles jusqu'à présent sur la région nord des Australes et les résultats des études menées sur la zone étaient assortis de grandes incertitudes (Watts et Ribe, 1984). En juillet-août 1999, la campagne ZEPOLYF2 menée à bord du navire océanographique l'Atalante (Bonneville, 2001) a permis la cartographie complète de plus de 30 monts sous-marins (bathymétrie multifaisceaux, gravimétrie, datations K-Ar et magnétisme). Nous allons voir maintenant comment ces données ont été utilisées pour cartographier l'épaisseur élastique de la région.

6.2.1 Données bathymétriques

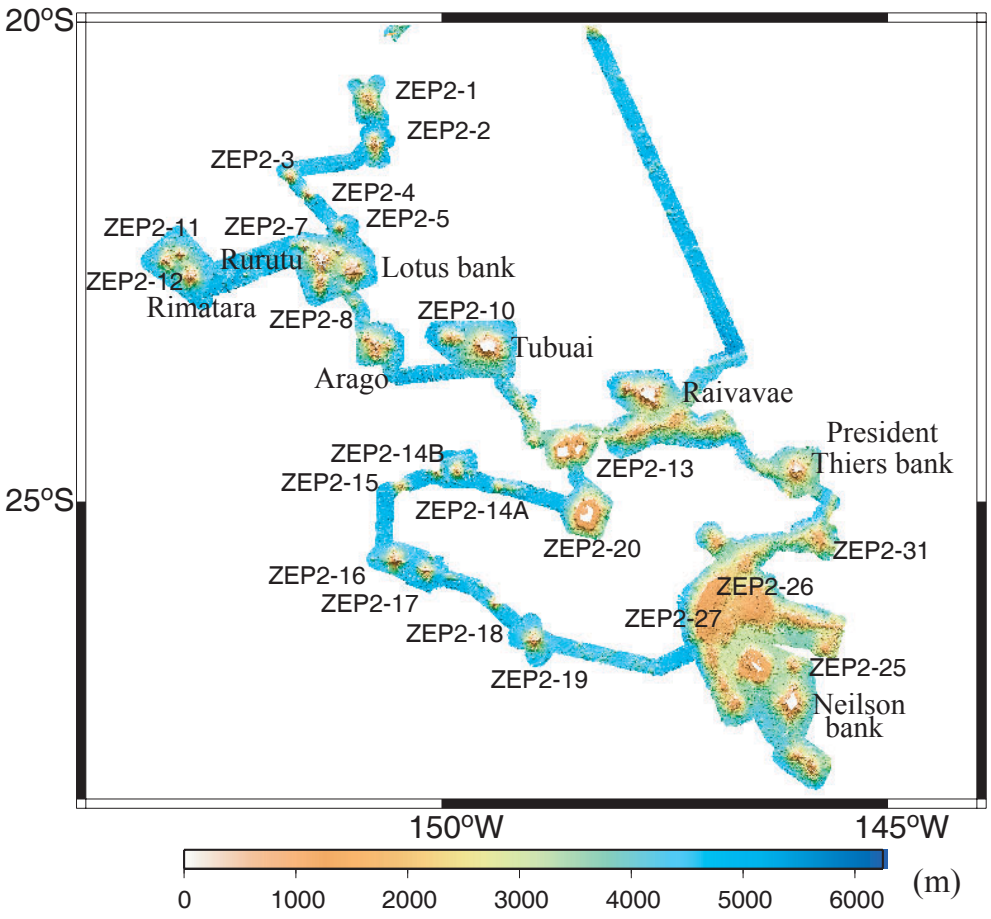

FIG. 6.5 – *Couverture multifaisceaux réalisée pendant la campagne ZEPOLYF2 (Bonneville, 2001).*

Le navire océanographique l'Atalante est équipé d'un sonar multifaisceaux SIMRAD EM12 (Dual). Les fréquences employées sont autour de 13 kHz. La figure 6.5 montre la couverture bathymétrique réalisée.

Les grilles bathymétriques que nous avons utilisées dans notre étude sont élaborées uniquement à partir des données multifaisceaux. En dehors de la couverture multifaisceaux, on impose la profondeur régionale et sur les îles, la grille est complétée grâce aux données aquises à terre. Les grilles sont interpolées à pas constant avec les fonctions 'blockmedian' et 'surface' de GMT (Wessel et Smith, 1991) suivant la projection Mercator. Le pas d'échantillonnage dépend de la morphologie et de la taille du mont étudié. Plus l'édifice est petit et de morphologie escarpée, plus la précision requise pour son étude est importante donc plus fin sera le pas.

6.2.2 Données gravimétriques

Les mesures gravimétriques suivent la même trajectoire. Cela permettra d'éviter lors des calculs de faire d'extrapolation sur la forme du mont comme l'ont déjà fait Watts et Ribe (1984). La gravimétrie a été enregistrée par un gravimètre BODENSEE WERK KSS 30.

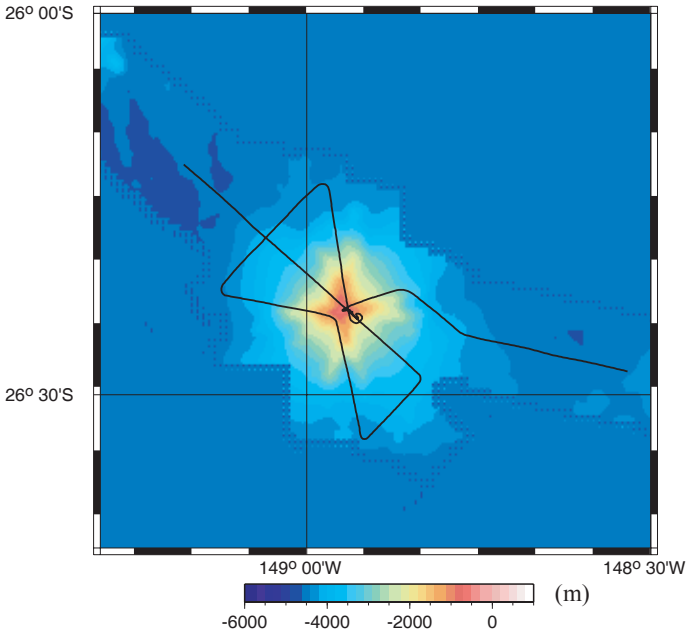

FIG. 6.6 – *Bathymétrie du mont ZEP2-19. La trace du bateau est représentée en noir.*

La différence entre l'AAL (Anomalie à l'Air Libre) déduite du modèle et l'AAL observée est calculée le long des profils. Dans notre étude nous utiliserons uniquement l'AAL enregistrée suivant ces profils. Elle est en effet beaucoup plus précise que les grilles d'anomalie gravimétrique obtenues grâce aux mesures par satellite (Sandwell et Smith, 1997) et lorsque nous intégrons les nouvelles données à la grille satellite, les résultats restent encore insatisfaisants. Ceci est illustré pour le mont ZEP2-19. Dans la figure 6.7, nous montrons en trait fin l'AAL enregistrée suivant la trace que le bateau a suivie lors de l'étude de ce mont (figure 6.6) et en trait gras, l'AAL extraite de la grille satellite (Sandwell et Smith, 1997) après interpolation suivant cette même trace. La longueur d'onde obtenue à partir de la grille est sous-estimée près de la base de l'édifice

suivant le segment AB et surestimée suivant le segment BC. L'amplitude maximale obtenue à partir de la grille est de 110 mGal alors que sur la trace on a un maximum de 170 mGal, soit une différence de 30%. Même en intégrant les données bateau à la grille, le résultat n'est pas entierement satisfaisant (en pointillés sur la figure 6.7). L'EQM (Ecart Quadratique Moyen : la différence entre l'AAL calculée et mesurée au sens des moindres carrées) sera donc calculé le long de la trace du bateau. Dans les exemples qui vont suivre, nous préciserons à chaque fois la portion du profil suivant laquelle l'EQM est calculée.

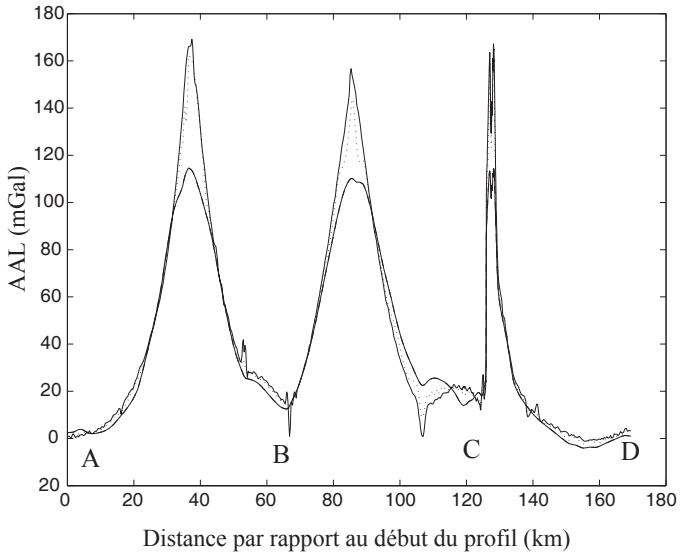

FIG. 6.7 – *En trait fin : AAL enregistrée suivant la trace du bateau pour l'édifice ZEP2-19 (figure 6.6) ; en trait gras : AAL extraite de la grille satellite (Sandwell et Smith, 1997) suivant cette même trace ; en pointillés : AAL extraite d'une grille à laquelle ont été intégrées les nouvelles données gravimétriques.*

Magnétisme

Les anomalies magnétiques ont été enregistrées par un magnétomètre Barringer. La compilation faite par Munschy donne des âges du plancher océanique s'étalant entre 35 Ma et 84 Ma (figure 6.8). Entre les isochrones qu'il a déterminées, nous procédons à une interpolation (grâce à un programme qui décompose en quadrilatères réguliers l'espace entre deux isochrones), de façon à obtenir une grille régulière.

Les enregistrements des anomalies magnétiques fournissent également de précieux indices sur l'âge du volcanisme en donnant un enregistrement du champ magnétique au moment de l'éruption. Pour plus de détails sur les données (cartes des anomalies magnétiques relatives à chaque édifice, sismique rapide, sondeur de sédiments 3.5 kHz, imagerie accoustique et océanographie physique) se rapporter à Bonneville (2001).

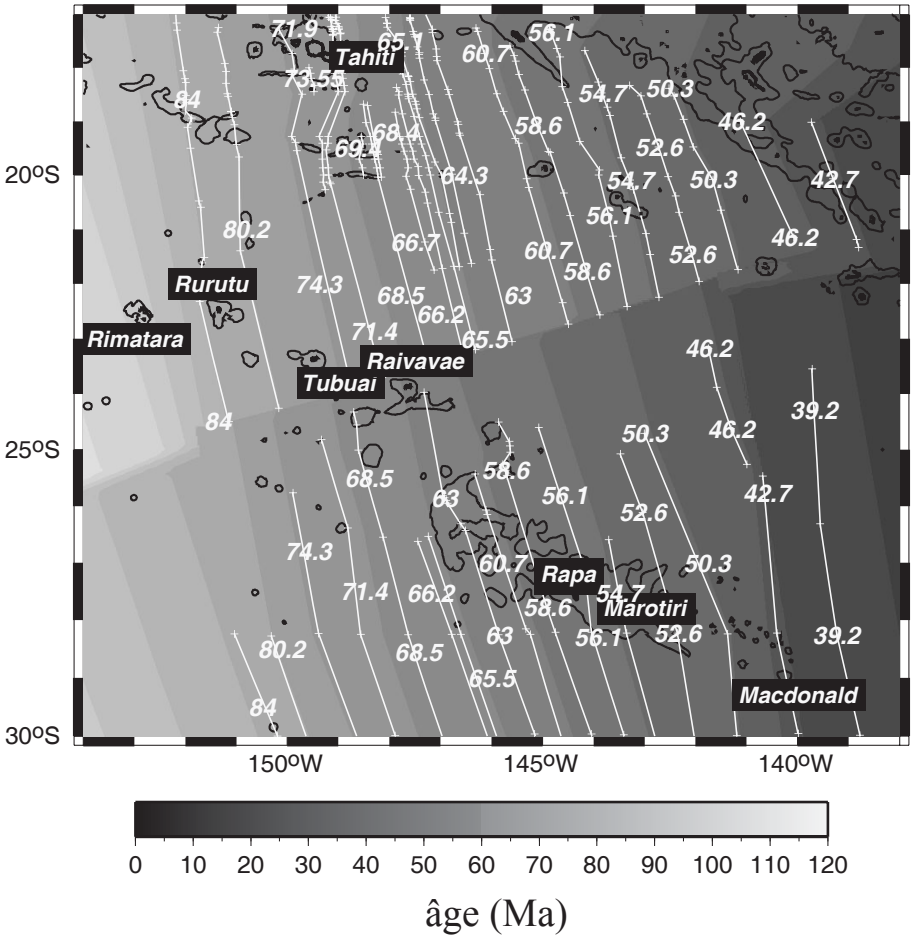

FIG. 6.8 – *Age du plancher océanique : nouvelle synthèse utilisant les anomalies magnétiques pointées par Munschy (communication personnelle) représentées en blanc.*

6.3 Epaisseurs élastiques

6.3.1 Calcul de l'EQM

Pour déterminer l'épaisseur élastique, nous calculons à partir de la bathymétrie l'AAL causée par le chargement de la lithosphère, celle-ci étant considérée comme une mince plaque élastique d'épaisseur T_e. Un tel modèle, où l'on supppose que la croûte a une structure monocouche, est illustré sur la figure 6.9. La lithosphère se flexure en réponse à la charge appliquée. L'AAL donnée par le modèle est la somme des effets des contrastes de densité se produisant au niveau du plancher océanique où la charge volcanique de densité ρ_v remplace l'eau de mer (de masse volumique ρ_e) et à la base de la croûte, où en raison de la flexure celle-ci remplace une partie du manteau (de masse volumique ρ_m).

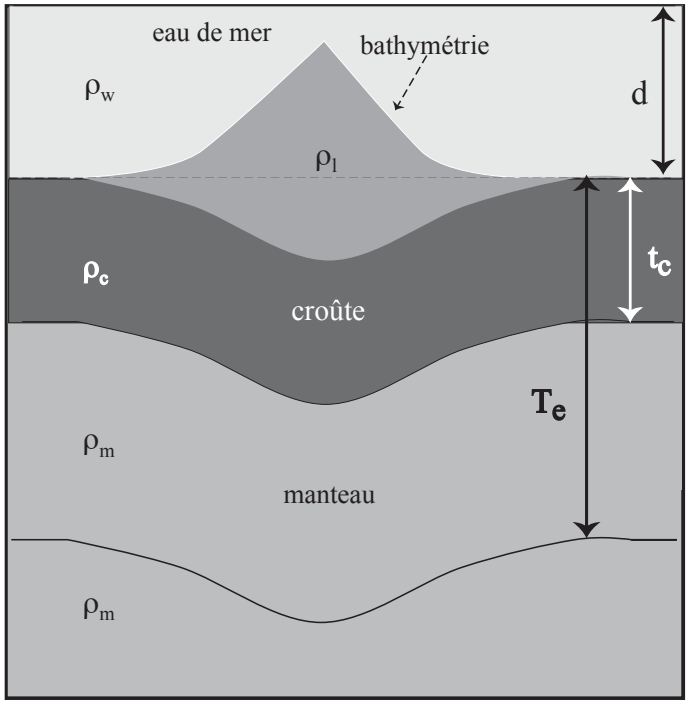

FIG. 6.9 – *Modèle de compensation régionale où l'on attribue à la croûte une structure monocouche. La signification et la valeur des variables sont présentées dans le tableau 6.2.*

L'AAL est donc la somme des effets dus aux différents sauts de densité. Parker (1972) montre qu'un saut de densité $\Delta\rho$ à une interface de géométrie $b(x)$ située à une profondeur d du point de mesure, créé une anomalie gravimétrique qui peut s'écrire sous la forme

$$\Delta G(k) = 2\pi G \Delta\rho e^{-kd} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k^{n-1}}{n!} TF(b^n(x)) \tag{6.1}$$

où $G(k)$ est la transformée de Fourier de l'anomalie gravimétrique et G la constante

TAB. 6.2 – Valeurs des paramètres utilisés dans le modèle

G	constante de la gravitation universelle	6.673 10^{-11} m^{-3} kg^{-1} s^{-2}
g	accélération de la pesanteur	9.81 m s^{-2}
E	Module de Young	70 GPa
σ	coefficient de Poisson	0.25
d	profondeur régionale	4000-5000 m
T_c	épaisseur de la croûte	6000 m
ρ_e	densité de l'eau de mer	1030 kgm^{-3}
ρ_c	densité de la croûte	2900 kgm^{-3}
ρ_m	densité du manteau	3500 kgm^{-3}
ρ_l	densité de la charge volcanique	paramètre du modèle
T_e	épaisseur élastique apparente	paramètre du modèle

de gravitation universelle et n, l'ordre du développement.

Pour la plupart des édifices que nous avons étudiés, le calcul de l'AAL nécessite un développement de la série de Parker jusqu'à l'ordre 6. Ceci est illustré sur la figure 6.10 où nous avons rapporté en noir l'AAL observée sur le mont ZEP2-19 (suivant la trace déjà montrée sur la figure 6.6). Le mont ZEP2-19 est un édifice de diamètre$\sim$50 km et de morphologie relativement escarpée. En bleu et en rouge sont montrées les AAL calculées respectivement avec des développements de la série de Parker jusqu'à l'ordre 1 et 6 avec une même épaisseur élastique (T_e=10 km). L'amplitude obtenue avec l'ordre 6 est de 160 mGal alors qu'à l'ordre 1 nous obtenons seulement 110 mGal, ce qui fait une différence de 31%.

Les valeurs utilisées dans le modèle sont résumées dans le tableau 6.2. En pratique on fait varier les paramètres du modèle qui sont la masse volumique de la charge et l'épaisseur élastique et nous regardons les valeurs pour lesquelles l'EQM est minimisé. On montre par exemple sur la figure 6.11 le résultat obtenu sur le mont ZEP2-19 en ayant fait varier la masse volumique de la charge de 2600 $kg.m^{-3}$ à 3000 $kg.m^{-3}$ et l'épaisseur élastique de 6 à 14 km. Nous voyons que l'EQM est minimisé pour des masses volumique entre 2750 $kg.m^{-3}$ et 2850 $kg.m^{-3}$ et pour des épaisseurs élastiques comprises entre 7.5 et 10.5 km. Le minimum observé dans l'EQM donne uniquement une indication sur les paramètres ρ_v et T_e. Après les avoir déterminés, il faut regarder le résultat suivant les profils pour voir comment l'AAL prédite par le modèle ajuste l'AAL observée et quels paramètres changer pour améliorer l'ajustement. Nous avons supprimé par exemple certaines portions de l'AAL observée qui n'étaient jamais ajustées par le modèle élastique quels que soient les paramètres utilisés et qui pourraient être dues à d'autres phénomènes tels des charges internes. Dans nos calculs, nous avons pris soin d'isoler les monts étudiés de l'influence des autres édifices en appliquant des masques. Les résultats présentés ici ont été obtenus après avoir testé plusieurs tailles et pas de grilles.

Nous allons par la suite présenter quelques exemples de calcul afin de montrer

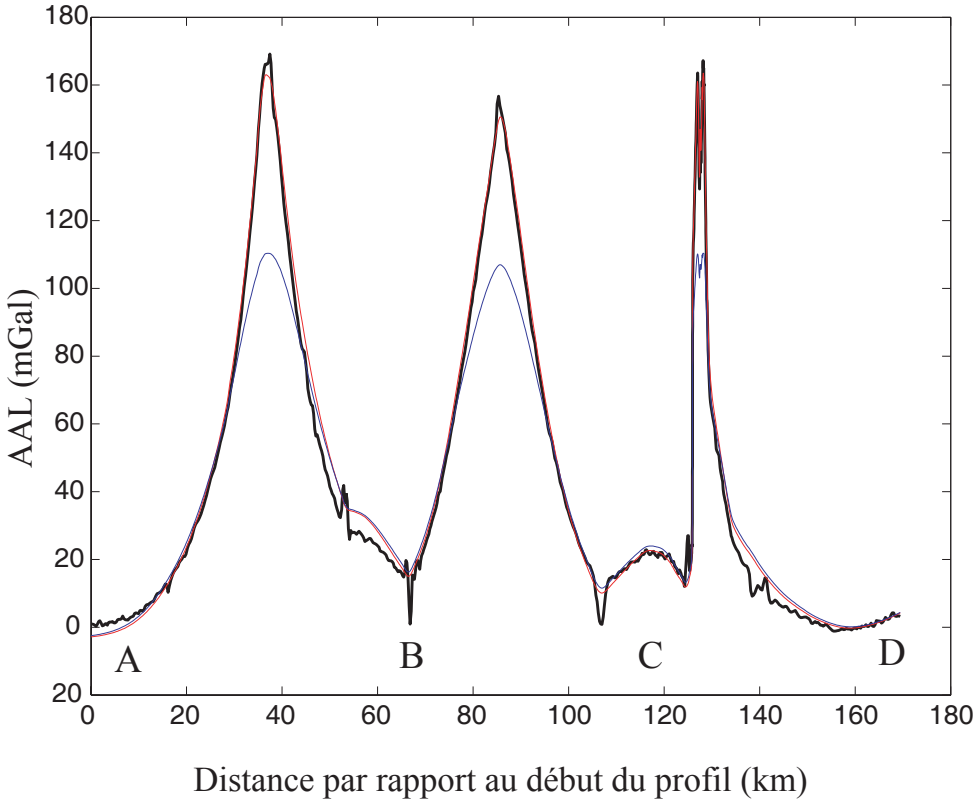

FIG. 6.10 – *Influence du degré de développement. L'AAL observée est représentée en noir et les AAL calculées aux ordres 1 et 6 sont respectivement représentées en bleu et rouge.*

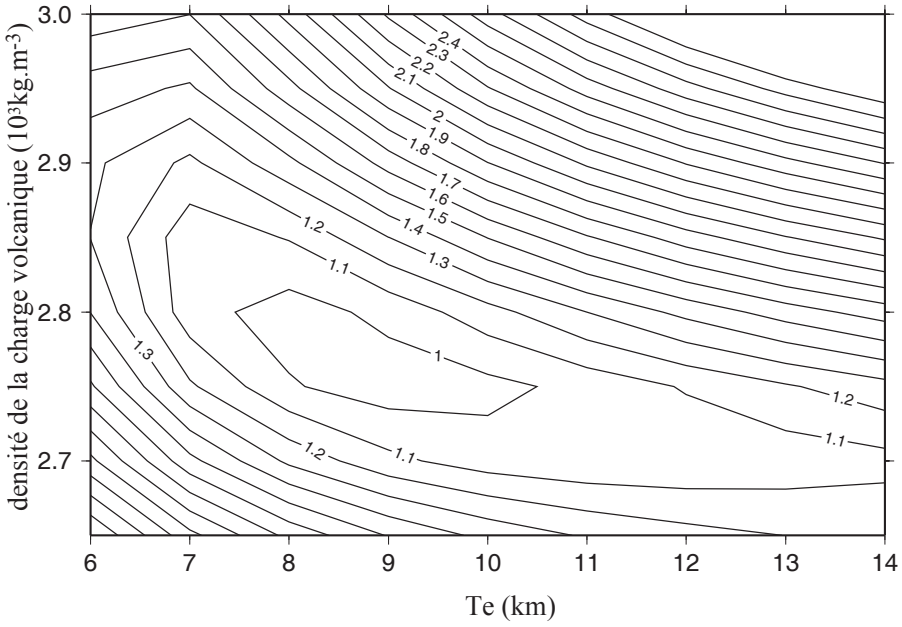

FIG. 6.11 – *EQM calculé pour le mont ZEP2-19 en fonction de l'épaisseur élastique et de la densité de la charge volcanique. Les isocontours sont normalisés par l'erreur minimale (5.6 mGal) trouvée pour* ρ_v*=2750 kg.m*$^{-3}$ *et* T_e*=9 km.*

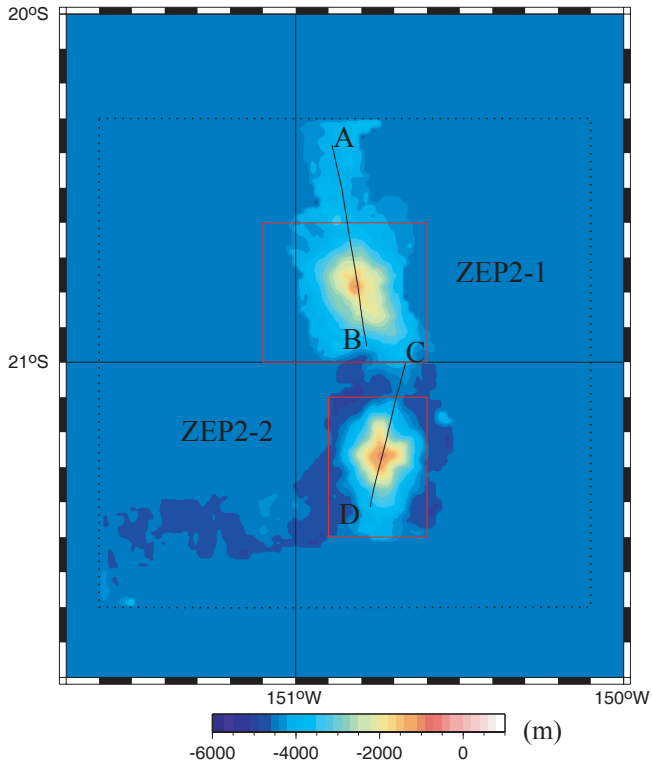

FIG. 6.12 – *Bathymétrie des monts ZEP2-1 et ZEP2-2. En rouge apparaissent les masques appliqués aux monts pour masquer leurs influence lors du calcul de l'AAL. En dehors du masque en pointillé la profondeur a été imposée à 4500 m. Les profils sur lequels sont calculées les EQM sont également représentés en noir.*

quelques-unes des difficultés rencontrées dans cette étude.

6.3.2 Résultats mont par mont

Monts ZEP2-1 et ZEP2-2

Les monts ZEP2-1 et ZEP2-2 (figure 6.12) sont situés au nord-est de l'alignement des Australes et sont alignés suivant la direction NS. Le mont ZEP2-1 a une forme légèrement ovalisée dans la direction NW-SE. Plusieurs cônes secondaires se trouvent à côté de l'édifice. Le mont ZEP2-2 a une forme simple en étoile, sa structure est conique et à symétrie circulaire.

L'AAL est calculée à partir d'une grille bathymétrique de pas 1', s'étalant entre les longitudes 149 et 152.5°W et les latitudes 19.5 et 22°S. La profondeur indiquée sur le profil traversant ZEP2-1 est de 4200 m (figure 6.13) alors que le profil traversant ZEP2-2 indique une profondeur moyenne de 4500 m. La faible valeur de la bathymétrie au nord de ZEP2-1 est due à la présence d'une ride. En dehors de la couverture multifaisceaux, nous imposerons donc une profondeur de 4500 m.

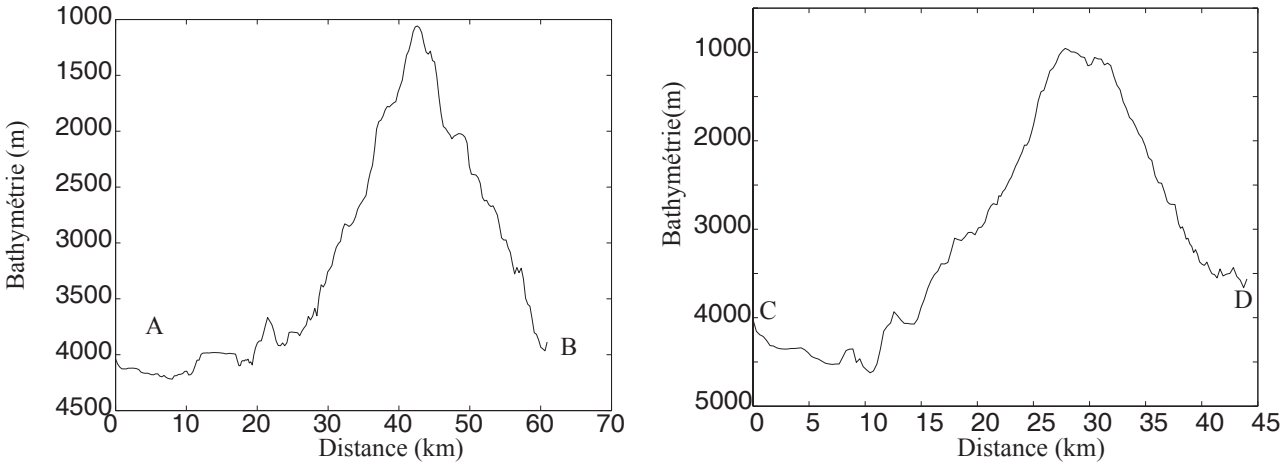

FIG. 6.13 – *A gauche : bathymétrie enregistrée suivant la trace centrale du bateau passant par le mont ZEP2-1 ; à droite : bathymétrie enregistrée suivant la trace centrale du bateau passant par le mont ZEP2-2.*

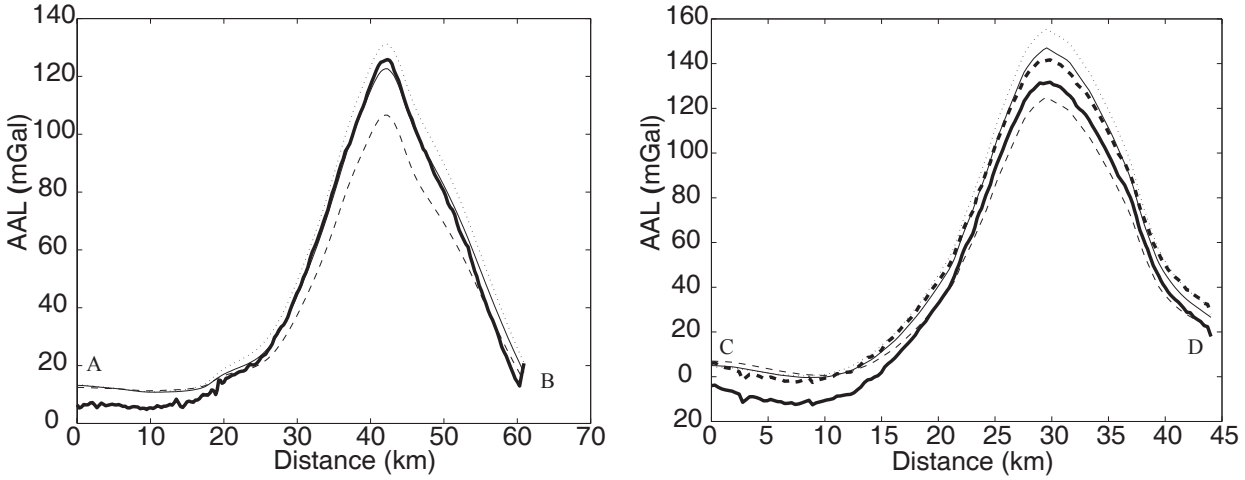

FIG. 6.14 – *A gauche : comparaison entre l'AAL observé sur le mont ZEP2-1 (trait gras) et l'AAl calculée pour différentes épaisseurs élastiques (1, 2 et 3 km représentés respectivement en tireté, trait fin et en pointillé). La densité de la charge est de 2700 kg.m^{-3}. Le meilleur ajustement est obtenu avec une épaisseur élastique de 2 km. A droite : comparaison entre l'AAL observé sur le mont ZEP2-2 (trait gras) et l'AAl calculée pour différentes épaisseurs élastiques (1, 2 et 3 km représentés respectivement en tireté, trait fin et en pointillé). En trait gras tiretés nous remontons l'AAL observée pour qu'elle tende vers 0 loin de l'influence des deux édifices. La densité de la charge est de 2700 kg.m^{-3} dans le modèle. Le meilleur ajustement est obtenu avec une épaisseur élastique de 2 km.*

L'AAL observée ne tend pas vers 0 hors de l'influence des deux édifices (figure 6.14). Cette valeur négative est relative à un autre phénomène, de plus grande longueur d'onde qui n'est pas pris en compte par ce modèle, et qui se traduit à l'échelle de la grille par un décallage de 3 mGal que nous compensons. L'épaisseur élastique qui permet le meilleur ajustement est dans les deux cas 2 km, comme nous pouvons le voir sur la figure 6.14.

Monts ZEP2-3 et ZEP2-4

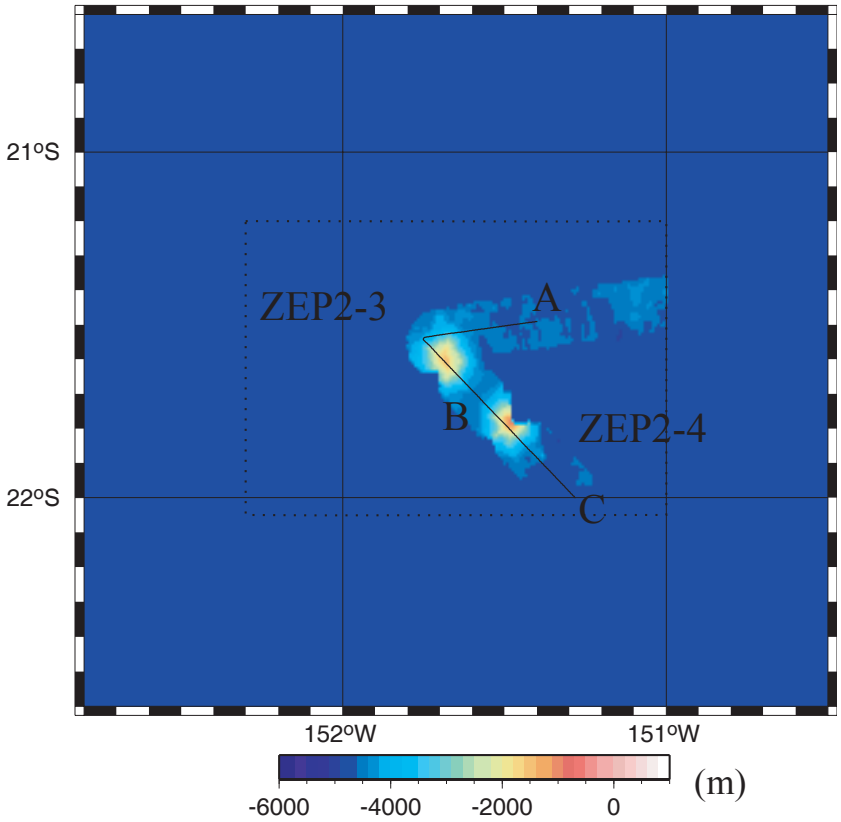

FIG. 6.15 – *Bathymétrie des monts ZEP2-3 et ZEP2-4. En dehors du masque en pointillé la profondeur a été imposée à 4800 m. Le profil sur lequel est calculée la EQM est également représenté en noir.*

Les monts ZEP2-3 et ZEP2-4 (figure 6.15), situés un peu plus au sud des deux précédents édifices, sont alignés selon la direction NW-SE. Ce sont deux volcans de forme simple en étoile. Ils sont trop proches géographiquement pour pouvoir être étudiés séparément.

La grille bathymétrique à partir de laquelle ils sont étudiés s'étend entre les longitudes 150.5 et 152.8°W et les latitudes 20.6 et 22.6°S et est échantillonnée à 30". La profondeur régionale est de 4800 m.

Il existe un plan incliné dans l'AAL observée (en noir sur la figure 6.16). Nous essayons de l'écarter en calculant un plan à partir d'une grille gravimétrique (Sandwell

et Smith, 1997) extraite pour les coordonnées précédemment citées mais le réslutat est peu probant : plan en pointillés gras sur la figure 6.16. Nous essayons d'isoler cette composante régionale avec d'autres grilles plus ou moins étendues mais le résultat reste toujours peu satisfaisant. On décide qu'il est plus simple d'ajuster le profil par une droite puis d'enlever cette composante. L'AAL ainsi obtenue est représentée en rouge sur la figure 6.16. C'est l'AAL à laquelle nous allons comparer l'AAL calculée. Cette comparaison est faite sur la figure 6.16 où sont représentées en trait fin et en pointillés, les AAL calculées respectivement pour des épaisseurs élastiques de 2 et 3 km (la densité de la charge est de 2700 kg.m^{-3}). Ce sont les épaisseurs qui permettent le meilleur l'ajustement.

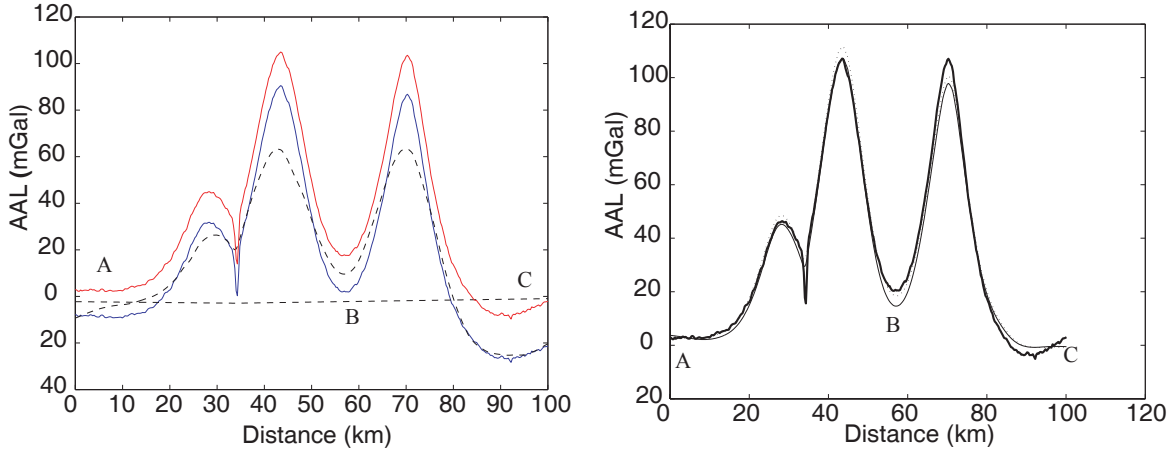

FIG. 6.16 – *A gauche : en bleu l'AAL observée, en tiretés noirs le plan interpolé sur la grille et l'AAL résultante lorsqu'on l'enlève, en rouge l'AAL observée à laquelle on a enlevé une droite. A droite : comparaison entre l'AAL observé et l'AAl calculée pour différentes épaisseurs élastiques (2 et 3 km représentés respectivement en trait fin et en pointillé). L'AAL observé à laquelle nous avons enlevé une tendance linéaire est représentée en trait gras. Le meilleur ajustement est obtenu avec une épaisseur élastique de 2-3 km.*

Monts ZEP2-14A et ZEP2-14B

ZEP2-14A et ZEP2-14B (figure 6.17) sont deux monts sous-marins, situés entre les alignements nord et sud. Ils sont alignés suivant la direction EW. La bathymétrie de ZEP2-14B n'a pas été entièrement cartographiée. Si l'AAL est calculée à partir de la topographie initiale incomplète (en tiretés sur la figure 6.18), le déficit de masse est visible suivant le segment FG. On complète alors la bathymétrie en effectuant une symétrie par rapport à un plan vertical avec le masque représenté en pointillés sur la figure 6.17. Cette démarche a pour effet d'améliorer l'ajustement. Dans la figure 6.18, cette nouvelle AAL est représentée en trait fin. Elle se confond avec l'anomalie en tiretés sur les segments allant de A à F. Par contre sur le segment FG, elle ajuste l'AAL observée. Ces AAL ont été calculées avec les paramètres ρ_v=2700 kg.m^{-3} et T_e=8 km. Elles ont tendance à surestimer localement (segment CD) l'amplitude et la longueur d'onde de l'AAL observée. Le calcul a été refait à partir de la bathymétrie complète

avec les paramètres ρ_v=2700 kg.m^{-3} et T_e=6 km (en pointillés sur la figure 6.18). Cette AAL a tendance à sous-estimer l'amplitude sur les segments AB, BC et DE. Nous concluons que l'épaisseur élastique relative à la mise en place de ces deux édifices se situe entre 6 et 8 km.

Les autres valeurs d'épaisseur élastique, trouvées grâce au simple modèle élastique sont présentés dans l'annexe A.

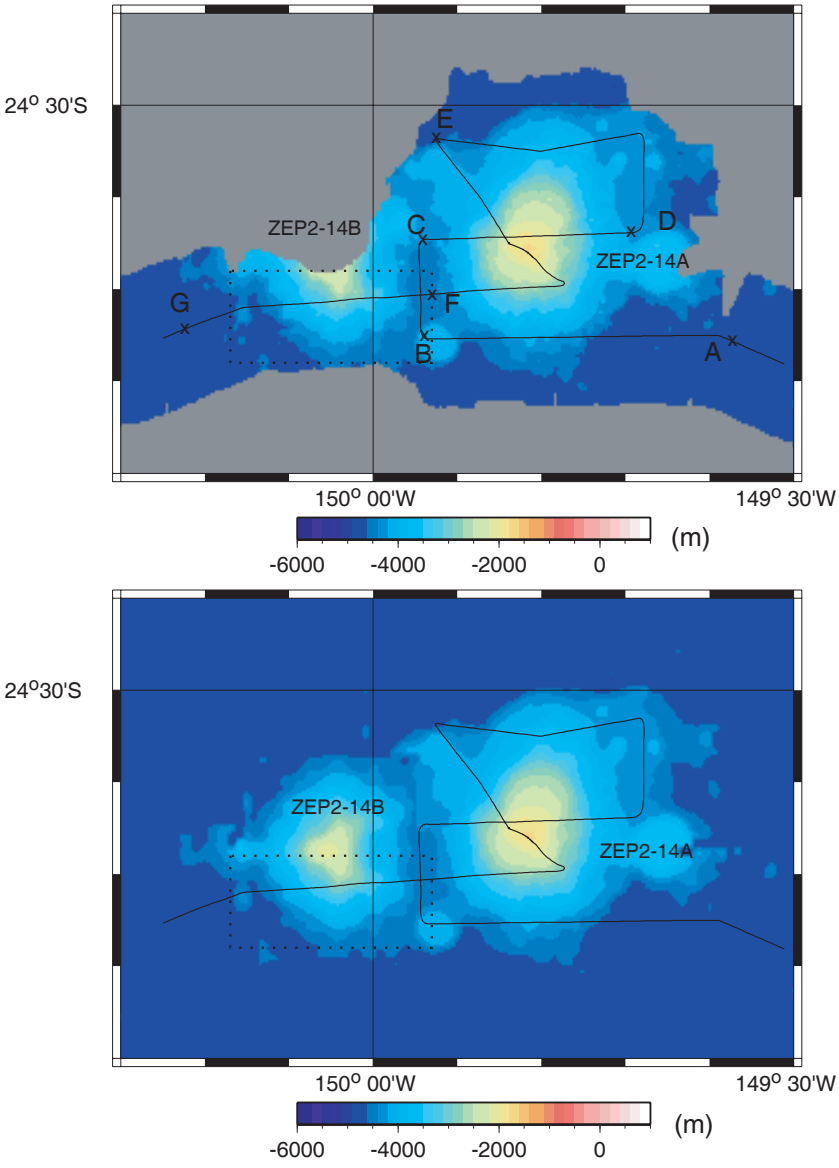

FIG. 6.17 – *Bathymétrie enregistrée pour les monts ZEP2-14A et ZEP2-14B. En haut : bathymétrie initiale incomplète ; en bas : bathymétrie complétée par symétrie*

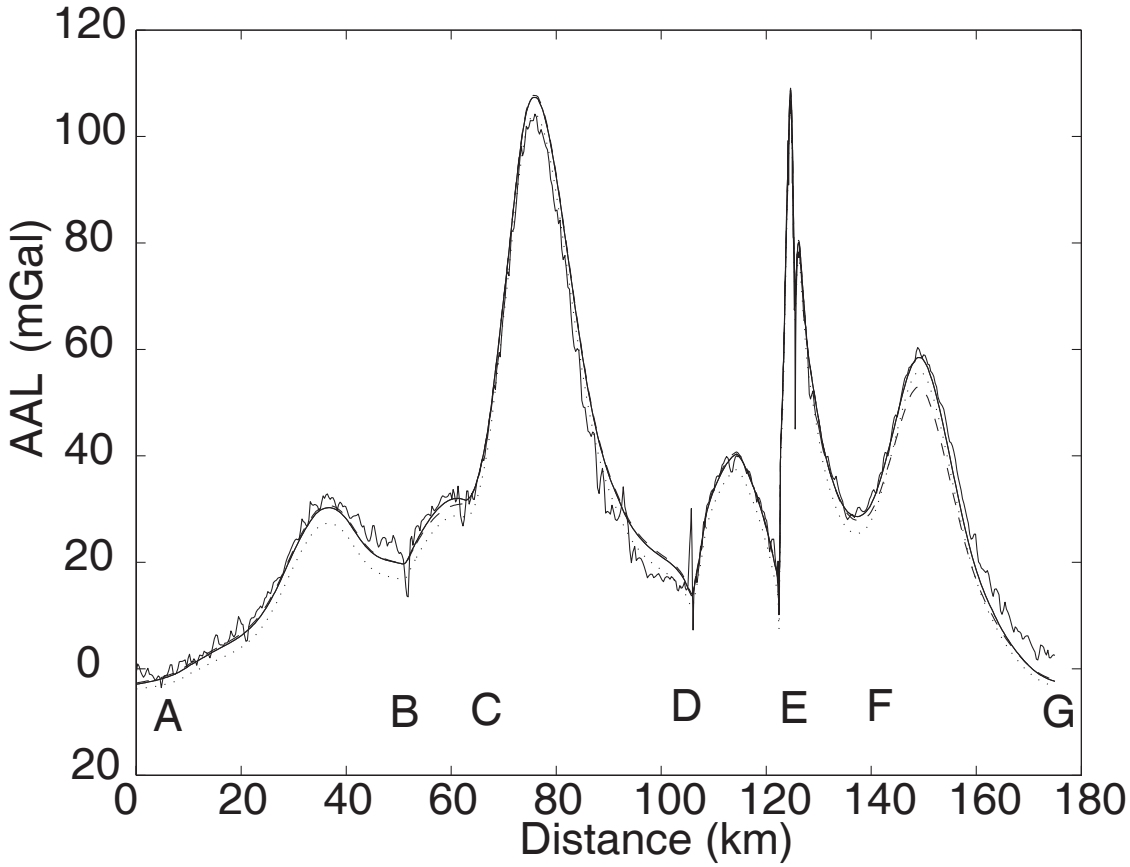

FIG. 6.18 – *AAL pour les édifices ZEP2-14A et ZEP2-14B. En trait gras : AAL observée suivant les segments définis dans la figure 6.17 ; en tiretés : AAL calculée avec les paramètres* ρ_v*=2700 kg.m*$^{-3}$ *et* T_e*=8 km à partir de la bathymétrie initiale incomplèle ; en trait continu fin : AAL calculée avec les mêmes paramètres mais avec la bathymétrie complétée pour le mont ZEP2-14B ; en pointillés, AAL calculée avec les paramètres* ρ_v*=2700 kg.m*$^{-3}$ *et* T_e*=8 km à partir de la bathymétrie complétée.*

Pour certains édifices, la détermination de l'épaisseur élastique est un peu moins directe. Lorsque plusieurs phases de volcanisme se superposent sur une zone très restreinte, voire sur un même édifice, on ne peut pas les étudier séparément en raison de leurs influences mutuelles. En effet, la dernière phase de volcanisme a forcément modifié la topographie construite par les phases précédentes, et la flexure due au chargement des phases antérieures est visible dans le signal gravimétrique enregistré sur les édifices les plus récents. Ainsi, les différents épisodes de volcanisme doivent être étudiés conjointement et, lorsque les indices fournis (par les datations, les analyses chimiques ou la morphologie) ne sont pas suffisants ou sont contradictoires, il faut faire des hypothèses sur la chronologie des chargements. Ce cas de figure va être illustré dans le prochain paragraphe. Les exemples traités concernent des édifices qui se situent sur l'alignement nord, où l'histoire tectonique est particulièrement complexe.

6.3.3 Superposition

Rurutu

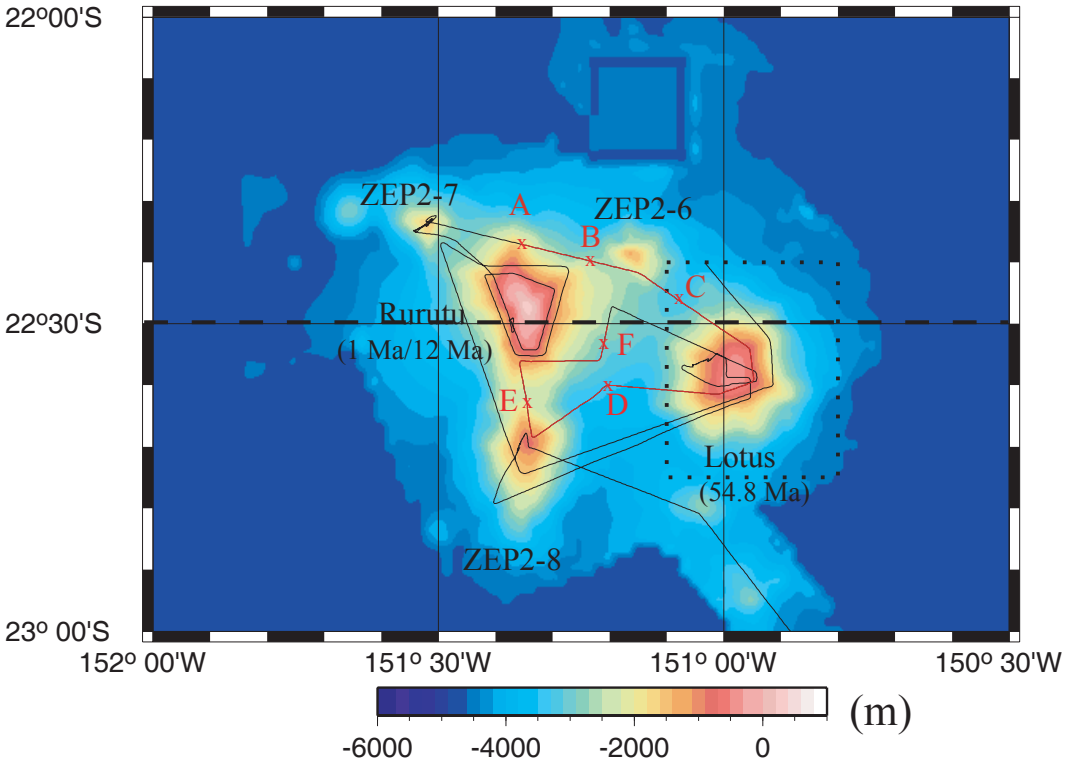

FIG. 6.19 – *Bathymétrie de Rurutu et Lotus. Le masque appliqué à la grille pour isoler les deux édifices est représenté en pointilées. La trace du bateau est également représentée en noir. Les âges indiqués sont en Ma.*

Rurutu est une île dont le sommet atteint une hauteur de 389 m, et qui présente une morphologie allongée suivant la direction nord-sud. Deux phases de volcanisme à 1 et 12 Ma ont été rapportées sur cette île. Elle est entourée de plusieurs volcans (voir

figure 6.19) :

- l'édifice ZEP2-6, au nord-est, est la structure la plus petite de la zone ;
- le mont ZEP2-7 est une structure composite formée d'un cône circulaire et d'un cône secondaire. Il est daté à 12.2 Ma ;
- le mont ZEP2-8, au sud de Rurutu, est deux fois plus volumineux que les deux structures précédentes et est allongé suivant la direction nord-sud ;
- le mont Lotus, situé à l'est de Rurutu, constitue un haut-fond dont le sommet plat culmine à une profondeur de 450 m. C'est une structure très volumineuse puisqu'il couvre une aire de 10.2×10.2 km. Sa morphologie de guyot le distingue des autres édifices. Il est daté à 54.8 Ma ;

Au moins trois phases de volcanisme sont donc rapportées sur cette zone : deux phases à 1 et 12 Ma, responsables de la formation de Rurutu et ZEP2-7, et une phase beaucoup plus ancienne à 54.8 Ma identifiée sur Lotus. Cette dernière datation est en accord avec la morphologie de guyot de cet édifice. Comme nous ne disposons pas de datation sur les édifices ZEP2-5, ZEP2-6 et ZEP2-8, nous allons supposer dans la suite de notre étude qu'il ont été formés par l'une des deux phases qui ont créé Rurutu.

Lotus s'est donc mis en place en premier sur une lithosphère d'épaisseur T_1. Plus tard, Rurutu charge cette même lithosphère qui a alors une épaisseur élastique T_2 et entraîne une flexure qui a pour conséquence d'enfoncer une partie de la topographie de Lotus. Pour reconstituer la topographie initiale de Lotus, nous devons donc ajouter à la topographie actuellement observée, la flexure due à la mise en place de Rurutu. En pratique, nous calculons la flexure due à Rurutu et aux monts avoisinants (ZEP2-5, ZEP2-6, ZEP2-7 et ZEP2-8) en masquant Lotus (masque en pointillé sur la figure 6.20) pour une épaisseur élastique T_2 et obtenons ainsi ω_2. A la topographie de Lotus observée (prise à l'intérieur du masque en pointillés représenté sur la figure 6.20), on rajoute ω_2 et c'est à partir de cette topographie reconstituée que nous calculons la flexure relative au chargement de Lotus (ω_1), en considérant la lithosphère comme une mince plaque élastique d'épaisseur T_1. Cette démarche est illustrée sur la figure 6.20.

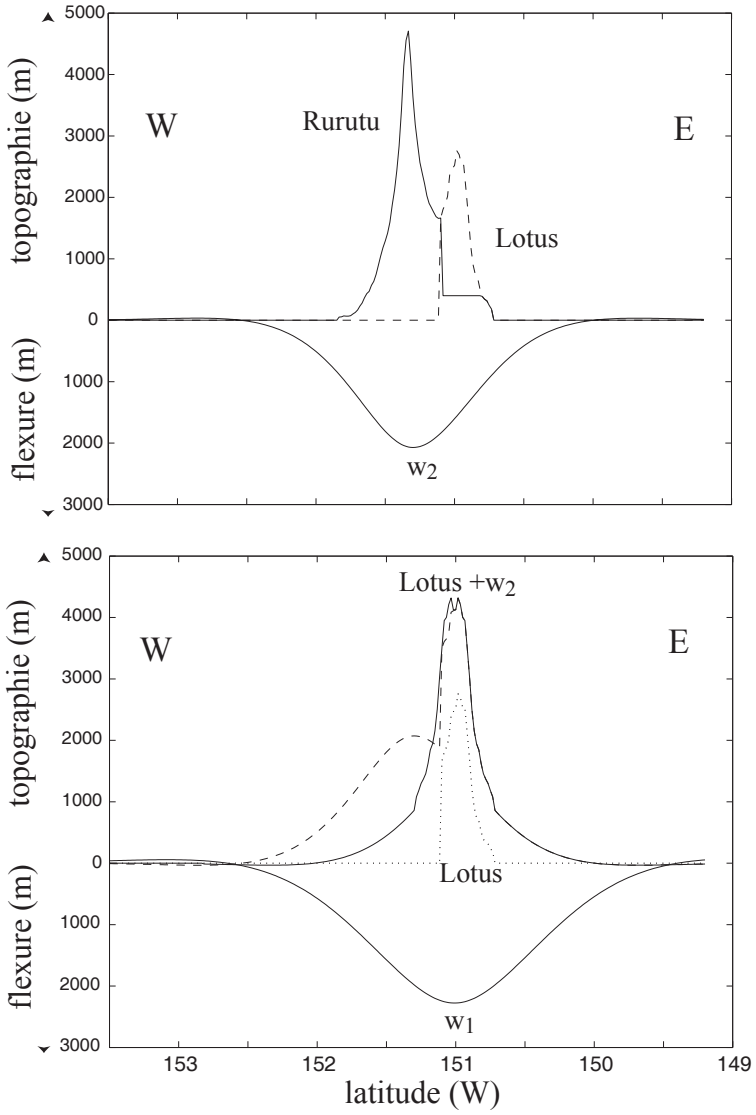

FIG. 6.20 – *Décomposition des différentes phases de volcanisme qui se sont produites sur Rurutu et Lotus.*

Nous faisons varier T_1 et T_2 en supposant que la densité de la charge volcanique est de 2800 kg.m^{-3} et nous calculons la différence entre l'AAL ainsi calculée et l'AAL observée le long du profil bateau (en noir sur la figure 6.19). Sur la figure 6.21, nous montrons le résultat de nos calculs. Nous observons que l'EQM (la différence au sens des moindres carrés entre l'AAL calculée et observée le long de la trace du bateau) est minimisée pour des valeurs de T_1 comprises entre 8 et 15 km et de T_2 allant de 12 à 21 km. Nous considérons que ces valeurs sont représentatives de la lithosphère au moment des deux chargements.

Cette démarche conduit à une nette amélioration de l'ajustement de l'AAL observée à l'AAL calculée, comme nous pouvons le voir sur la figure 6.22 où sont représentées en noir l'AAL observée suivant le segment AB (en rouge sur la figure), en vert l'AAL calculée sans décomposition des deux phases de volcanisme avec une épaisseur élastique de 6 km, en bleu l'AAL modélisée de façon similaire mais avec une épaisseur

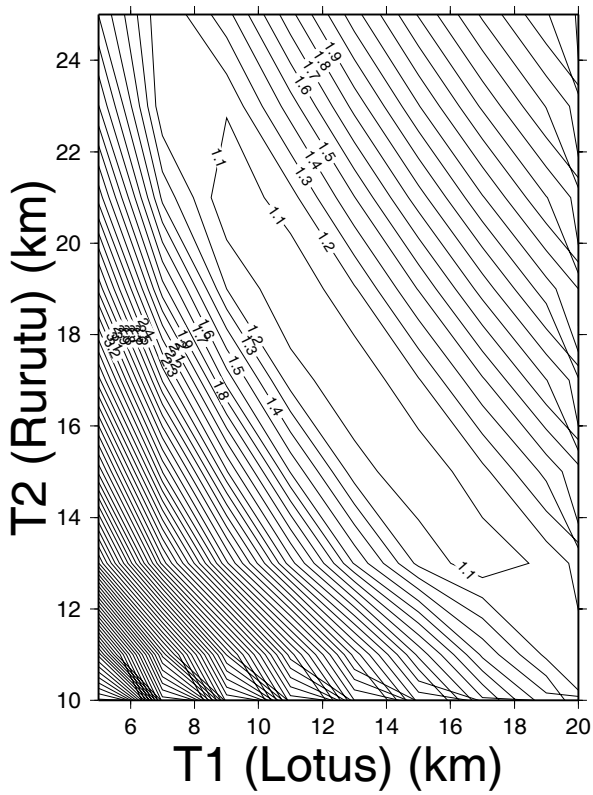

FIG. 6.21 – *EQM sur l'AAL observée sur Rurutu et Lotus en fonction des épaisseurs élastiques relatives aux deux chargements. Les isocontours sont normalisés par l'erreur minimale (7.2 mGal) trouvée pour T_1=12 km et T_e=18 km.*

élastique de 8 km et en rouge l'AAL obtenue en isolant les deux phases de volcanisme avec les épaisseurs élastiques T_1=11 km (chargement de Lotus) et T_2=19 km (chargement de Rurutu et des monts avoisinants). Lorsque les deux phases de volcanisme ne sont pas isolées (courbes verte et bleue), l'AAL ne peut pas être ajustée simultanément sur Rurutu et Lotus. Cet ajustement n'est possible qu'en considérant l'influence réciproque des deux phases (courbe rouge).

Les datations disponibles pour Rurutu, ZEP2-7 et Lotus, nous ont permis de reconstituer l'histoire du chargement de cette zone en isolant deux étapes de volcanisme. Un tel scénario s'est apparemment reproduit sur d'autres groupes d'édifices appartenant à cet alignement, comme nous allons le voir par la suite. Cependant, dans les prochains exemples les indices permettant d'isoler les différentes étapes de volcanisme sont moins abondants et souvent contradictoires, ce qui nous amène à faire des hypothèses fortes sur la chronologie des chargements. C'est le cas pour Rimatara et les deux monts avoisinants ZEP2-11 et ZEP2-12.

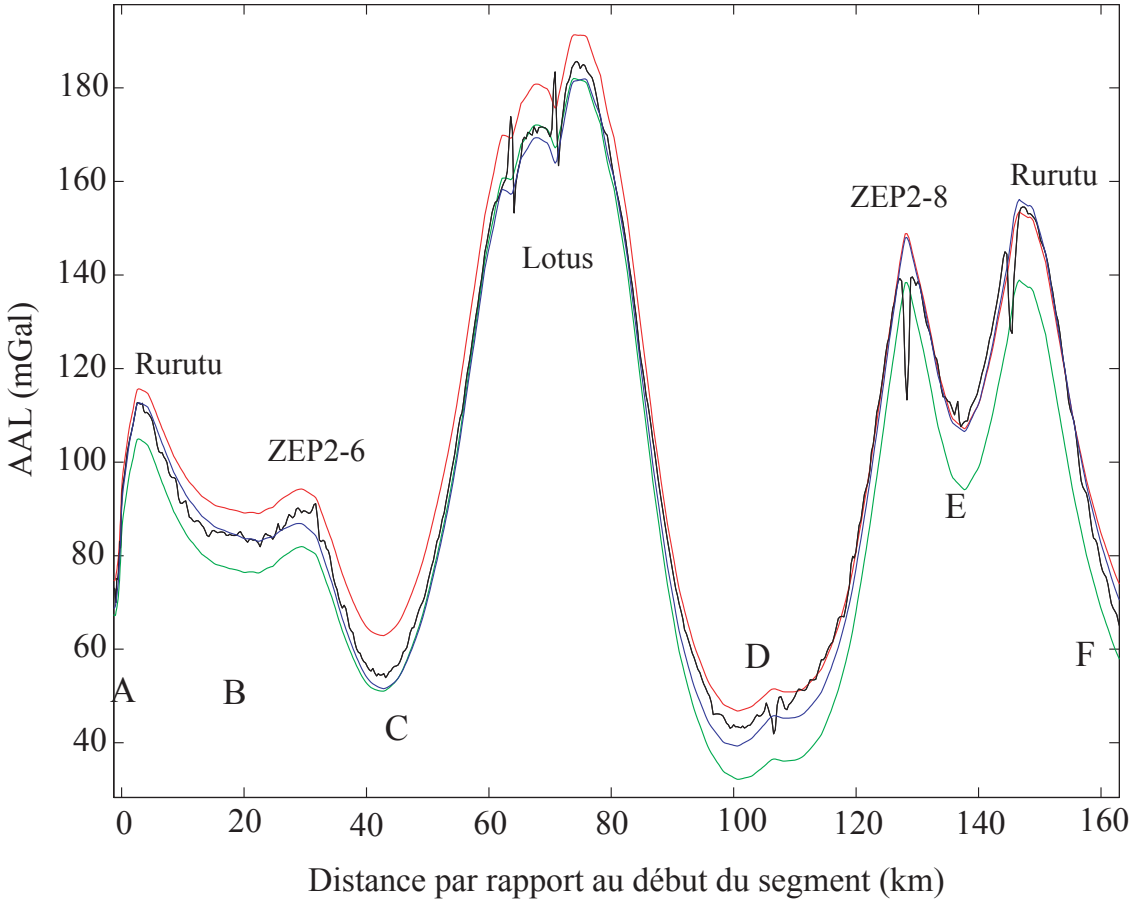

FIG. 6.22 – *En noir : AAL observée suivant la trace représentée sur la figure 6.19 ; en vert l'AAL calculée sans décomposition des deux phases de volcanisme avec une épaisseur élastique de 6 km, en bleu l'AAL modélisée de façon similaire mais avec une épaisseur élastique de 8 km et en rouge l'AAL obtenue en isolant les deux phases de volcanisme avec les épaisseurs élastiques T_1=11 km (chargement de Lotus) et T_2=19 km (chargement de Rurutu et des monts avoisinants). Lorsque les deux phases de volcanisme ne sont pas isolées (courbes verte et bleue), l'AAL ne peut pas être ajustée simultanément sur Rurutu et Lotus. Cet ajustement n'est possible qu'en considérant l'influence réciproque des deux phases (courbe rouge).*

Rimatara

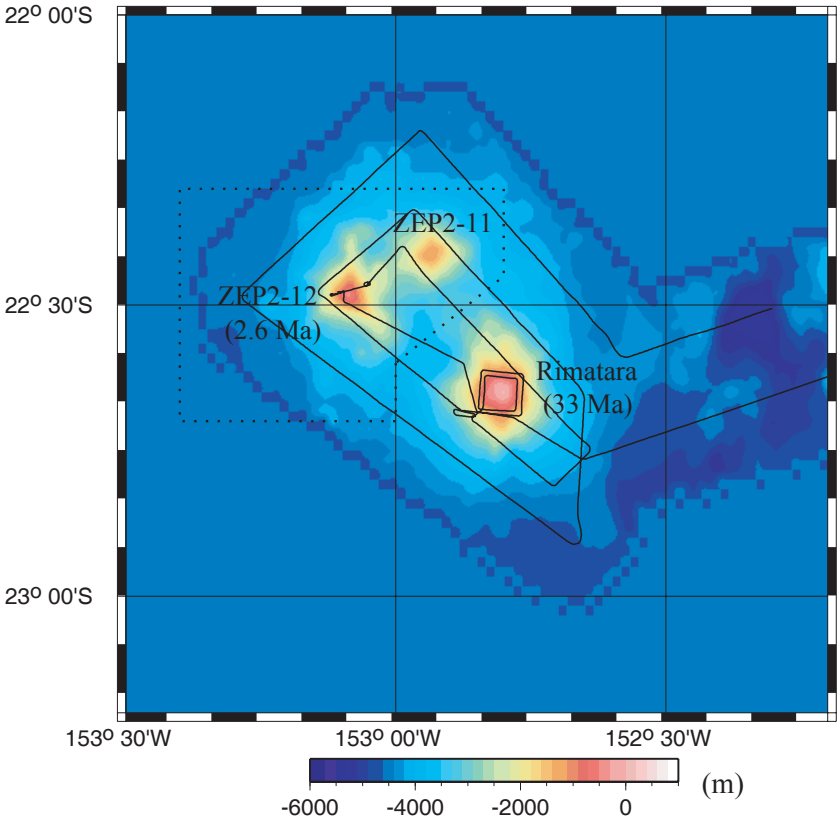

FIG. 6.23 – *Bathymétrie de Rimatara et des monts ZEP2-11 et ZEP2-12. La trace du bateau est représentée en noir et en pointillé nous avons également représenté le masque grâce auquel nous avons réalisé la décomposition.*

L'île de Rimatara (figure 6.23) est l'édifice le plus volumineux de la zone puisque son diamètre à la base est de l'ordre de 30 km. Deux structures coniques, plutôt circulaires (le mont ZEP2-11 au nord et ZEP2-12 au nord-ouest) sont accolées à Rimatara. ZEP2-11 qui est la structure la plus petite et ZEP2-12 sont alignés suivant la direction NE-SW.

Bien que deux datations soient disponibles [2.6 Ma sur ZEP2-12 (Hildendrandt, communication personnelle) et 27 Ma sur Rimatara (Kogiso et al., 1997)], plusieurs hypothèses ont été testées pour ces édifices. En effet, l'âge à 27 Ma rapporté sur Rimatara a souvent été remis en question. Sa signature chimique indique qu'elle appartient plutôt à la phase jeune Rurutu, créée par le point chaud actif qui s'exprime actuellement à Arago. Par extrapolation, compte tenu de la distance la séparant d'Arago, cela donnerait un âge de l'ordre de 2.4 Ma pour Rimatara. De plus, les signatures magnétiques des trois volcans sont très différentes, ce qui indique des âges de mise en place comprenant plusieurs phases de volcanisme décalées dans le temps. Les indices sont donc contradictoires et ne permettent pas de poser des hypothèses solides sur la chronologie des différents chargements. Tous les cas de figure doivent par conséquent être étudiés. Nous avons cependant supposé que la formation de ZEP2-11 et ZEP2-12

était simultanée puisque ce sont deux édifices de taille beaucoup moins importante que Rimatara et qu'une étude préalable de l'épaisseur élastique montre que l'AAL observée sur les deux monts peut être ajustée par un modèle où la lithosphère est simultanément chargée par les trois édifices, ce qui n'est pas le cas de l'AAL observée sur Rimatara.

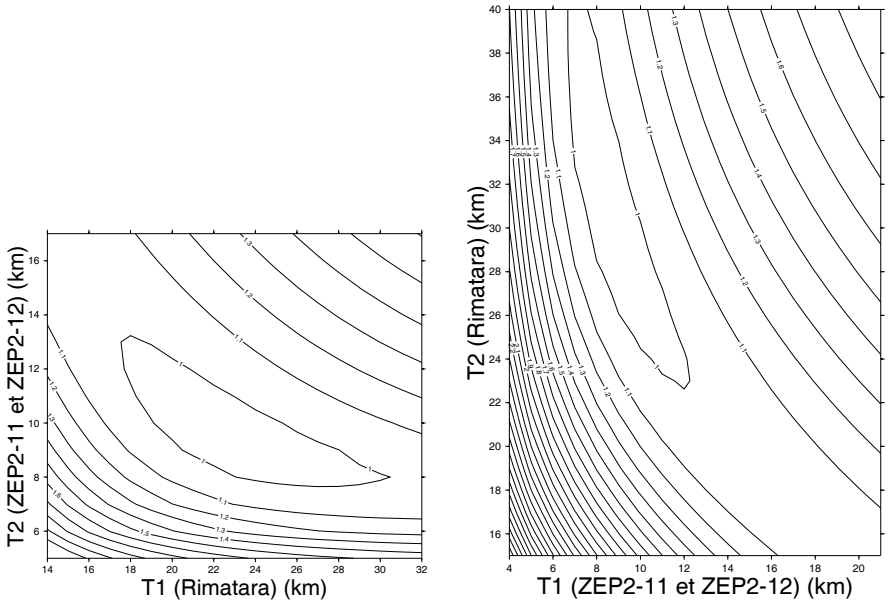

FIG. 6.24 – *EQM calculés pour Rimatara et les monts ZEP2-11 et ZEP2-12 selon les deux scenarii de mise en place proposés (voir texte). Les isocontours sont normalisés par l'erreur minimale trouvée.*

La première hypothèse testée est que Rimatara s'est mise en place avant les deux monts ZEP2-11 et ZEP2-12, comme l'indiquent les âges observés. Nous avons étudié ce cas de figure en procédant à une décomposition identique à celle préalablement décrite pour Rurutu et Lotus. D'après nos résultats présentés sur la figure 6.24, la lithosphère a une épaisseur de 25±7 km lorsqu'elle est chargée par Rimatara. Après ce chargement un amincissement lithosphérique se produit et lorsque ZEP2-11 et ZEP2-12 se mettent en place, elle a alors une épaisseur élastique de 11±3 km. L'hypothèse d'un amincissement lithosphérique est envisageable mais pour qu'elle soit valide il faudrait qu'un tel scénario se reproduise ailleurs. Or nous ne trouvons pas un tel amincissement sur Rurutu et Lotus alors que pour ces édifices, les indices dont nous disposons sont plus nombreux et moins contradictoires.

Selon la deuxième hypothèse, les monts ZEP2-11 et ZEP2-12 ont chargé la lithosphère en premier. Cela implique que l'âge de 27 Ma rapporté sur Rimatara est effectivement faux, comme le laissait supposer sa signature chimique qui la rapproche de la tendance jeune Rurutu. Suivant la logique de ce deuxième scénario, les monts ZEP2-11 et ZEP2-12 chargent la lithosphère en premier. L'âge à 2.6 Ma rapporté sur ZEP2-12 ne correspondrait pas à cette phase initiale de volcanisme, mais à une phase secondaire qui aurait créé Rimatara (un âge de 2.4 Ma est trouvé pour cet édifice en extrapolant sa distance par rapport à Arago) et qui auraient emprunté les zones de faiblesse laissées dans la lithosphère par le premier chargement pour se réexprimer sur

ce volcan. Nous trouvons alors que la lithosphère a une épaisseur de 18±3 km lors du premier chargement (ZEP2-11 et ZEP2-12) et de 25±4 km lors de son chargement par Rimatara.

Raivavae

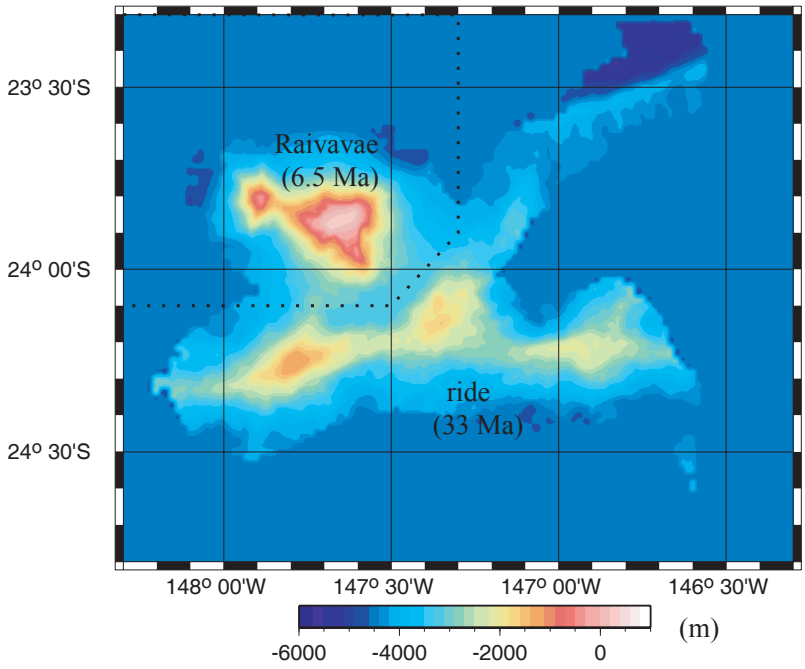

FIG. 6.25 – *Bathymétrie de Raivavae et de la ride située au sud. Nous avons représenté en pointillé le masque grâce auquel nous avons réalisé la décomposition. Les âges indiqués sont en Ma.*

La proximité de Raivavae et d'une structure allongée de type ride située quelques kilomètres au sud (voir figure 6.25) nous conduit également à affirmer que l'histoire de leur chargement est liée et que leurs compensations ne peuvent pas être étudiées séparément. Raivavae est une île dont le sommet culmine à 438 m. A l'ouest de l'édifice principal se trouve un volcan secondaire. Au sud de l'île, un bassin de 3000 m de profondeur jouxte une ride volcanique d'orientation N250° dont le sommet plat et de forme ovoïde se situe à 2500 m de profondeur. Un âge de 6.5 Ma est rapporté sur le flanc nord-est de Rimatara alors qu'un âge de 33 Ma est trouvé pour la ride.

Dans ce cas, il semble logique de privilégier l'hypothèse suivant laquelle la ride s'est mise en place avant Raivavae. Nous obtenons alors une épaisseur élastique de 8 km lors du premier chargement (la ride) et de 18 km lors du chargement par Raiavavae (voir figure 6.26).

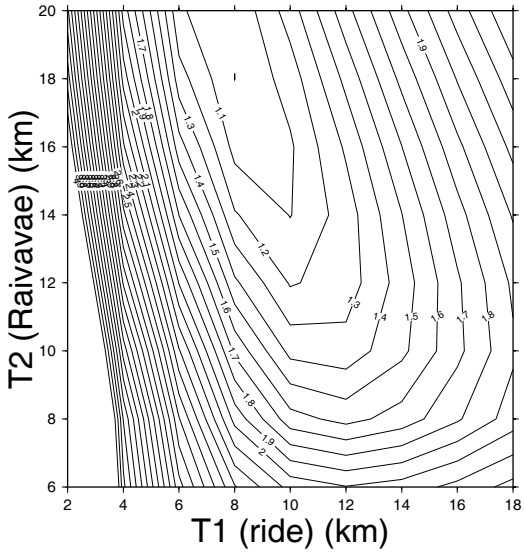

FIG. 6.26 – *EQM calculée pour Raivavae et la ride située au sud en fonction des épaisseurs élastiques relatives à leur chargement. Les isocontours sont normalisés par l'erreur minimale (6.2 mGal) trouvée pour T_1=8 km et T_2=18 km.*

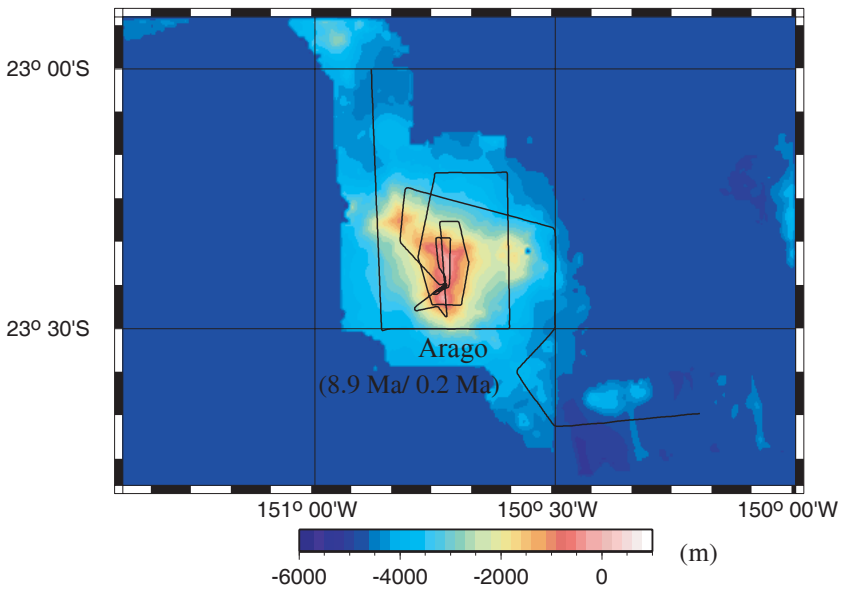

FIG. 6.27 – *Bathymétrie d'Arago. La trace du bateau est représentée en noir.*

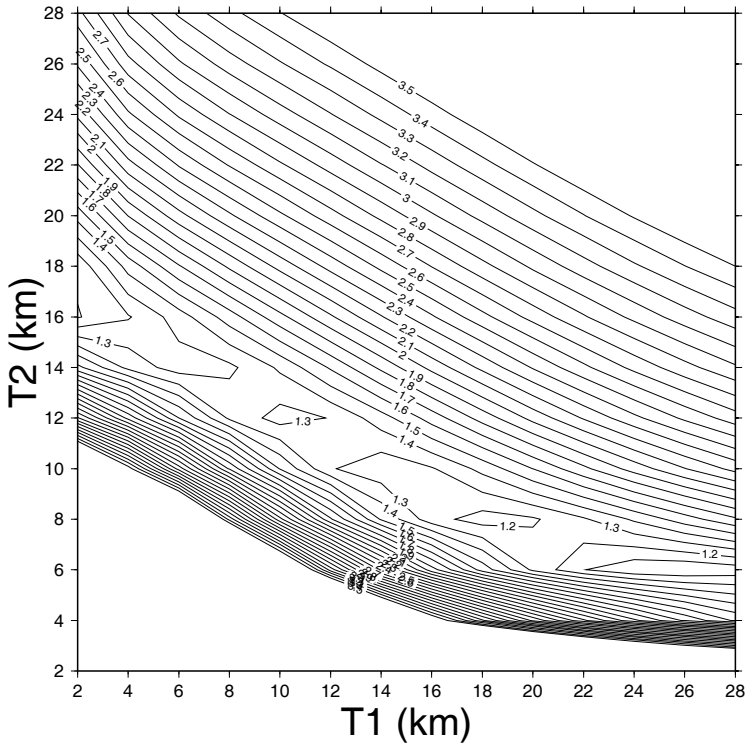

FIG. 6.28 – *EQM calculée pour le mont Arago en fonction des épaisseurs élastiques relatives aux deux chargements (α=0.1).*

Arago

Arago est un volcan dont le sommet culmine à une profondeur de 26.5 m. C'est une structure allongée suivant la direction nord-sud, entourée de trois structures annexes. Une première étude de cet édifice, ne supposant pas de superposition de plusieurs phases de volcanisme, indique une épaisseur élastique de 3 km. Comment expliquer cette faible valeur ? Il se pourrait vu le jeune âge de la dernière phase de volcanisme qui s'y est produit (0.2 Ma) que la lithosphère soit encore en relaxation visco-élastique, comme cela a déjà été proposé par Lambeck (1981a) pour expliquer les observations faites sur Rarotonga. Il est aussi très probable, étant donné que deux phases de volcanisme séparées par 0.7 Ma s'y sont produites, que le simple modèle de plaque élastique appliqué à la topographie actuelle ne soit pas valable pour décrire l'histoire de ce mont. Il serait souhaitable de décomposer là aussi les topographies créées par les deux phases de volcanisme. Mais vu que l'on a à faire à un seul édifice, ceci s'avère impossible et on ne peut qu'émettre des hypothèses sur la fraction de volume créée par la dernière phase de volcanisme. On définit alors un coefficient α et on suppose que le volume associée à la première phase de volcanisme est αb(x) (b(x) étant la bathymétrie actuelle). Le volume associé à la dernière phase de volcanisme est alors (1-α)b(x). Comme précédemment, nous calculons la flexure due au chargement de la dernière phase (de volume (1-α)b(x)) et grâce à elle nous reconstituons le volume initial du volcan, celui créé par la première phase. Plusieurs valeurs de α ont été testées et pour chacune d'elles on détermine les épaisseurs élastiques relatives aux deux chargements.

L'EQM entre l'AAL calculée et observée a été déterminée en fonction des épaisseurs élastiques relatives aux deux chargements pour différentes valeurs de α. Dans chacun de ces cas, l'EQM présente plusieurs minima locaux, parmi lesquels il est difficile de trancher. De plus leur validité n'est pas forcément assurée, vu l'hypothèse grossière faite sur la répartition des volumes. Si l'on veut déterminer une solution possible, il faut introduire des contraintes supplémentaires. On va donc se placer dans l'hypothèse où il n'y a pas d'amincissement lithosphérique. Cette hypothèse s'est avérée réaliste pour les autres monts, et il nous semble donc vraisemblable de l'appliquer ici. L'épaisseur relative au premier chargement doit alors être inférieure à celle relative au deuxième chargement. De plus, si l'on se réfère aux isothermes déterminant la base de la lithosphère, on voit que l'épaisseur élastique de la lithosphère correspondant aux deux phases de volcanisme augmente normalement de 1 à 2 km pendant ce laps de temps.

Sur la figure 6.28 est représentée l'EQM dans le cas α=0.1. On trouve dans ce cas les épaisseurs élastiques T_1=1 km et T_2=12 km, compatibles avec les hypothèses précédemment imposées. On peut donc expliquer les observations faites sur ce mont sans évoquer d'amincissement lithosphérique.

Tubuai

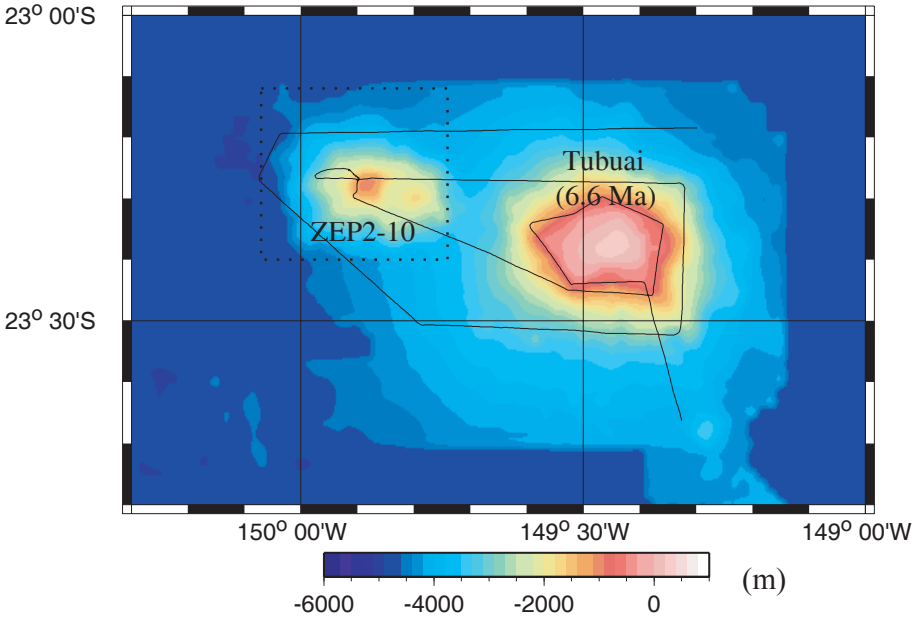

FIG. 6.29 – *Bathymétrie de Tubuai et de ZEP2-10. Nous avons représenté en pointillé le masque grâce auquel nous avons réalisé la décomposition et en trait continu la trace du bateau.*

La proximité de Tubuai et ZEP2-10, nous amène également à associer leur histoire. Tubuai est une île dont le sommet atteint une altitude de 422 m (figure 6.29). ZEP2-10, l'édifice situé au nord-ouest de Tubuai est un mont allongé suivant la direction N100°. Son sommet plat, d'extension 5.6×4.6 km, se trouve à une profondeur de 1000 m.

Pour ces deux volcans, nous avons dans un premier temps testé l'hypothèse selon

laquelle les histoires de leurs chargements étaient liées. Si Tubuai se met en place le premier, la lithosphère a une épaisseur de 4 km, puis s'épaissit et atteint une épaisseur de 6.5 km au moment de la construction de ZEP2-10. Par contre, les épaisseurs trouvées si on suppose que Tubuai charge la lithosphère en premier, sont de 16 km lors du premier chargement et 8 km lors du dernier.

Bien qu'un seul âge de 6.6 Ma soit disponible pour cet édifice, on ne peut pas exclure l'hypothèse selon laquelle ce volcan se serait mis en place sur un autre édifice plus âgé, comme c'est le cas pour la plupart des édifices qui l'entourent (deux âges de 6.5 et 33 Ma sont rapportés sur Raivavae et la ride située au sud, à une distance inférieure à 50 km et deux phases de volcanisme à 0.2 et 8.7 Ma se superposent sur Arago). De plus, le magnétisme indique la présence d'au moins quatre dipôles sur cet édifice, ce qui implique une histoire géologique complexe. Nous avons donc également testé l'hypothèse suivant laquelle deux phases de volcanisme s'étaient produites sur ce volcan.

On dispose ici de moins d'indices que lors de l'étude d'Arago puisque la phase la plus ancienne n'est pas datée. On ne sait donc pas de combien de kilomètres les deux épaisseurs doivent être séparées. On procède ici aussi à des hypothèses sur les fractions de volume créées par les différentes phases de volcanisme. L'EQM trouvé pour α=0.2 (figure 6.30) indique un minimum local pour les valeurs T_1=11 km et T_2=13 km mais également pour T_1=5 km et T_2=17 km. Nous n'avons pas assez d'élements pour trancher entre ces deux cas de figure. D'autres solutions sont introduites lorsque nous faisons varier α. On ne peut pas déterminer avec certitude l'épaisseur élastique qu'a la lithosphère lorsqu'elle est chargée par Tubuai mais les résultats de notre étude montrent qu'il est tout à fait possible que celle-ci se soit mise en place sur une lithosphère d'épaisseur normale.

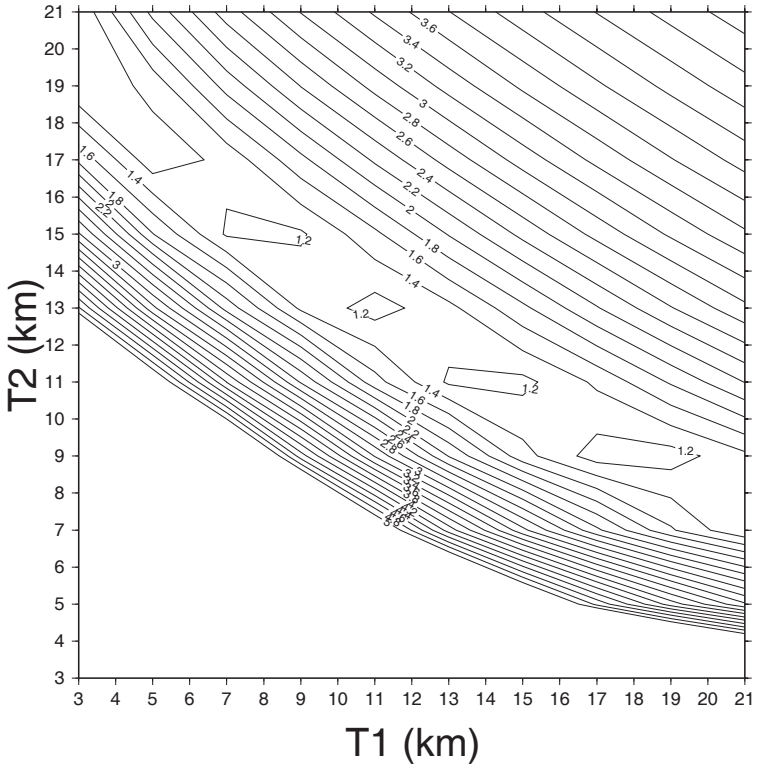

FIG. 6.30 – *EQM calculé pour Tubuai en fonction des épaisseurs élastiques relatives aux deux chargements (α=0.2).*

6.4 Interprétation

Nous avons reporté sur la carte 6.31 les épaisseurs élastiques ainsi obtenues (elles sont également résumées dans le tableau 6.3). Une première remarque est qu'il n'y a pas d'homogénéité spatiale dans la répartition de ces valeurs. Au nord, les épaisseurs élastiques montrent en effet des valeurs allant de 2 km à 19 km. Au sud, les valeurs semblent un peu plus homogènes et se répartissent autour de 8 km mais des épaisseurs plus faibles de l'ordre de 3-4 km sont trouvées pour le banc Neilson et les mont ZEP2-15, ZEP2-26 et ZEP2-27.

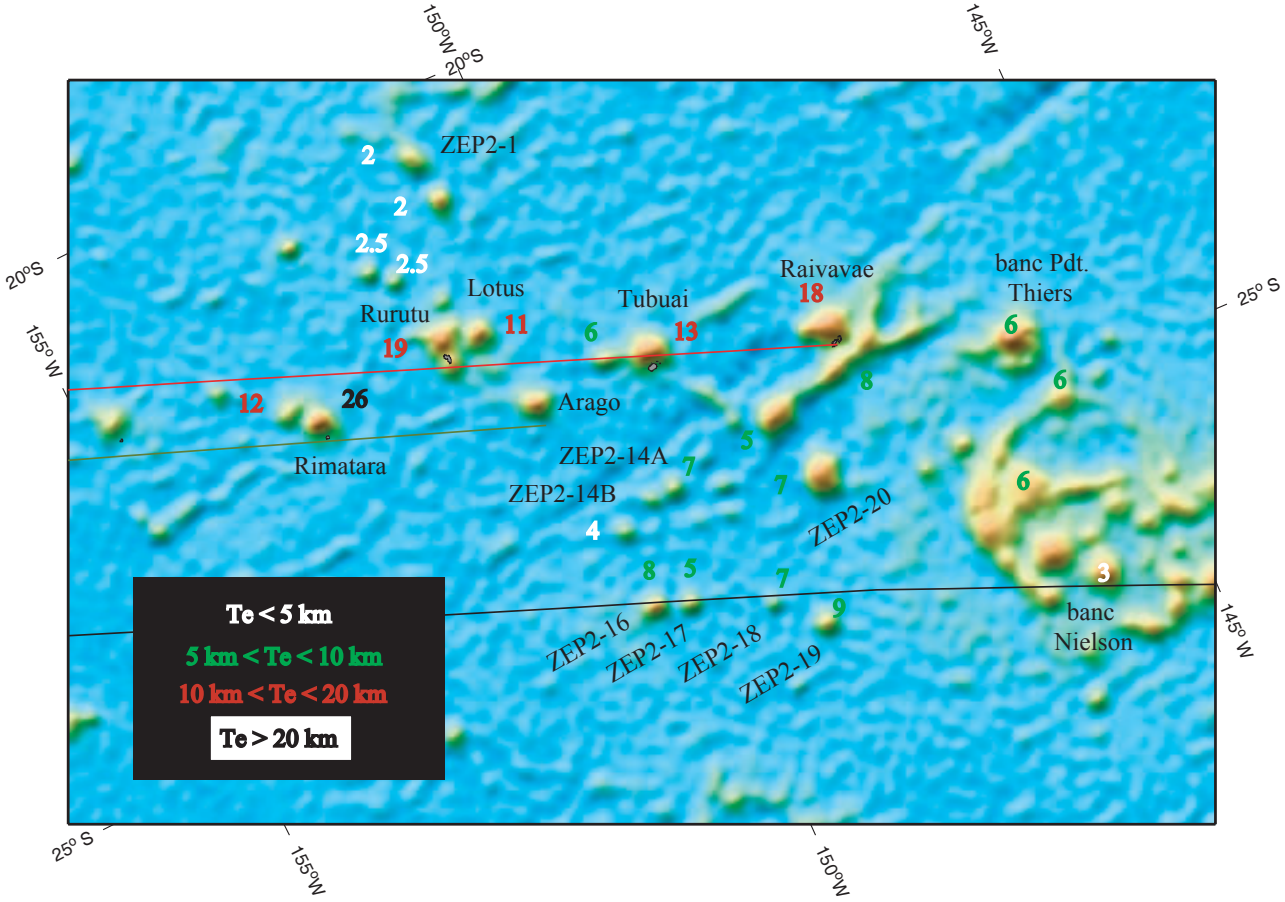

FIG. 6.31 – *Report des valeurs des épaisseurs élastiques. En noir, vert et rouge sont indiquées les traces centrales des trois points chauds identifiés sur la zone.*

Nous avons reporté nos résultats pour les édifices datés (figures 6.32, 6.34 et 6.39), dans le diagramme montrant l'épaisseur élastique en fonction de l'âge de la lithosphère au moment du chargement. Nous avons séparé ces édifices en trois groupes : édifices appartenant aux deux alignements nord, édifices situés sur l'alignement sud et édifices n'appartenant à aucun des alignements. Nous rappelons que les valeurs des épaisseurs élastiques se trouvent théoriquement entre les isothermes 300 et 600°C, (également représentées sur les figures 6.32, 6.34 et 6.39) pour les âges inférieurs à 70 Ma (Parsons et Sclater, 1977). Le résultat de l'étude menée par Calmant et Cazenave (1987) à partir des épaisseurs élastiques trouvées dans tous les océans montre qu'elles ont plus

particulièrement tendance à se répartir autour de la courbe $2.7\sqrt{t}$ (en pointillés sur les figures 6.32, 6.34 et 6.39). Nous allons maintenant voir comment peuvent être interprétés nos résultats pour chacun de ces trois groupes, et comment ils se distinguent des valeurs précédemment trouvées sur la zone.

6.4.1 Edifices hors alignements

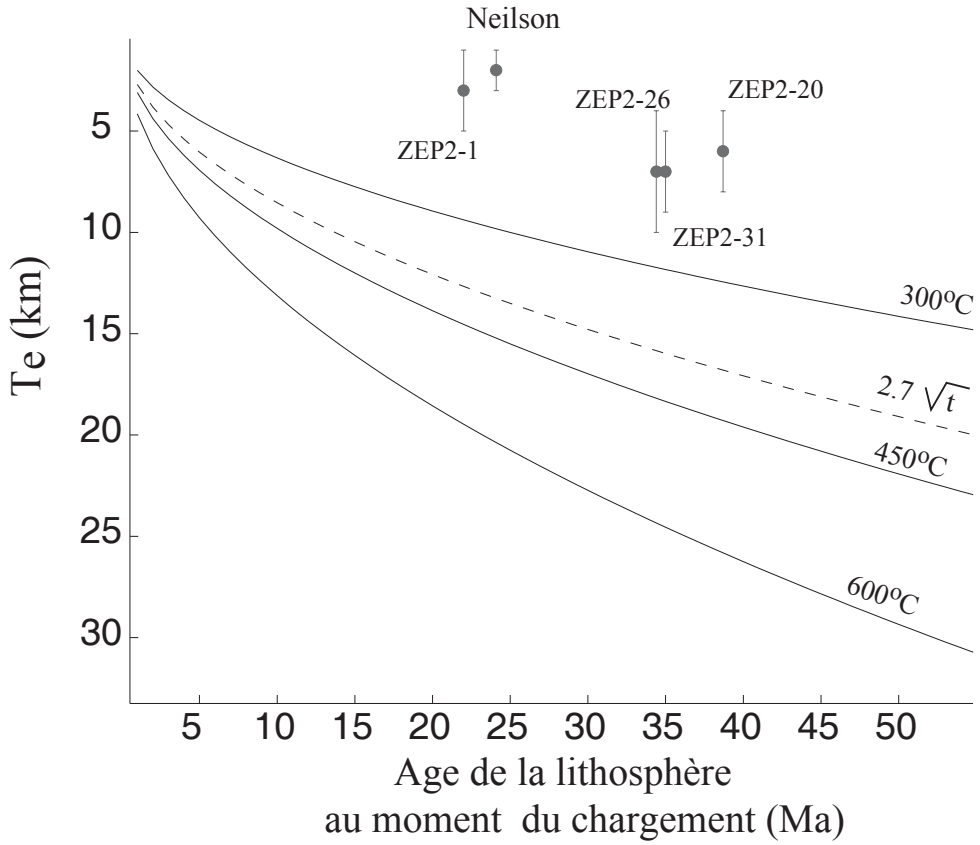

FIG. 6.32 – *Epaisseurs élastiques en fonction de l'âge de la lithosphère au moment du chargement pour les édifices hors alignements. Les courbes théoriques (les isothermes 300, 450 et 600° C) y sont également représentées, ainsi que la courbe empirique ($2.7\sqrt{t}$).*

Les édifices n'appartenant pas aux trois alignements précédemment mis en valeur sont répartis géographiquement sur toute la zone d'étude, aussi bien au nord qu'au sud. Les épaisseurs élastiques correspondantes se situent au-dessus de l'isotherme 300°C (figure 6.32). Il faut noter cependant que ce sont de très vieux édifices (t>20 Ma), qui ont pour la plupart des morphologies de guyot (le banc Nielson, les monts ZEP2-20, ZEP2-26 et ZEP2-31), ce qui implique qu'une partie importante de leur topographie a été déformée depuis leur formation. En calculant la compensation à partir de leur topographie actuelle nous avons ainsi sous-estimé le volume qui a flexuré la lithosphère. Ceci est illustré sur la figure 6.33 où nous avons représenté la flexure obtenue à partir d'un mont synthétique de diamètre 170 km et de hauteur 4000 m (en trait continu) et la flexure due au chargement d'un mont ayant la même base mais dont la topographie

a été tronquée à partir de 2000 m (en tiretés). Les deux flexures ont été calculées avec une épaisseur élastique de 5 km. Pour le mont tronqué, la flexure a une amplitude plus faible. Pour avoir une flexure équivalente à proximité de cet édifice, on est amené à diminuer l'épaisseur élastique (jusqu'à 3.5 km), de façon à avoir une compensation plus localisée. Il est cependant difficile de restituer la topographie initiale de ces vieux édifices sans introduire d'erreur. La partie supérieure des édifices n'est pas la seule à avoir été érodée et la topographie que nous observons à présent ne rend pas forcément compte des pentes initiales des volcans. L'asymétrie des édifices constitue une difficulté supplémentaire dans la restitution de leur topographie originale. Mais il est certain que cette perte de volume explique, en partie du moins, les faibles épaisseurs élastiques trouvées pour les vieux édifices.

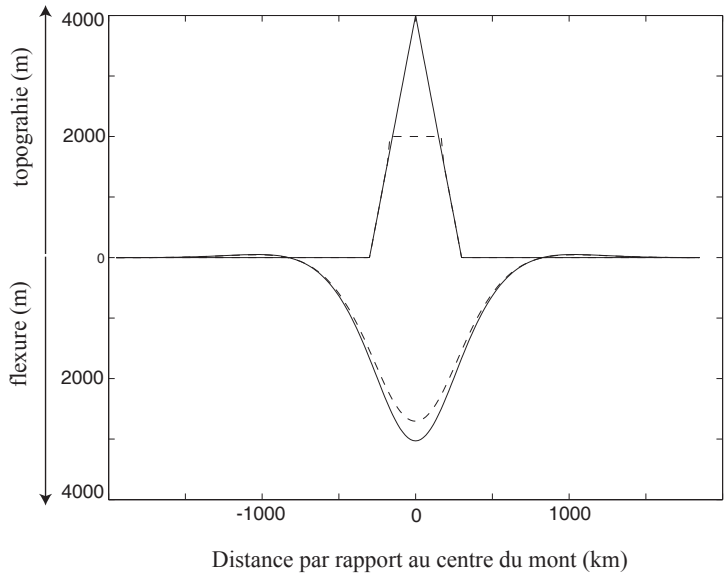

FIG. 6.33 – *Influence de l'érosion sur le calcul de la compensation. En trait fin sont représentées la topographie d'un mont synthétique conique et la flexure qu'il engendre lorsqu'il charge une lithosphère d'épaisseur élastique 5 km. En tiretés, même scénario mais pour un mont tronqué.*

6.4.2 Alignement sud

Pour l'alignement sud, les monts ZEP2-14A, ZEP2-14B, ZEP2-16, ZEP2-17, ZEP2-18 et ZEP2-19 sont caractérisés par des épaisseurs élastiques de l'ordre de 8 km. Un seul âge est disponible sur le mont ZEP2-19, daté à 8.9 Ma, ce qui implique une lithosphère amincie lors de sa mise en place (figure 6.34). De par son emplacement et son âge, cet édifice peut être relié à l'alignement du Macdonald. Le fait de trouver une lithosphère amincie pour ZEP2-19 est en désaccord avec les résultats de Jordahl et al. (2001) qui rapportent une épaisseur élastique normale, de l'ordre de 15 km pour le Macdonald. Pour obtenir cette valeur, Jordahl et al. (2001) décomposent les différentes étapes de

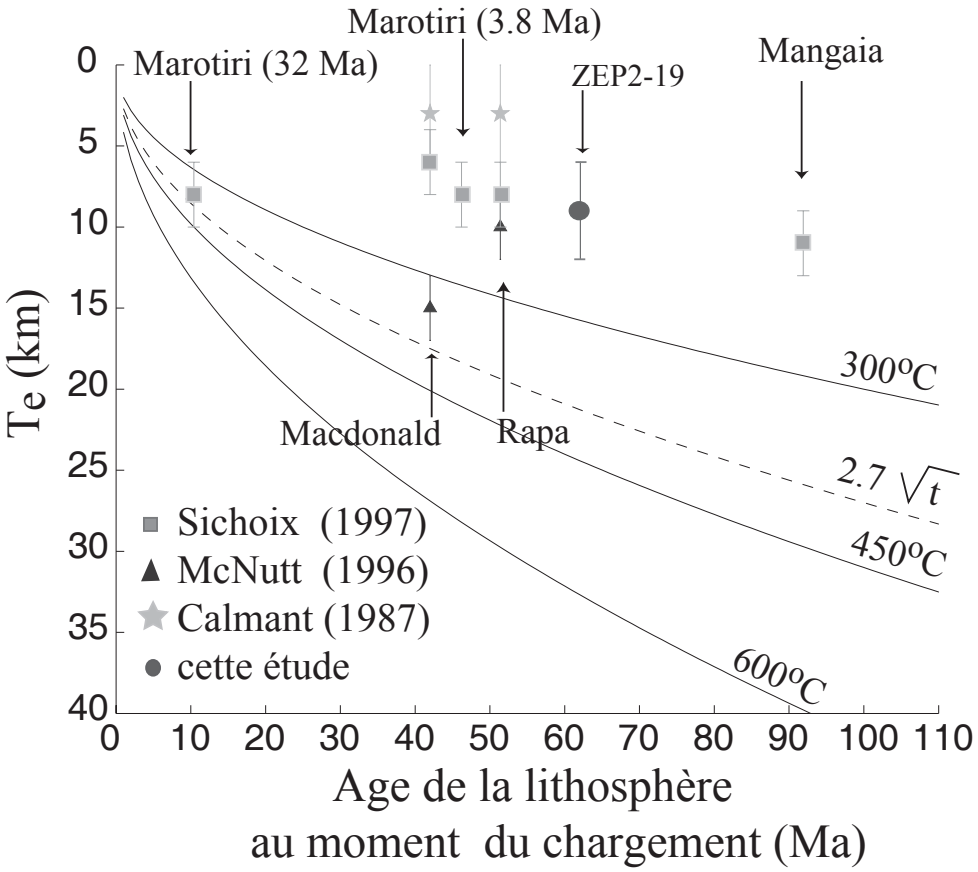

FIG. 6.34 – *Epaisseurs élastiques en fonction de l'âge de la lithosphère au moment du chargement pour les édifices appartenant à l'alignement sud. Les courbes théoriques (les isothermes 300, 450 et 600° C) y sont également représentées, ainsi que la courbe empirique (2.7$\sqrt{t}$).*

volcanisme qui se sont produites sur les chaînes Macdonald, Ngatemato et Taukina. Dans cette étude, les volcans des chaînes Macdonald et Taukina sont modélisés par des disques et la chaîne Ngatemato par une charge linéaire. Suivant ce scénario, les chaînes Taukina et Ngatemato chargent en premier la lithosphère qui est alors caractérisée par une épaisseur élastique T_1. Plus tard, l'alignement du Macdonald se met en place sur une lithosphère d'épaisseur élastique T_2. En minimisant la différence entre l'AAL obtenue à partir de ce modèle et l'AAL observée, il trouve T_1=1-2 $\pm$ 5 km et T_2=15-20 km. Pour vérifier que cette forte épaisseur n'est pas un artefact de leur méthode qui évalue l'épaisseur élastique sur l'ensemble des chaînes et qui approxime la topographie par des modèles géométriques, nous l'avons recalculée. Nous avons élaboré une grille bathymétrique à partir des données monofaisceau et multifaisceaux disponibles sur la zone puis nous avons décomposé la topographie du Macdonald et d'une partie de la chaîne Ngatemato (masques en pointillés sur la figure 6.35). Nous avons ensuite appliqué la même méthode de décomposition que nous avons employé pour l'étude de la chaîne nord, en supposant que la lithosphère d'épaisseur élastique T_1 est chargée dans un premier temps par la chaîne Ngatemato. Dans un deuxième temps, lorsque son épaisseur élastique atteint une valeur T_2 elle est chargée par le mont Macdonald. Nous trouvons les mêmes épaisseurs élastiques que Jordahl et al. (2001), comme nous

pouvons le voir sur la figure 6.36 où sont montrés les isocontours de l'EQM en fonction des épaisseurs élastiques relatives aux deux chargements. Le mont Macdonald s'est donc bien mis en place sur une lithosphère d'épaisseur normale compte tenu de son âge au moment du chargement.

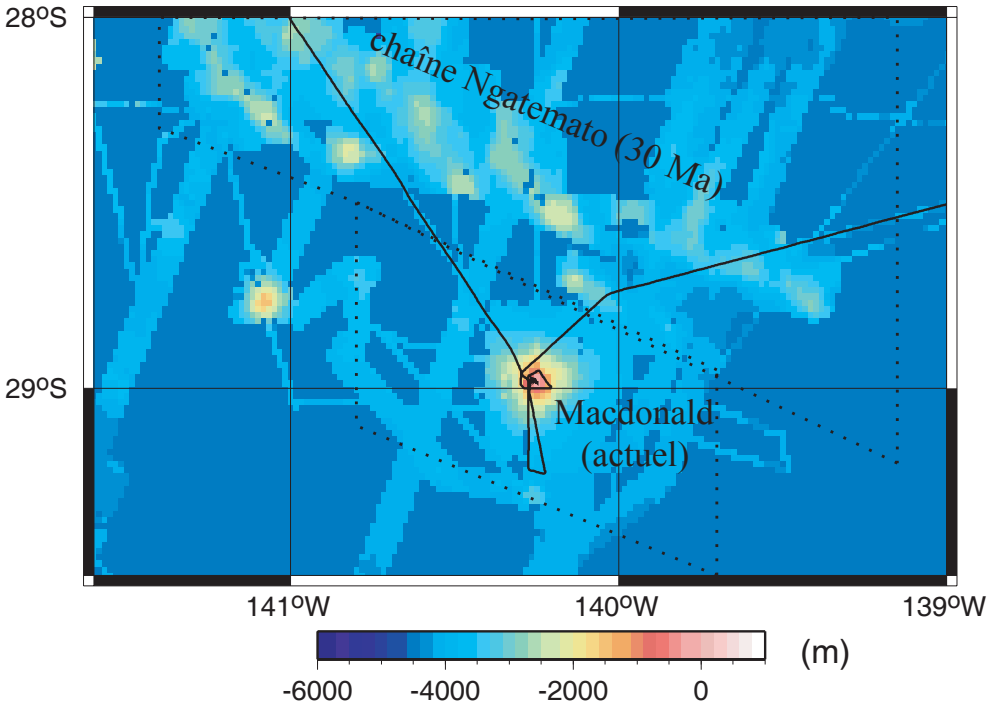

FIG. 6.35 – *Bathymétrie du mont Macdonald et d'une partie de la chaîne Ngatemato. Les masques ayant servi à décomposer les différentes phases de volcanisme sont représentés en pointillés.*

Nous observons par contre que les épaisseurs élastiques de Rapa (située entre le Macdonald et ZEP2-19) et de Mangaia (située à l'extremité ouest de la chaîne) sont trop faibles compte tenu de l'âge de la lithosphère au moment de leur mise en place (figure 6.34). L'ensemble des épaisseurs élastiques calculées sur cet alignement peut être expliqué par le scénario suivant : un panache, correspondant à la remontée de matériel anormalement chaud, atteint la base de la lithosphère. Au cours des millions d'années qui suivent, il amincit la lithosphère qui passe à son aplomb. Simultanément, il produit du volcanisme en surface. Mangaia, Rapa et ZEP2-19 se mettent place pendant cette période. Progressivement le volume et la poussée dynamique associés au panache diminuent. Au bout d'un certain temps, l'effet du panache n'est plus assez important pour amincir la lithosphère, bien que le volcanisme continue à s'exprimer en surface. Le mont Macdonald se met en place à cette période sur une lithosphère d'épaisseur normale (Jordahl et al., 2001), profitant des zones de faiblesse laissées dans la lithosphère par le chargement de Ngatemato et Taukina. Cette explication est cohérente avec la morphologie du bombement topographique que nous avons déterminée dans le chapitre 5 (figure 6.37). Le maximum de l'anomalie de profondeur se situe en effet à 500 km du Macdonald, et à partir de Marotiri l'anomalie de profondeur ne correspond plus géographiquement à l'alignement volcanique. Une autre explication consiste à dire que

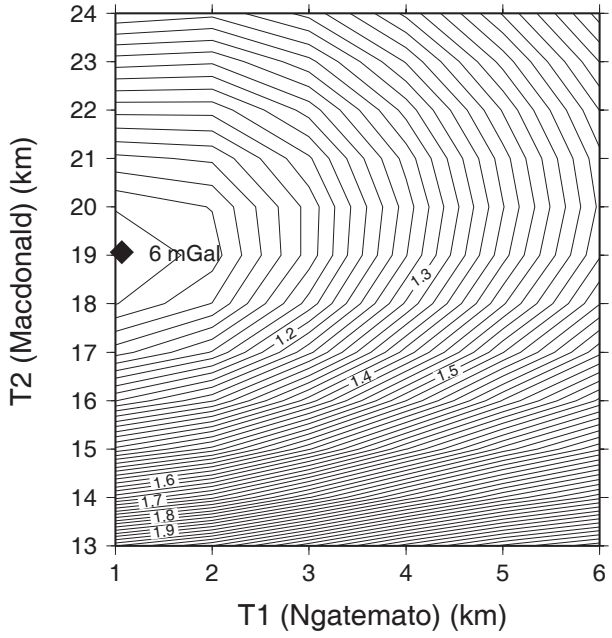

FIG. 6.36 – *EQM sur l'AAL observée sur Macdonald et Ngatemato en fonction des épaisseurs élastiques relatives aux deux chargements. Les isocontours sont normalisés par l'erreur minimale (6 mGal) trouvée pour T_1=1 km et T_e=19 km*

la lithosphère était déjà amincie par un autre évenèment, avant l'arrivée du panache responsable de la formation de l'alignement sud (Macdonald, Rapa, ZEP2-19 et Mangaia). La morphologie des anomalies topographiques et du géoïde indique en effet, la superposition de plusieurs évenèments, et les âges rapportés sur cette zone montrent qu'une ancienne phase de volcanisme s'est exprimée sur Ra (29 Ma), Marotiri (32 Ma) et le banc Neilson (40 Ma). Cette ancienne phase de volcanisme aurait aminci localement la lithopshère (sous Rapa, ZEP2-19 et Mangaia). Sur l'alignement sud, la lithosphère est donc localement amincie. Cet amincissement est soit contemporain, soit antérieur à l'arrivée du panache qui créé les volcans Mangaia, ZEP2-19, Rapa et Macdonald.

6.4.3 Alignement nord

Pour les deux alignements nord, la situation est encore plus complexe. Les datations montrent en effet que plusieurs phases de volcanisme ont eu lieu sur cette zone : les deux phases responsables de la formation des deux chaînes précédemment mises en valeur (Bonneville et al., 2002) mais également une phase beaucoup plus ancienne puisque les édifices Lotus et ZEP2-1 sont respectivement datés à 54.8 et 55.8 Ma. Les épaisseurs élastiques trouvées sur la zone avant la présente étude indiquaient une lithosphère amincie (figure 6.38).

La plupart des épaisseurs élastiques sont fournies par Sichoix (1997). Sa méthode consiste à prédire la bathymétrie à partir d'une grille d'AAL dérivée de l'altimétrie sattelite, à laquelle sont intégrées des données enregistrées le long des traces bateaux

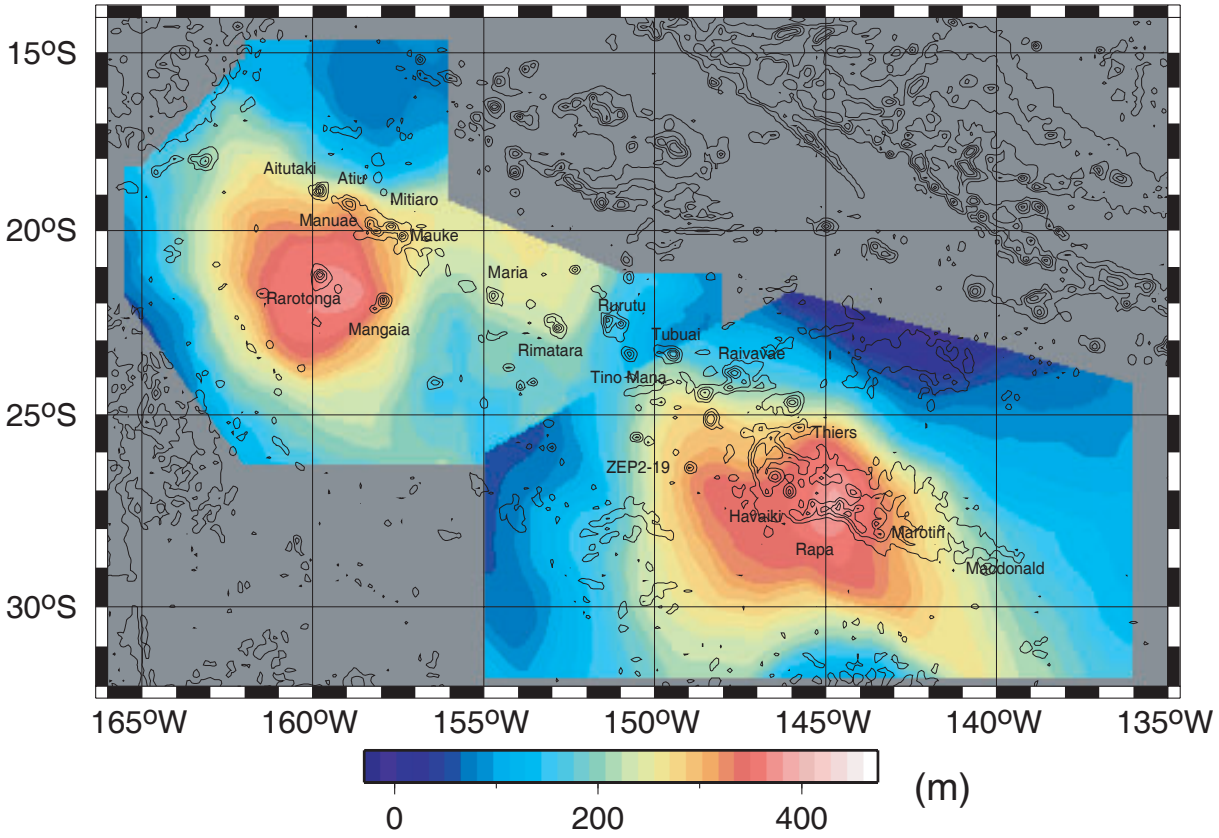

FIG. 6.37 – *Bombements relatifs à l'alignement des Cook-Australes*

pour améliorer la résolution aux courtes longueurs d'onde. La bathymétrie prédite est la somme d'une composante régionale, calculée à partir des traces bateau disponibles et d'une solution topographique. Cette dernière est déterminée par un filtre passe-bande qui dépend du paramètre flexural. L'épaisseur élastique est obtenue en minimisant la différence (au sens des moindres carrés) entre la bathymétrie ainsi obtenue et la bathymétrie enregistrée suivant les traces bateaux. Les résultats présentés par Calmant (1987) sont obtenus à partir de l'étude des anomalies du géoïde. L'anomalie du géoïde est calculée à partir de la bathymétrie (grille SYNBAPS) puis elle est comparée à l'anomalie observée suivant les traces SEASAT.

Leurs études n'impliquaient pas de décomposition des différentes phases de volcanisme, nous avons voulu savoir dans un premier temps quels seraient nos résultats avec une étude similaire. Nous avons représenté sur la figure 6.38, nos résultats lorsque l'on utilise le simple modèle élastique. Les valeurs que nous trouvons indiquent une lithosphère amincie, comme les précédentes études. Pour certains édifices tels Tubuai et Raivavae, nous trouvons que l'épaisseur élastique est plus faible de 5 km que celle préalablement mise en évidence. C'est une différence importante mais elle s'explique par la quantité réduite des données disponibles sur la zone avant la campagne ZEPOLYF2.

Mais comme nous l'avons déjà mentionné, le simple modèle élastique n'est pas approprié pour l'étude de la plupart des édifices de l'alignement nord. Nous avons donc tenté de reconstituer l'histoire tectonique relative à chaque mont ou à chaque groupe

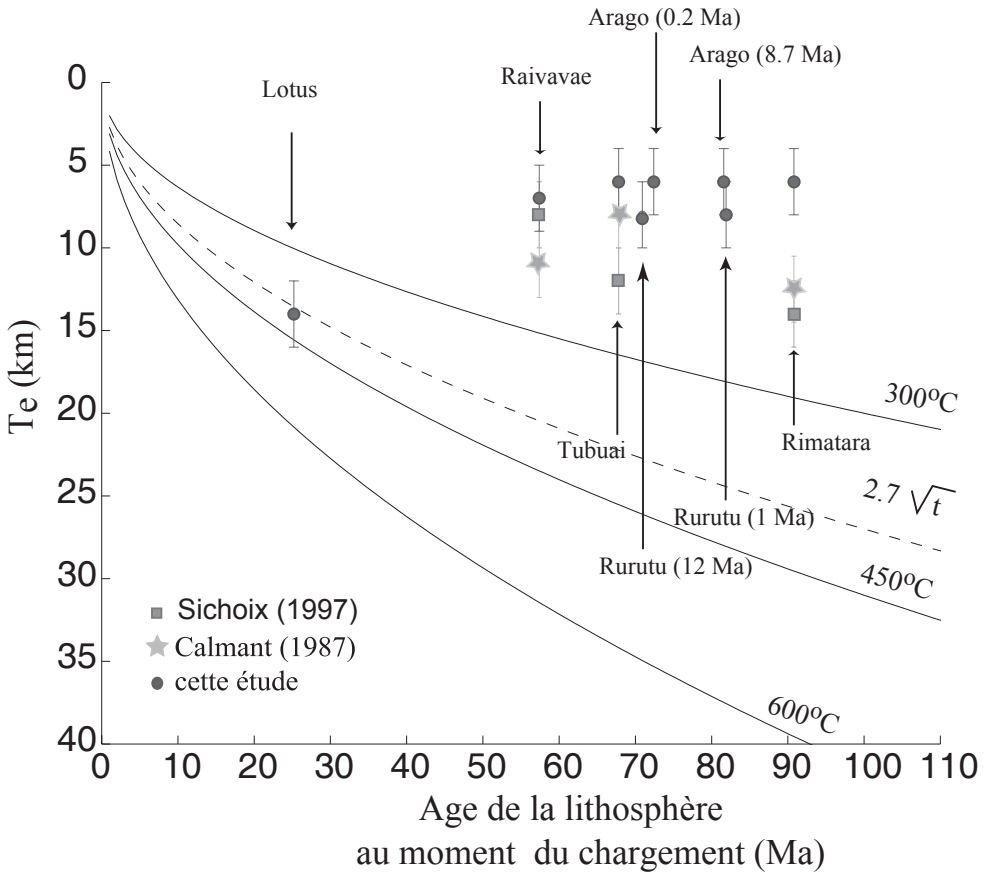

FIG. 6.38 – *Epaisseurs élastiques en fonction de l'âge de la lithosphère au moment du chargement pour les édifices appartenant à l'alignement nord. Les calculs utilisent un simple modèle élastique, sans décomposer les différentes phases de volcanisme qui s'y sont produites. Les courbes théoriques (les isothermes 300, 450 et 600° C) y sont également représentées, ainsi que la courbe empirique ($2.7\sqrt{t}$).*

de monts en décomposant les différentes phases de volcanisme qui s'y sont produites. Les scenarii testés sont élaborés à partir des indices fournis par les âges, les analyses isotopiques et la morphologie des édifices volcaniques. Dans la plupart des cas, les indices dont on dispose sont peu nombreux et souvent contradictoires. Sur Rurutu et Lotus, nous disposons des indices les plus solides puisque les âges sont en accord avec les tendances isotopiques et la morphologie des édifices (Lotus est un guyot daté à 54.8 Ma).

En isolant les différentes phases de volcanisme, nous arrivons à trouver des épaisseurs élastiques normales, compte tenu de l'âge de la lithosphère au moment de son chargement pour

- Raivavae et la ride située au sud de l'île
- Rimatara et les monts ZEP2-11 et ZEP2-12
- Rurutu (et les monts avoisinants ZEP2-6, ZEP2-7 et ZEP2-8) et Lotus (voir figure 6.39)

Nous avons également décomposé les deux étapes de volcanisme rapportées sur

Arago en prenant des hypothèses sur le volume relatif à la dernière phase de volcanisme. Les épaisseurs élastiques trouvées restent faibles mais comme nous avons pris une hypothèse grossière sur le volume relatif à chaque phase de volcanisme, nous les considérons peu fiables. Cette démarche a également été appliquée sur Tubuai où nous soupçonnons que deux phases de volcanisme se superposent. Les indices fournis par les âges sont plus faibles dans ce cas, mais certains paramètres permettent de trouver une épaisseur normale pour cet édifice.

Le fait de retrouver une épaisseur normale après reconstitution de l'histoire des chargements permet non seulement d'affirmer qu'il n'y a pas d'amincissement lithosphérique, comme il a longtemps été supposé sur cette région, mais également de valider le modèle élastique pour une zone traversée pourtant par la zone de fracture des Australes et dont les contraintes dans la lithosphère ont été modifiées par les différentes phases de volcanisme.

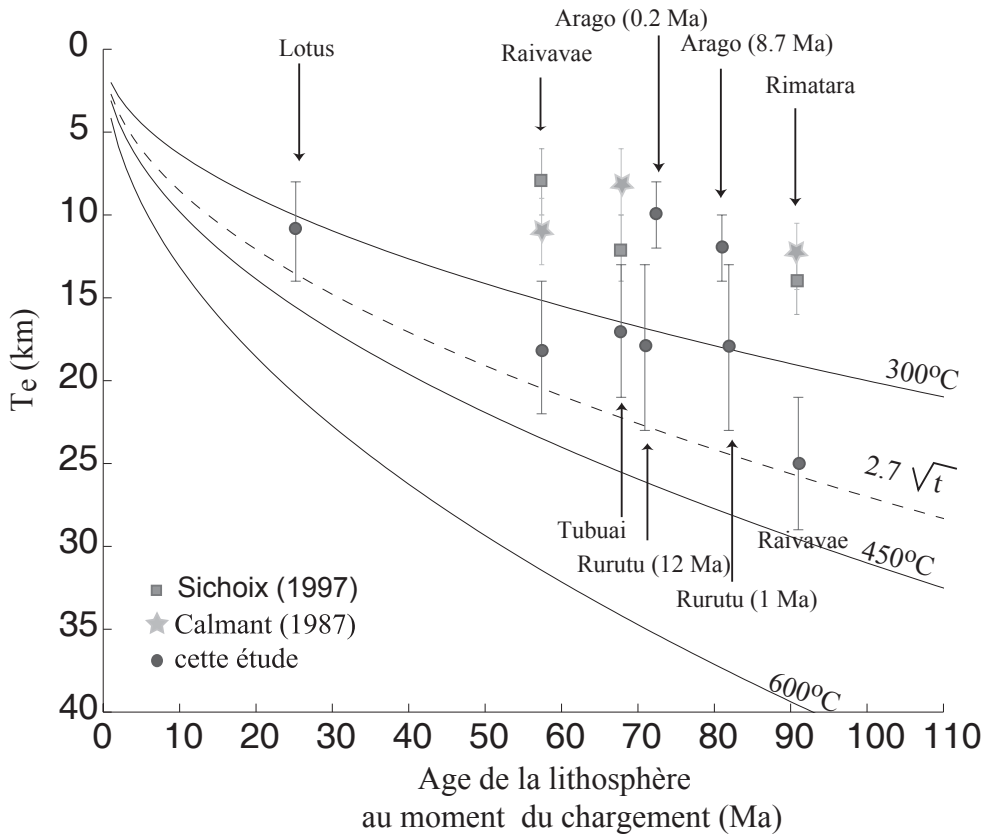

FIG. 6.39 – *Epaisseurs élastiques en fonction de l'âge de la lithosphère au moment du chargement pour les édifices appartenant à l'alignement nord. Les calculs décomposent les différentes phases de volcanisme qui s'y sont produites. Les courbes théoriques (les isothermes 300, 450 et 600° C) y sont également représentées, ainsi que la courbe empirique ($2.7\sqrt{t}$).*

L'amincissement lithosphérique, seul phénomène invoqué jusqu'à présent pour rendre compte des faibles valeurs des épaisseurs élastiques rapportés dans la région ne constitue plus l'explication unique. Il ne peut pas cependant être totalement écarté si l'on suppose que :

- Raivavae s'est mise en place avant la ride située au sud
- Rimatara avant les monts ZEP2-11 et ZEP2-12
- ZEP2-10 avant Tubuai

Ces scenarii ne peuvent pas être écartés vu l'incohérence et la faiblesse des indices. Mais la reconstitution menée sur Rurutu et Lotus, pour lesquels nous disposons des indices les plus fiables indique qu'il n'y a pas de rajeunissement thermique sur cette région.

L'absence de rajeunissement thermique semble confirmée par le fait qu'il n'y a de bombement ni dans la bathymétrie ni dans le géoïde. En effet, un amincissement thermique de la lithosphère implique une remontée des isothermes. Pour avoir un équilibre isostatique, une remontée du plancher océanique est alors nécessaire.

6.4.4 Récapitulatif

Notre étude a donc permis de mettre en évidence qu'il n'y a probablement pas d'amincissement lithosphérique sur les deux branches nord (vieux Rurutu et jeune Rurutu). Les observations s'expliquent par la superposition de différentes phases de volcanisme, séparées de plusieurs dizaines de millions d'années pour la plupart. Sur la branche sud, il existe un amincissement lithosphérique sous ZEP2-19 et Rapa. Cet amincissement lithosphérique ne se retrouve pas pour la partie jeune de la chaîne (Macdonald). Deux explications sont possibles : 1) l'amincissement est créé par le panache qui forme ZEP2-19, Rapa et Macdonald, qui n'est plus assez important pour influencer la structure thermique de la lithosphère lorsqu'il crée le mont Macdonald ; 2) l'amincissement est dû à un évenement antérieur à l'arrivée du panache responsable de l'alignement sud.

TAB. 6.3 – Valeurs des épaisseurs élastiques et des densités de la charge volcanique obtenues dans la présente étude (colonnes 3 et 4) et récapitulatif des épaisseurs élastiques disponibles pour les Cook-Australes (colonne 5) ; c : Calmant (1987b), m : McNutt et al. (1996a), s : Sichoix (1997)

nom de la structure	emplacement	T_e(km)	ρ_v (km.m^{-3})	c/m/s
ZEP2-1	S20^{o}50/W150^{o}50	2±1	2700 ± 50	
ZEP2-2	S21^{o}15/W150^{o}45	2±1	2700 ± 50	
ZEP2-3	S21^{o}38/W151^{o}40	2.5±1	2700 ± 50	
ZEP2-4	S21^{o}48/W151^{o}29	2.5±1	2700 ± 50	
ZEP2-6	S22^{o}22/W151^{o}10	19±5	2700	
ZEP2-7	S22^{o}03/W151^{o}31	19±5	2700	
ZEP2-8	S22^{o}41/W151^{o}21	19±5	2700	
Rurutu	S22^{o}28/W151^{o}21	19 ±5	2700	
Lotus	S22^{o}34.4/W150^{o}59	11±3	2700	
Arago	S23^{o}26.4/W150^{o}43.8	10-12	2700	
Tubuai	S23^{o}30/W149^{o}50	17	2700	8/-/12
ZEP2-10	S23^{o}16.6/W149^{o}53	6±1	2700 ± 50	
ZEP2-11	S22^{o}25/W152^{o}56	12±2	2700	
ZEP2-12	S20^{o}30/W153^{o}05	12±2	2700	
Rimatara	S22^{o}38/W152^{o}49	26±2	2700	12.5/-/14
ZEP2-13	S24^{o}25/W148^{o}30	5±1	2750 ± 50	
Raivavae	S23^{o}52/W147^{o}40	18±2	2750 ± 50	11/-/8
ZEP2-14	S24^{o}39/W149^{o}48.5	7±2	2700 ± 50	
ZEP2-15	S24^{o}49.5/W150^{o}26	4±2	2700 ± 50	
ZEP2-16	S25^{o}34.6/W150^{o}30	8±2	2750 ± 50	
ZEP2-17	S25^{o}42/W150^{o}09	5±1	2750 ± 50	
ZEP2-18	S26^{o}01.5/W149^{o}23	7±2	2650 ± 50	
ZEP2-19	S26^{o}23.2/W148^{o}57	9±3	2750 ± 50	
ZEP2-20	S25^{o}06/W148^{o}22	7±1	2700 ± 50	
ZEP2-25	S26^{o}26.8/W145^{o}40	6±2	2650 ± 50	
ZEP2-27	S26^{o}13.6/W146^{o}59.2	6±2	2700 ± 50	
Banc Nielson	S27^{o}03/W146^{o}02	3±2	2700 ± 50	
ZEP2-31	S25^{o}22.3/W145^{o}42.7	6±2	2700 ± 50	
Banc Président Thiers	S24^{o}40/W145^{o}55	6±3	2700 ± 50	
Macdonald	S29^o/W140^{o}20			≤ 6/15/6
Rapa	S27^{o}50/W144^{o}50			≤ 6/10/8
Mangaia	S21^{o}90/W157^{o}90			7/-/11
Marotiri	S27^{o}90/W143^{o}50			-/-/8

Chapitre 7

Conclusion générale

Le Pacifique central sud est caractérisé par de nombreuses anomalies géophysiques, dont une importante surélévation du plancher océanique. Bien qu'aucun doute ne subsiste concernant l'existence de cette dernière, la description de son emplacement et de son extension géographique restait approximative dans les études antérieures. Aucune des méthodes de filtrage utilisées jusqu'ici en sciences de la Terre ne permet une caractérisation précise des anomalies de profondeur sur une zone où il y a superposition d'un grand nombre d'anomalies de profondeur, de longueurs d'onde différentes : le Superbombement du Pacifique et les nombreux bombements relatifs aux points chauds, distants entre eux de quelques centaines de kilomètres seulement. Nous avons alors mis au point une nouvelle méthode de filtrage spécialement adaptée à la caractérisation des anomalies de profondeur. Cette nouvelle méthode nécessite deux étapes : la première, appelée minimisation, consiste à 'gommer' grossièrement l'influence des édifices volcaniques ; la deuxième utilise un filtrage médian pour lisser la grille issue de la minimisation et faire ainsi ressortir la tendance régionale. C'est une méthode robuste qui ne nécessite aucune hypothèse sur l'emplacement, la longueur d'onde ou la forme de l'anomalie que l'on souhaite caractériser.

Grâce à cette nouvelle méthode, nous avons effectué une caractérisation précise du Superbombement du Pacifique. Il couvre une zone beaucoup plus étendue que ne le laissaient supposer les descriptions rapportées jusqu'à présent. Il est composé de deux branches : la branche sud correspond géographiquement à l'emplacement de la Polynésie française ; la branche nord concerne plutôt le Pacifique central puisqu'elle s'étire entre les latitudes 0 et 10°S. Elle n'a pas été évoquée jusqu'à présent et n'est pas clairement corrélée à du volcanisme en surface. Les modèles tomographiques indiquent un manteau anormalement chaud sous les deux branches. Le seul phénomène capable de réconcilier la remontée du plancher océanique et l'anomalie négative du géoïde observées sur la branche sud, est la remontée dynamique d'un panache dans le manteau. La branche nord peut, quant à elle, être expliquée par une compensation isostatique qui se produit dans le manteau entre 400 et 500 km de profondeur.

Une fois que l'anomalie de profondeur grande longueur d'onde relative au Super-

bombement a été isolée, nous pouvons écarter cette composante de la grille d'anomalie de profondeur et procéder à la caractérisation des bombements topographiques relatifs aux alignements de type point chaud (et par là, nous entendons seulement un alignement volcanique ayant une continuité dans le temps).

Dans notre région d'étude, le seul alignement dont le bombement topographique présente un comportement 'classique' est l'alignement de la Société. L'anomalie de profondeur se répartit symétriquement par rapport à l'axe principal. Son amplitude maximale et l'emplacement du volcanisme actuel sont séparés dans l'espace d'une centaine de kilomètres et dans le temps de 2 Ma. Au nord-ouest du maximum, le bombement subside selon la direction du mouvement de la plaque. Le flux de flottabilité calculé à partir de la remontée du plancher océanique induite par le panache indique que celui-ci est un panache profond (Courtillot et al., 2003). L'étude de l'anomalie du géoïde couplée à l'anomalie topographique fournit une profondeur de compensation de 50 km, du même ordre que celles déjà rapportées pour les autres alignements (Crough, 1978). La détermination de la profondeur de compensation, réalisée sur les autres archipels, donne un résultat du même ordre. Cependant, ce calcul se place dans l'hypothèse où l'intégralité des anomalies topographiques et du géoïde est due à un déficit de densité en profondeur.

Or, pour les autres archipels, plusieurs phénomènes distincts sont à l'origine des bombements topographiques et du volcanisme. Dans le cas des Marquises, le bombement est majoritairement dû à un placage sous-crustal (McNutt et Bonneville, 2000). De plus, l'expression du volcanisme pourrait être liée à une anomalie positive dans le géoïde, qui n'est corrélée à aucune anomalie topographique et dont l'origine reste indéterminée. La reconstitution de l'historique du chargement de la chaîne semble indiquer que le phénomène à l'origine de cette anomalie est responsable de la direction de l'alignement (N140°), qui diffère de celle du mouvement de la plaque (N115°).

Dans le cas des Tuamotu, on observe des linéations dans le géoïde suivant la direction de l'ancien rift propagateur, à l'origine des discontinuités structurales qui, en canalisant le magma, ont donné naissance à l'archipel. La lithosphére semble donc jouer un rôle majeur dans la mise en place du volcanisme.

Il en est de même à Rarotonga, où un transfert lithosphérique de magma se produit entre le panache responsable de la formation de Rarotonga et l'alignement situé à une centaine de kilomètres au nord-est sur l'extrémité ouest des Cook-Australes.

Sur les Australes sud, la morphologie de l'anomalie de profondeur indique la superposition de plusieurs phénomènes. On s'écarte d'autant plus de la description classique puisque la distance entre le maximum du bombement et le volcanisme actuel est cinq fois plus importante que pour la Société. Deux hypothèses sont évoquées : 1) les processus lithosphériques sont entièrement responsables de la morphologie observée ; 2) depuis 3 Ma le panache à l'origine de la formation de l'alignement n'est plus assez important pour influencer la structure thermique de la lithosphère mais le volcanisme continue à s'exprimer puisqu'il est guidé par les zones de faiblesse. Cette dernière hypothèse est corroborée par les valeurs des épaisseurs élastiques (trouvées dans cette étude et les

études antérieures), qui mettent en évidence un amincissement lithosphérique localisé : sur la partie jeune de la chaîne il n'y a ni bombement topographique ni amincissement lithosphérique.

Il existe également une chaîne sans bombement topographique associé : les Australes. Cet alignement est particulièrement intéressant puisque plusieurs phases de volcanisme se superposent sur une zone relativement restreinte et parfois sur les mêmes édifices. Nous avons cherché à savoir quelles informations supplémentaires pourrait fournir la cartographie des épaisseurs élastiques. Dans le cas présent, le simple modèle élastique n'est pas approprié en raison de l'influence mutuelle des différentes phases de volcanisme. Nous avons alors reconstitué l'histoire tectonique relative à chaque mont ou à chaque groupe de monts. Les scénarii testés sont élaborés à partir des indices fournis par les âges, les analyses isotopiques et la morphologie des volcans. Les épaisseurs élastiques que nous obtenons indiquent que les deux alignements nord se sont mis en place sur une lithosphère d'épaisseur élastique normale, compte tenu de son âge. Ce résultat est cohérent avec l'absence de bombement topographique.

Bibliographie

Adam, C., Vidal, V., et Bonneville, A. (2003). MiFil : A new method to characterize depth anomalies. Application to French Polynesia. *Submitted to J. Geophys. Res.*

Anderson, D. (1975). Chemical plumes in the mantle. *Tectonophysics*, *86*, 1593–1600.

Anderson, D. (2000). The thermal state of the upper mantle : no role for mantle plumes. *Geophys. Res. Lett.*, *27*, 1593-1600.

Armstrong, G., et Watts, A. (2001). Spatial variaitions in Te in the southern Appalachians, eastern Union States. *J. Geophys. Res.*, *106*, 220009–22026.

Banks, R., Francis, S., et Hipkin, R. (2001). Effects of loads in the upper crust on estimates of the elastic thickness of the lithosphere. *Geophys. J. Int.*, *145*, 431–452.

Barsczus, H., et Liotard, J. (1985). Contribution à la connaissance pétrographique et géochimique de l'île de Raivavae (Polynésie française, Océan Pacifique Centre Sud). *C. R. Acad. Sci. Paris*, *301*, 1409–1412.

Baudry, N., Stackelberg, U. V., et Recy, J. (1988). Alignements volcaniques dans les iles Australes : Analyse et interpretation des donnes SEASAT et SEABEAM. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 643-648.

Bendat, J., et Piersol, A. (1986). *Random data : analysis and procedure analysis.* New York : John Wiley and Sons.

Betz, F., et Hess, H. (1942). The floor of the North Pacific Ocean. *Geogr. Rev.*, *32*, 99-116.

Bodine, J., Steckler, M., et Watts, A. (1981). Observations of flexure and rheology of the oceanic lithosphere. *J. Geophys. Res.*, *86*, 3695–3707.

Bonneville, A. (2001). *Rapport de fin de campagne ZEPOLYF2* (Tech. Rep.). Université de la Polynsie française.

Bonneville, A., Lesuave, R., Audin, L., Clouard, V., Dosso, L., Gillot, P., Hildenbrandt, A., Janey, P., et Jordhal, K. (2002). Arago seamount : the missing Hot Spot found in the Austral islands. *Geology*, 1023–1026.

Brousse, R., Barscus, G., Bellon, H., Cantagrel, J.-M., Diraison, C., Guilloi, H., et Leotot, C. (1990). Variation in subsidence rates along intermediate and fast spreading mid-ocean ridges. *Bull. Soc. Géol. France*, *6*, 933–949.

Burckle, et Saito. (1966). An Eocene dredge haul from the Tuamotu Ridge. *Deep Sea Res., short Commun.*, *13*, 1207–1208.

Burke, K., et Wilson, J. (1976). Hot spots on the Earth's surface. *Sci . Am.*, *235*, 46–57.

Byerlee, J. (1968). Observations of flexure and rheology of the oceanic lithosphere. *J. Geophys. Res.*, *73*, 4741–4750.

Calmant, S. (1987). The elastic thickness of the lithosphere in the Pacific ocean. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *85*, 277–288.

Calmant, S., et Cazenave, A. (1987). Anomalous elastic thickness of the oceanic lithosphere in the south-central Pacific. *Nature*, *328*, 236–238.

Caress, D., et Chayes, D. (1995). New software for processing data from side-scan-capable multibeam sonars. In *Oceans'95 : Challenges of our changing global environment* (Vol. 2, pp. 997–1000). Washington DC, NY, USA : MTS-IEEE.

Cazenave, A., Lago, B., Dominh, K., et Lambeck, K. (1980). On the response of the oceanic lithosphere to sea-mount loads from GEOS3 satellite radar altimeter observations. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *63*, 233–252.

Chapman, M., et Talwani, M. (1979). Comparaison of gravimetricgeoid with GEOS3 altimetric geoid. *J. Geophys. Res.*, *84*, 3803–3816.

Chauvel, C., Hofmann, A. W., et Vidal, P. (1992). HIMU-EM : The French Polynesian connexion. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *110*, 99–119.

Clague, D., et Jarrard, R. (1973). Tertiary Pacific plate motion deduced from the Hawaiian-Emperor chain. *Geol. Soc. Am. Bull.*, *84*, 1135–1154.

Clouard, V., et Bonneville, A. (2001a). *Ages of seamounts, islands and plateaus on the Pacific plate* (Tech. Rep.). BP 6570 Faaa Aroport : Université de la Polynésie française / Jeune Equipe Terre -Océan.

Clouard, V., et Bonneville, A. (2001b). How many Pacific hotspots are fed by deep mantle plumes ? *Geology*, 695–698.

Cochran, J. (1986). Variation in subsidence rates along intermediate and fast spreading mid ocean ridges. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *87*, 421–454.

Colin, P., et Fleitout, L. (1990). Topography of the ocean floor : thermal evolution of the lithosphere and interaction of deep mantle heterogeneities with the lithosphere. *Geophys. Res. Lett.*, *17*(11), 1961–1964.

Courtillot, V., Davaille, A., Besse, J., et Stock, J. (2003). Three distinct types of hotspots in the Earth's mantle. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *205*, 295–308.

Courtney, R., et Beaumont, C. (1983). Thermally-activated creep and flexure of the oceanic lithosphere. *Nature*, *305*, 201–204.

Crough, S. (1978). Thermal origin of mid-plate hotspot swells. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *55*, 451–469.

Crough, S. (1983). Hotspot swells. *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, *11*, 165–193.

Dalrymple, G.B. and D.A. Clague. (1987). Age of the Hawaiian-Emperor volcanic chain, in Volcanism in Hawaii. In Decker R.V. and T.L. Wright and P.H. Stauffer (Ed.), *U.S. Geological Survey professional paper* (Vol. 1, p. 5-54). Washington.

Davies, G. (1988a). Ocean bathymetry and mantle convection, 1, Large-scale flow and hotspots. *J. Geophys. Res.*, *93*(B9), 10467–10480.

Davies, G. (1988b). Ocean bathymetry and mantle convection, 2, Small-scale flow. *J. Geophys. Res.*, *93*(B9), 10481–10488.

Davis, E., et Lister, C. (1974). Fundamentals of ridge-crest topography. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *21*, 405–413.

Desonie, D., Duncan, R., et Natland, J. (1993). Temporal and geochimical variability of volcanic products of the Marquesas hotspot. *J. Geophys. Res.*, *98*, 17649–17665.

Detrick, R., et Crough, S. (1978). Island subsidence, hot spots, and lithospheric thinning. *J. Geophys. Res.*, *83*(B3), 1236–1244.

Detrick, R., Herzen, R. von, Crough, S., Epp, D., et Fehn, U. (1981). Heat flow on the Hawaiian swell : a test of the lithospheric reheating model. *Nature*, *292*, 142–143.

Diament, M., et Baudry, N. (1986). Structural trends in the Southern Cook and Australs archipelagoes (South Central Pacific) based on analysis of SEASAT data : geodynamic implications . *Earth Planet. Sci. Lett.*, *67*, 91–114.

Diament, M., et Goslin, J. (1986). Emplacement of the Marion Dufresne, Lena and Ob seamounts (South Indian Ocean) from a study of isostasy. *Tectonophysics*, *121*, 253–262.

Didden, N., et Maxworthy, T. (1982). The viscous spreading of plane and axisymetric gravity currents. *J. Fluid Mech.*, *121*, 27–42.

Diraison, C. (1991). *Le volcanisme aérien des archipels polynésiens de la Société, des Marquises et des Australes-Cook.* Unpublished doctoral dissertation, Univ. de Bretagne Occidentale. (413 p.)

Doin, M., et Fleitout, L. (1996). Thermal evolution of the oceanic lithosphere : an alternative view. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *142*, 121–136.

Dorman, L., et Lewis, B. (1970). Experimental isostasy 1. Theory of the determination of the Earth's isostatic response to a concentrated load. *J. Geophys. Res.*, *75*, 3357–3365.

Dostal, J., Cousens, B., et Dupuy, C. (1998). The incompatible element characteristics of an ancient subducted sedimentary component in ocean islands basalts from French Polynesia. *J. Petrology*, *39*, 937–952.

Dubois, J., Launay, J., et Recy, J. (1974). Uplift movement in New Caledonia-Loyalty Islands aea and their plate tectonics interpretation. *Tectonophysics*, *24*, 133–150.

Duncan, R., et McDougall, I. (1974). Migration of volcanism with time in the Marquesas Islands, French Polynesia. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *21*(4), 414–420.

Duncan, R., et McDougall, I. (1976). Linear volcanism in French Polynesia. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 197–227.

Ekström, G., et Dziewonski, A. (1998). The unique anisotropy of the Pacific upper mantle. *Nature*, *394*, 168–172.

Ewing, M., Carpenter, C., Windisch, C., et Ewing, J. (1973). Sediment distribution in the oceans : the Atlantic. *Geol. Soc. Am. Bull.*, *84*, 71–88.

Filmer, P., McNutt, M., et Wolfe, C. (1993). Elastic thickness on the lithosphere in the Marquesas and Society islands. *J. Geophys. Res.*, *98*, 19565-19577.

Fleitout, L., et Yuen, D. (1984). Secondary convection and the growth of the oceanic lithosphere. *Phys. Earth Planet. Inter.*, *36*, 181–212.

Gaboret, C. (2002). *Dynamique du manteau Terrestre : Approche conjointe Numérique et Sismologique.* Unpublished doctoral dissertation, Institut de Physique du globe de Paris, Paris. (297 p.)

Goetze, C. (1978). The mecanism of creep in olivine. *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, *288*, 99–119.

Goetze, C. (1979). Stress and temperature in the bending lithosphere as constrained by experimental rock mechanics. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *59*, 463–478.

Goodwillie, A. (1993). *Tectonics of the South Pacific.* Unpublished doctoral dissertation, US. (207 p.)

Goodwillie, A., et Watts, A. (1993). An altimetric and bathymetric study of elastic thickness in the central Pacific Ocean. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *118*, 311-326.

Grand, S., VanDerHilst, R., et Widiyantoro, S. (1997). Global seismic tomography : A snapshot of convection in the Earth. *GSA Today*, *7*, 1–17.

Gunn, R. (1943). A quantitative evaluation of the influence of the lithosphere on the anomalies of gravity. *J. Franklin Inst.*, *236*, 373–396.

Hager, B., et Clayton, R. (1989). Constraints on the structure of mantle convection using Seismic Observations, Flow Models, and the Geoid. In W. Peltier (Ed.), *Mantle convection* (pp. 657–764). Gordon and Breach, New York.

Haxby, J., et Turcotte, D. (1978). On isostatic geoid anomalies. *J. Geophys. Res.*, *83*, 5473–5478.

Heestand, R., et Crough, S. (1981). The effect of hot spot on the oceanic age-depth relation. *J. Geophys. Res.*, *86*, 6107–6114.

Hupper, H. E. (1982). The propagation of two-dimensional and axisymetric viscous gravity currents over a rigid horizontal surface. *J. Fluid Mech.*, *121*, 43–58.

Isacks, B., Olivier, J., et Sykes, L. (1968). Seismology and the new global tectonics. *J. Geophys. Res.*, *73*, 5855–5899.

Ito, G., McNutt, M., et Gibson, R. (1995). Crustal structure of the Tuamotu Plateau, 15°S, implications for its origin. *J. Geophys. Res.*, *100*, 8097–8114.

Jarrad, R., et Clague, D. (1977). Implications of Pacific Islands and seamounts ages for the origin of volcanic chains. *Rev. Geophys. Space Phys.*, *15*, 57-76.

Jordahl, K., Caress, D., McNutt, M., et Bonneville, A. (2004). Seafloor morphology of the South Pacific Superswell region. In R. Hekinian (Ed.), *Oceanic Hot Spots.* Springer Verlag.

Jordahl, K., McNutt, M., Buhl, P., et Caress, D. (2001). Flexure due to volcanic loading of the Southern Austral Chain Islands : Constraints from bathymetry, seismic reflection and gravity data. *Earth Planet. Sci. Lett.*(99), 99-110.

Karato, S., et Wu, P. (1993). Rheology of the upper mantle. *Science*, *260*, 771–778.

Karner, G. (1982). Spectral representation of isostatic models. *J. Aust. Geol. Geophys.*, *7*, 55–62.

King, S., et Masters, G. (1992). An inversion for radial viscosity structure unsing seismic tomography. *Geophys. Res. Lett.*, *15*, 1551–1554.

Kogan, M., Diament, M., Bulot, A., et Balmino, G. (1985). Thermal isostasy in the south Atlantic Ocean from geoid anomalies. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *74*, 280–290.

Kogan, M., et Kostoglodov, V. (1981). Isostasy of fracture zones in the Atlantic ocean. *J. Geophys. Res.*, *86*, 9248–9258.

Kogiso, T., Tatsumi, Y., Shimoda, G., et Barsczus, H. (1997). High μ (HIMU) ocean islands basalts in southern Polynesia : New evidence for whole mantle scale recycling of subducted oceanic crust. *J. Geophys. Res.*, *102*, 8085–8103.

Lago, B., et Cazenave, A. (1981). State of stress in the oceanic lithosphere in response to loading. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 785–799.

Lambeck, K. (1981a). Flexure of the ocean lithosphere from island uplift bathymetry and geoid height observations ; The Society Islands. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *67*, 91–114.

Lambeck, K. (1981b). Lithospheric response to volcanic loading in the Southern Cook Islands. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *55*, 482–496.

Lemoine, F., Kenyon, S. C., Factor, J. K., Trimmer, R., Pavlis, N. K., Chinn, D. S., Cox, C. M., Klosko, S. M., Luthcke, S. B., M. H. Torrence, Y. M. W., Williamson, R. G., Pavlis, E. C., Rapp, R. H., et Olson, T. R. (1998). The Development of the Joint NASA GSFC and NIMA Geopotential Model EGM96. *NASA Tech. Paper*.

Le Suavé, R., Pichocki, R., Pautot, C., Hoffert, G., Morel, M., Voisset, Y., Monti, M., Amosse, S., et Kosakevitch, A. (1989). Lithospheric flexure and uplifted atolls. *Mar. Geol.*, *87*, 227–247.

Levitt, D., et Sandwell, D. (1996). Modal depth anomalies from multibeam bathymetry : Is there a South Pacific Superswell ? *Earth Planet. Sci. Lett.*, *139*, 1–16.

Lewis, B., et Dorman, L. (1970). Flexural rigidity, thickness and viscosity of the lithosphere. *J. Geophys. Res.*, *75*, 3367–3386.

Louden, K. (1981). A comparaison of the isostatic response of bathymetric features in the north Pacific Ocean and Philippine Sea. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *64*, 393–424.

M., D., Sibuet, J.-C., et Hadaoui, A. (1986). Isostasy of the northern Bay of Biscay continental margin. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *86*, 893–907.

Maia, M., et Diament, M. (1991). An analysis of the altimetric geoid in various wavebands in the Central Pacific Ocean : constraints on the origin of intraplate features. *Tectonophysics*, *190*, 133–153.

Mammerickx, J., et Herron, E. (1975). Evidence for two fossil spreading ridges in the southeast Pacific. *J. Geophys. Res.*, *93*, 263–271.

Martini, E. (1976). Cretaceous to recent calcareous nanoplankton from the central Pacific Ocean. *Initial Rep. Dea Sea Drill Proj.*, *33*, 383–397.

Marty, J., et Cazenave, A. (1989). Regional variations in subsidence rate of oceanic plates : a global analysis. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *94*, 301–315.

Matsuda, J., Notsu, K., Okano, J., Yaskawa, K., , et Chungue, L. (1984). Geochemical implications from Sr isotopes and K-Ar age determinations for the Cook Austral Islands chain. *Tectonophysics*, *104*, 145–154.

Mayes, C., Lawver, L., et Sandwell, D. (1990). Tectonic history and new isochron chart of the South Pacific. *J. Geophys. Res.*, *95*(B6), 8543-8567.

McAdoo, D., et Martin, C. (1984). Seasat observations of lithospheric flexure seaward of trenches. *J. Geophys. Res.*, *89*, 3201–3210.

McDougall, I., et Duncan, R. (1980). Linear volcanic chains recording plate motion ? *Tectonophysics*, *63*, 275–295.

McKenzie, D. (2002). Estimating T_e in the presence of internal loads. *J. Geophys. Res.*, *45*, 125–154.

McKenzie, D., et Bowin, C. (1976). The relationship between bayhymetry and gravity in the Atlantic ocean. *J. Geophys. Res.*, *31*(11), 1903–1915.

McKenzie, D., Watts, A., Parsons, B., et Roufosse, M. (1980). Planform of mantle convection beneath Pacific Ocean. *Nature*, *288*, 442–446.

McNutt, M. (1979). Compensation of oceanic topography : An application of the response function technique to the *Surveyor* area. *J. Geophys. Res.*, *84*, 7589–7598.

McNutt, M. (1984). Lithospheric flexure and thermal anomalies. *J. Geophys. Res.*, *89*, 11,180–11,194.

McNutt, M. (1988). Thermal and mechanical propreties of the Cape Verde rise. *J. Geophys. Res.*, *93*, 2784–2794.

McNutt, M. (1998). Superswells. *Rev. Geophys.*, *36*, 211–244.

McNutt, M., et Bonneville, A. (2000). A shallow, chemical origin for the Marquesas swell. *G-cubed*, *1*, Paper number : 1999GC000028.

McNutt, M., Caress, D., Reynolds, J., Jordhal, K., et Duncan, R. (1997). Failure of plume theory to explain midplate volcanism in the Southern Austral Islands. *Nature*, *389*, 479–482.

McNutt, M., et Fischer, K. (1987). The south Pacific Superswell. *Am. Geophys. Union Geophys. Monogr*, *43*, 25–34.

McNutt, M., Fischer, K., Kruse, S., et Natland, J. (1989). The origin of the Marquesas fracture zone ridge and its implication for the nature of hot spots. *J. Geophys. Res.*, *91*, 381–393.

McNutt, M., et Judge, A. (1990). The Superswell and mantle dynamics beneath the south Pacific. *Science*, *248*, 969–975.

McNutt, M., et Menard, H. (1978). Lithospheric flexure and uplifted atolls. *J. Geophys. Res.*, *83*, 1206–1212.

McNutt, M., et Menard, H. (1982). Constraints on the yield strenght in oceanic lithosphere derived from observations of flexure. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *71*, 363–394.

McNutt, M., Sichoix, L., et Bonneville, A. (1996). Modal depths from shipboard bathymetry : There IS a South Pacific Superswell. *Geophys. Res. Lett.*, *23*, 3397–3400.

Menard, H. (1964). *Marine Geology of the Pacific.* New York.

Menard, H. (1973). Depth anomalies and the bobbing motion of drifting islands. *J. Geophys. Res.*, *78*, 5128–37.

Menard, H., et McNutt, M. (1982). Evidence for and consequence of thermal rejuvenation. *J. Geophys. Res.*, *87*(B10), 8570–8580.

Monnereau, M., et Cazenave, A. (1990). Depth and geoid anomalies over oceanic hotspot swells : a global survey. *J. Geophys. Res.*, *95*, 15429–15438.

Montagner, J.-P. (2002). Upper mantle low anisotropy channels below Pacific Plate. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *632*, 1–12.

Morgan, J., et Smith, W. (1992). Flattening of the sea-floor age-depth curve as a response to asthenospheric flow. *Nature*, *359*, 524–527.

Morgan, W. (1971). Convection plumes in the lower mantle. *Nature*, *230*, 42–43.

Morgan, W. (1972). Plate motion and deep mantle convection. *Geol. Soc. Am. Man.*, *132*, 7–22.

Morgan, W., Rodriguez, et Darwin. (1978). A second type of Hotspot Island. *J. Geophys. Res.*, *83*, 5355–5360.

Müller, D., Roest, W., Royer, J.-Y., Gahagan, L., et Sclater, J. (1997). Digital isochrons of the world's ocean floor. *J. Geophys. Res.*, *102*, 3211–3214.

Munschy, M., Antoine, C., et Gachon, A. (1996). Evolution tectonique de la région des Tuamotu, Océan Pacifique central. *C. R. Acad. Sci. Paris*, *323*(Ser.II), 941–948.

Munschy, M., Antoine, C., Guille, G., et Guillou, H. (1998). La croûte océanique et les points chauds de la Polynésie française (Océan Pacifique central). *Géol. France*, *3*, 5–13.

Nadai, A. (1963). *Theory of Flow and Fracture of Solids.* New York : McGraw-Hill.

Nakamura, Y., et Tatsumoto, M. (1988). Pb, Nd and Sr isotopic evidence for a multicomponent source for rocks of Cook-Austral islands and heterogeneities of mantle plumes. *Geochim. Cosmochim. Acta*, *52*, 2909–2924.

Nishimura, C., et Forsyth, D. (1985). Anomalous Love-wave phase velocity in the Pacific : sequential pure path and spherical harmonic inversion. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *64*, 389–407.

Niu, F., Solomon, S., Silver, P., Suetsugu, D., et Inoue, H. (2002). Mantle transition-zone structure beneath the South Pacific Superswell and evidence for a mantle plume underlying the Society hotspot. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *198*, 371–380.

Norris, A., et Johnson, R. (1969). Submarine volcanic eruption recently located in the Pacific by SOFAR hydrophones. *J. Geophys. Res.*, *74*, 650–664.

Okal, E., et Cazenave, A. (1985). A model for the plate tectonic evolution in the East-central Pacific based on Seasat investigations. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *72*, 99-116.

Parker, R. (1972). The rapid calculation of potential anomalies. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *31*, 447–455.

Parsons, B., et McKenzie, D. (1978). Mantle convection and the thermal structure of the plates. *J. Geophys. Res.*, *83*(B9), 4485–4496.

Parsons, B., et Richter, F. (1981). The relationship between surface topography, gravity anomalies, and temperature structure of convection. *J. Geophys. Res.*, *81*(B2), 1129-1144.

Parsons, B., et Sclater, J. (1977). An analysis of the variation of ocean floor bathymetry and heat flow with age. *J. Geophys. Res.*, *82*, 803–827.

Parsons, B. D. M. (1983). Mantle convection and the thermal structure of the plates. *J. Geophys. Res.*, *83*, 4485–4496.

Pautot, G. (1975). Analyse structurale de l'archipel des Tuamotu ; origine volcano-tectonique. *In. 3ème colloque des sciences de la Terre.*

Phipps Morgan, J., Morgan, W., et Price, E. (1995). Hotspot melting generates both hotspot volcanism and a hotspot swell ? *J. Geophys. Res.*, *100*(B5), 8045–8062.

Ribe, N. (1982). On the interpretation of frequency response functions for oceanic gravity and bathymetry. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *70*, 273–294.

Ribe, N., et Watts, A. (1982). The distribution of intraplate volcanism in the Pacific Ocean : a spectral approach. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *71*, 333–362.

Richards, M., Ricard, Y., Lithgow-Bertelloni, Y., Spada, G., et Sabadini, R. (1997). An explanation for Earth's long term rotational stability. *Science*, *275*, 372.

Romanowicz, B., et Gung, Y. (2002). Superplumes from the Core-Mantle Boundary to the Lithosphere : Implications for Heat Flux. *Science*, *296*, 513–516.

Rousseeuw, P., et Leroy, A. (1987). *Robust regression and outlier detection.* New York : John Wiley and Sons.

Sandwell, D., Mammerickx, E., Duncan, J., Lynch, R., Levitt, M., et Johnson, C. (1995). Evidence for diffuse extension of the Pacific plate from Pukapuka Ridges and Crossgrain gravity lineations. *J. Geophys. Res.*, *100*, 15087–15099.

Sandwell, D., et Schubert, G. (1980). Geoid height versus age for symmetric spreading ridges. *J. Geophys. Res.*, *85*, 7235–7241.

Sandwell, D., et Schubert, G. (1982). Geoid height-age relation from Seasat altimeter profiles across the Mendocino fracture zone. *J. Geophys. Res.*, *87*, 3949–3958.

Sandwell, D., et Smith, W. (1997). Marine gravity anomaly from Geosat and ERS-1 satellite altimetry. *J. Geophys. Res.*, *102*, 15087–15099.

Schiano, P., Burton, K., Dupre, B., Birck, J.-L., Guille, G., et Allegre, C. (2001). Correlated Os-Pb-Nd-Sr isotopes in the Austral-Cook chain basalts : the nature of mantle components in plume sources. *Earth Planet. Sci. Lett.*, *186*, 527-537.

Schlanger, S., Garcia, M., Keating, B., Naughton, J., Sager, W., Haggerty, J., Philipotts, J., et Duncan, R. (1984). Geology and geochronology of the Line Islands. *J. Geophys. Res.*, *89*(B13), 11216–11272.

Schubert, G., Froidevaux, C., et Yuen, D. (1976). Oceanic lithosphere and asthenosphere : Thermal and mechanical structure. *J. Geophys. Res.*, *81*, 3525–3540.

Sclater, J., et Francheteau, J. (1970). The implication of terrestrial heat flow observations on current tectonic and geochemical models of the crust and the upper mantle of the Earth. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *20*, 509–542.

Sichoix, L. (1997). *Le volcanisme de la Polynésie française : caractérisation des points chauds et du Superbombement à partir d'une nouvelle synthèse bathymétrique.* Unpublished doctoral dissertation, Univ. Française du Pacifique, Tahiti. (297 p.)

Sichoix, L., et Bonneville, A. (1996). Prediction of bathymetry in French Polynesia constrained by shipboard data. *Geophys. Res. Lett.*, *23*, 2469–2472.

Sichoix, L., Bonneville, A., et McNutt, M. (1998). The seafloor swells and Superswell in French Polynesia. *J. Geophys. Res.*, *27*, 27123–27133.

Simons, F., Zuber, M., et Korenaga, J. (2000). Isostatic response of the Australian lithosphere : Estimation of the effective elastic thickness and anisotropy using miltitaper spectral analysis. *J. Geophys. Res.*, *105*, 19163–19184.

Sleep, N. (1990). Hotspots and mantle plumes : some phenomenology. *J. Geophys. Res.*, *95*(B5), 6715–6736.

Sleep, N. (1997). Lateral flow and ponding of starting plume material. *J. Geophys. Res.*, *102*, 1001–1012.

Sleep, N., et Snell, N. (1976). Thermal contraction and flexure of mid-continent and Atlantic marginal bassins. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *45*, 125–154.

Smith, W. (1990). *Marine geophysical studies of seamounts in the Pacific Ocean Basin.* Unpublished doctoral dissertation, Columbia University, New York.

Smith, W. (1993). On the accurancy of digital bathymetric data. *J. Geophys. Res.*, *98*, 9591–9603.

Smith, W., et Sandwell, D. (1997). Global sea floor topography from satellite altimetry and ship depth soundings. *Science*, *277*, 1956–1962.

Stein, C., et Stein, S. (1992). A model for the global variation in oceanic depth and heat flow with lithospheric age. *Nature*, *359*, 123–129.

Stöffers, P., Hékinian, R., et al. (1990). Active Pitcairn hotspot found. *Mar. Geol.*, *95*, 51–55.

Su, W., Woodward, R., et Dziewonski, A. (1992). Joint inversions of travel time and waveform data for the 3-D models of the Earth up to degree 12. *Eos Trans.*, *73*, 201–202.

Talandier, J., et Okal, E. (1984). The volcano seismic swarms of 1981-1983 in the Tahiti-Mehetia area, French Polynesia. *JGR*, *89*, 11216–11234.

Talandier, J., et Okal, E. (1987). Crustal structure in the Society and Tuamotu islands, French Polynesia. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *88*, 499–528.

Thompson, K. (1990). Area of intersection : two circles. In Glassner A.S. (Ed.), (pp. 43–46). San Diego : Graphic gems : Academic Press.

Turcotte, D., et Oxburgh, E. (1967). Finite amplitude convective cells and continental drifts. *J. Fluid Mech.*, *28*, 29–42.

Turner, D., et Jarrard, R. (1982). K-Ar dating of the Cook-Austral island chain : A test of the hot-spot hypothesis. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *12*, 187–220.

Van Wykhouse, R. (1973). *SYNBAPS, TR-233* (Tech. Rep.). Washington D.C. : National Oceanographic Office.

Vening-Meinesz. (1941). Gravity over the Hawaiian archipelago and over the Madiera Area : conclusion about the earth's crust. *Proc. Kon. Ned. Akad. Wetensch.*, 44.

Vidal, P., Chauvel, C., et Brousse, R. (1984). Large mantle heterogeneity beneath French Polynesia. *N*, 536–538.

Vidal, V., et Bonneville, A. (2004). Variations of the Hawaiian hot spot activity revealed by variations in the magma production rate. *J. Geophys. Res.*, *109*, B03104, doi :10.1029/2003JB002559.

Walcott, R. (1970a). Experimental isostasy 2. An isostatic model for the U.S.A. derived from gravity and topographic data. *J. Geophys. Res.*, *75*, 3941–3954.

Walcott, R. (1970b). Flexure of the lithosphere at Hawaii. *Tectonophysics*, *9*, 435–446.

Watts, A. (1976). Gravity and bathymetry in the central Pacific Ocean. *J. Geophys. Res.*, *81*, 1533-1553.

Watts, A. (1978). An analysis of isostasy in the world's oceans, 1, Hawaiian-Emperor seamount chain. *J. Geophys. Res.*, *83*, 5989–6004.

Watts, A. (1979). On geoid heights derived from GEOS3 altimeter data along the Hawaiian-Emperor seamount chain. *J. Geophys. Res.*, *84*, 3817–3826.

Watts, A., et Cochran, J. (1974). Gravity anomalies and flexure of the lithosphere along the Hawaiian-Emperor seamount chain. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, *38*, 119–141.

Watts, A., et Ribe, N. (1984). On geoid heights and flexure of the lithosphere at seamounts. *J. Geophys. Res.*, *89*, 11152–11170.

Watts, A., et tenBrink, U. (1989). Crustal structure, flexure, and subsidence history of the Hawaiian islands. *J. Geophys. Res.*, *94*(B8), 10473–10500.

Watts, A., et Zhong, S. (2000). Observations of flexure and rheology of oceanic lithosphere. *Geophys. J. Int.*, *142*, 855–875.

Wessel, P. (1993). Observational constraints on models of the Hawaiian hot spot swell. *J. Geophys. Res.*, *98*(B9), 16095–16104.

Wessel, P. (1998). An empirical method for optimal robust regional-residual separation of geophysical data. *J. Math. Geol.*, *30*, 391–408.

Wessel, P., et Smith, W. (1991). Free software helps map and display data. *Eos Trans.*, *72*, 441.

White, W., et Duncan, R. (1996). Geochemistry and geochronology of the Society Islands : New evidence for deep mantle recycling. *Am. Geophys. Union Geophys. Monogr*, *95*, 183–206.

Wilson, J. (1963). A possible origin of the Hawaiian islands. *Canadian J. Phys.*, *41*, 863–870.

Wolfe, C., McNutt, M., et Detrick, R. (1994). The Marquesas archipelagic apron : Seismic stratigraphy and implications for volcano growth, mass wasting and crustal underplating. *J. Geophys. Res.*, *99*, 13591–13608.

Woodhead, J. D. (1996). Extreme HIMU in an oceanic setting : the geochemistery of Mangaia Island Polynesia, and temporal evolution of the Cook-Austral hotspot. *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *72*, 1–19.

Annexe A

Détermination des épaisseurs élastiques

Mont ZEP2-13

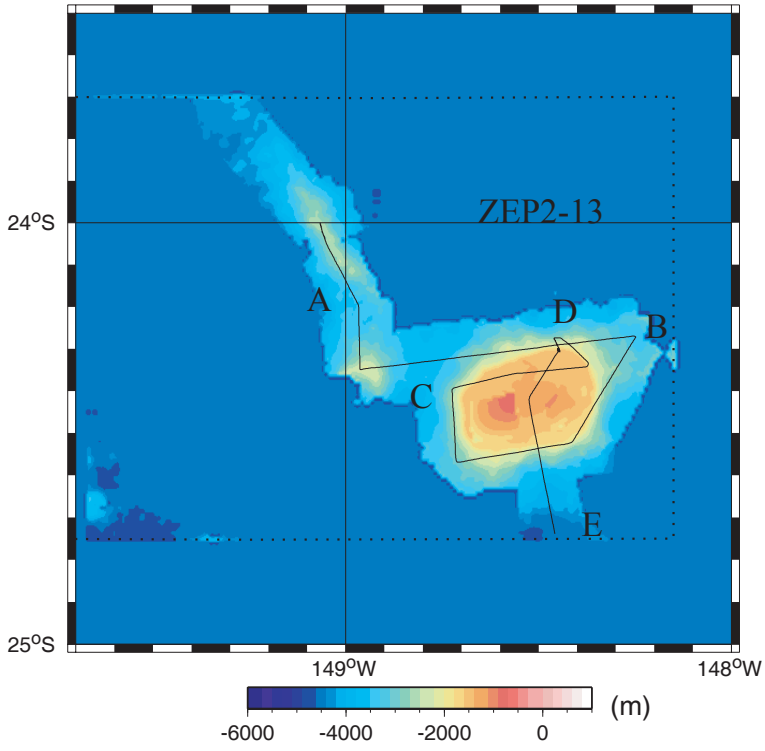

FIG. A.1 – *Bathymétrie du mont ZEP2-13. Le masque appliqué à la grille avant calcul est représenté en pointillé, en dehors la profondeur a été imposée à 4800 m. La trace du bateau est également représentée en noir.*

Le mont ZEP2-13 (S24°25/W148°30, figure A.1) est un guyot de forme quadrangulaire d'extension 43×24 km. Son flanc ouest est une zone glissée. Il est bordé au sud par un bassin sédimentaire de 5000 m de profondeur et par une faille de direction N20°

qui limite une petite ride volcanique.

L'AAL est calculée à partir d'une grille bathymétrique de pas 30", s'étalant entre les longitudes 146.5 et 150.5°W et les latitudes 22 et 26°S. L'AAL enregistrée ne tend pas vers zéro loin de l'influence des édifices volcaniques. On rajoute alors un plan horizontal de 25 mGal à l'AAL observée avant de la comparer à l'AAl prédite par le modèle. Le meilleur ajustement est montré sur la figure A.2. Il a été obtenu avec une épaisseur élastique de 5 km et une densité de charge de 2700 kg.m^{-3}

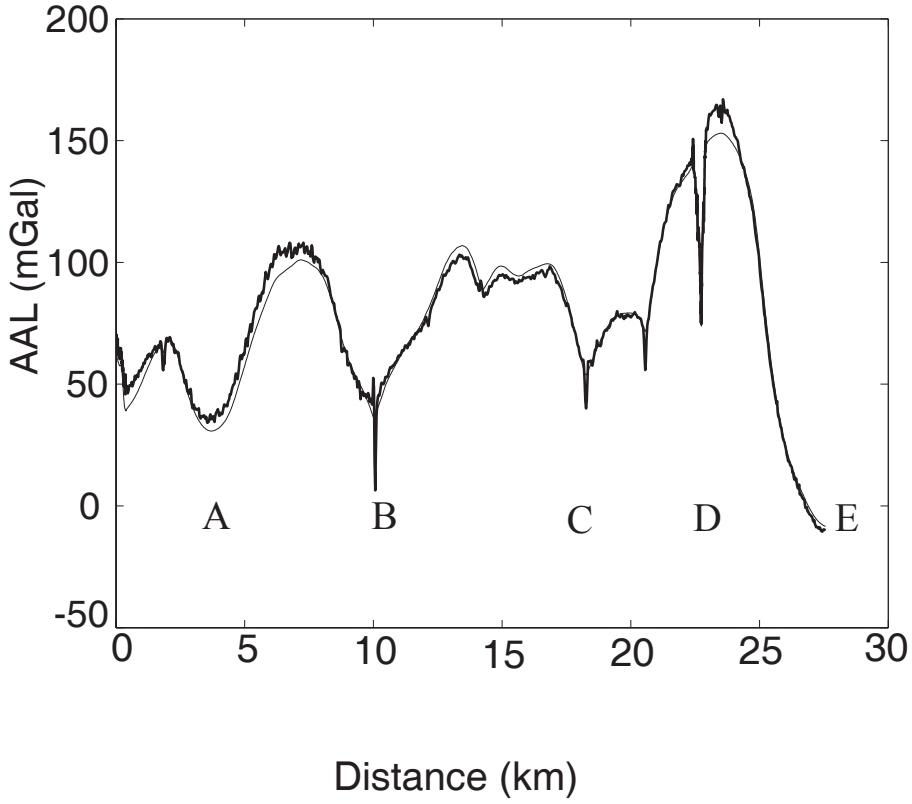

FIG. A.2 – *AAL du mont ZEP2-13 suivant la trace représentée sur la figure A.1. L'AAL observée (à laquelle nous avons rajouté un plan horizontal de 25 mGal, en trait gras) est comparée à l'AAl calculée avec les paramètres T_e=5 km et $\rho_v = 2700$ kg.m^{-3} (en trait fin).*

Mont ZEP2-15

Nous avons calculé l'AAL à partir d'une grille bathymétrique de pas 30", s'étalant entre les longitudes 149.6 et 151.4°W et les latitudes 24 et 25.6°S. Un plan de 10 mGal a été rajouté à l'AAL observée car cette dernière ne tendait pas vers zéro loin de l'influence des édifices volcaniques. La bathymétrie du mont ZEP2-15 n'a pas été complétement cartographiée (figure A.3a). Afin de reconstituer la partie manquante, nous effectuons une rotation de 90° de la bathymétrie contenue dans le masque en pointillés sur la figure A.3a. La bathymétrie reconstituée est représentée sur la figure A.3b. Sur la figure A.4, nous représentons les AAL suivant la trace centrale du bateau (en noir sur la figure A.3). L'AAL calculée à partir de la bathymétrie reconstituée (en bleu) est plus importante que celle obtenue à partir de la bathymétrie initiale (en rouge). Il se peut que par cette démarche nous ayons surestimé le volume du volcan. Nous en tiendrons compte dans le calcul de l'incertitude. L'épaisseur élastique trouvée sur ce mont est de l'ordre de 4 km.

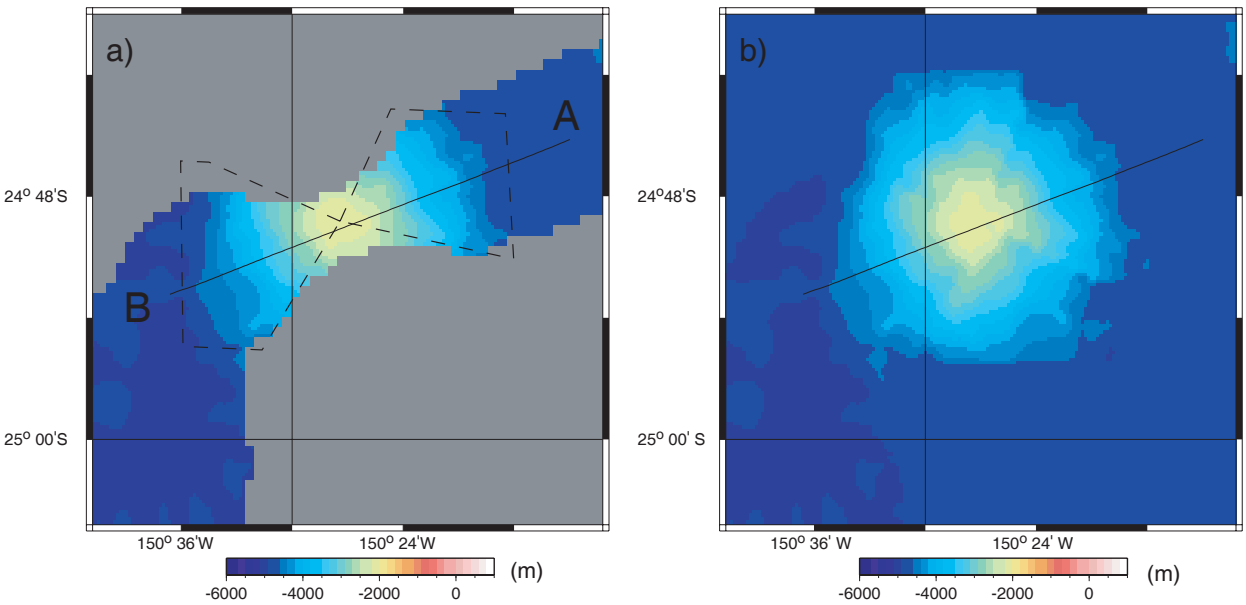

FIG. A.3 – *Bathymétrie enregistrée sur le monts ZEP2-15. A gauche : bathymétrie initiale incomplète ; à droite : bathymétrie complétée par rotation de la bathymétrie contenue dans le masque en pointillés. La trace du bateau est représentée en noir.*

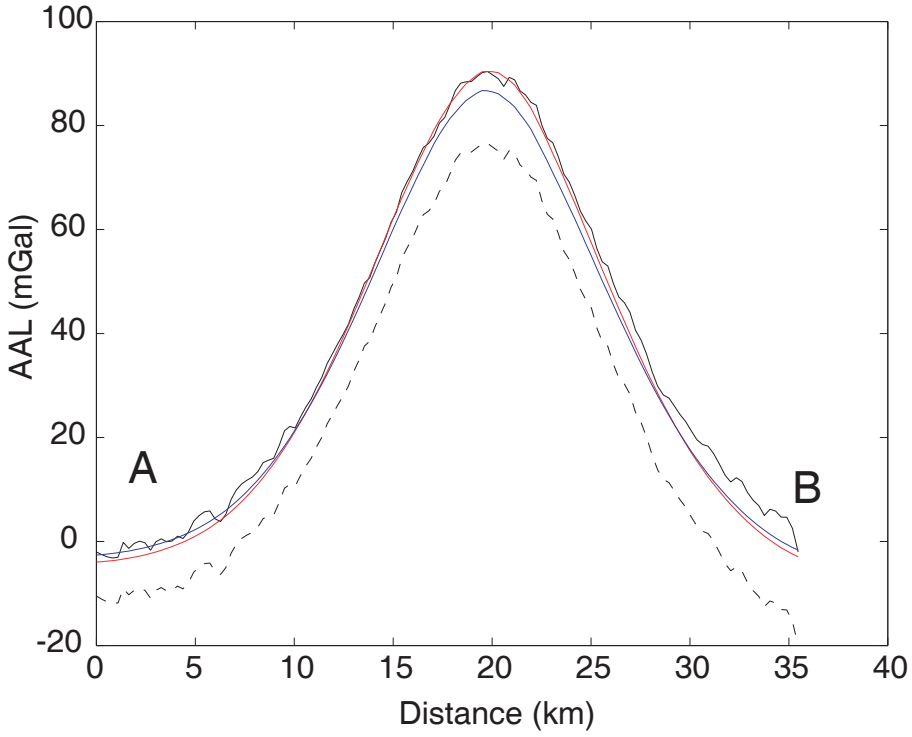

FIG. A.4 – *AAL sur le mont ZEP2-15 suivant le profil indiqué sur la figure A.3. En tireté : AAL initiale ; en trait noir continu : AAL à laquelle nous avons rajouté un plan horizontal de 10 mGal ; en bleu : AAL prédite à partir de la bathymétrie initiale incomplète avec les paramètres T_e=4 km et ρ_v =2700 kg.m^{-3} ; en rouge : AAL prédite avec les mêmes paramètres à partir de la bathymétrie reconstituée.*

Monts ZEP2-16 et ZEP2-17

Le mont ZEP2-16 (S25°34.6/W150°30, figure A.5) est une structure conique en étoile qui présente de nombreuses ruptures de pente. Sa signature magnétique indique plusieurs phases d'activité. Le mont ZEP2-17 (S25°42/W150°09, figure A.5) est une structure volcanique conique. Pour ces édifices, on calcule l'AAL à partir d'une grille bathymétrique de pas 30", s'étalant entre les longitudes 149 et 152°W et les latitudes 24.1 et 27.1°S, en utilisant les masques représentés sur la figure A.5. La profondeur régionale est imposée à 4700 m en dehors de la couverture multifaisceau.

Pour l'édifice ZEP2-16, le meilleur ajustement entre l'AAL observée et l'AAL modélisée est obtenue avec les paramètres T_e=8 km et ρ_v =2750 kg.m^{-3} (figure A.6). A l'extrémité est du profil (point B), nous distinguons l'influence de ZEP2-17. Nous n'avons pas essayé d'ajuster cette partie du profil. Pour l'édifice ZEP2-17, le meilleur ajustement est obtenu pour T_e=5 km et ρ_v =2750 kg.m^{-3} (figure A.6). De la même façon, nous n'avons pas cherché à ajuster l'extrémité ouest du profil (point C), où l'influence de ZEP2-16 est évidente.

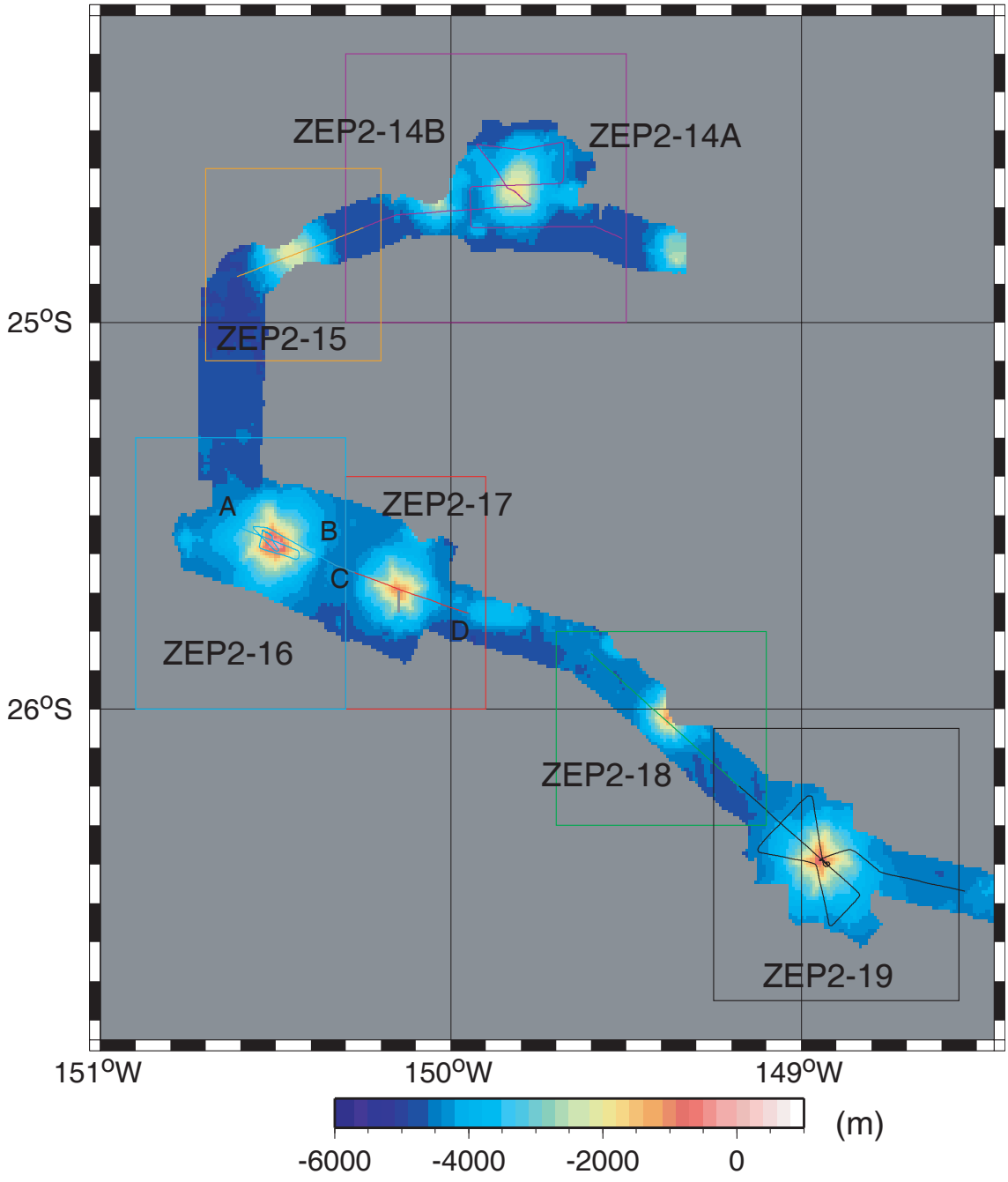

FIG. A.5 – *Bathymétrie des monts ZEP2-14, ZEP2-15, ZEP2-16, ZEP2-17, ZEP2-18 et ZEP2-19. Les masques appliqués aux grilles pour les isoler de l'influence des autres édifices sont également représentés, ainsi que la trace centrale du bateau.*

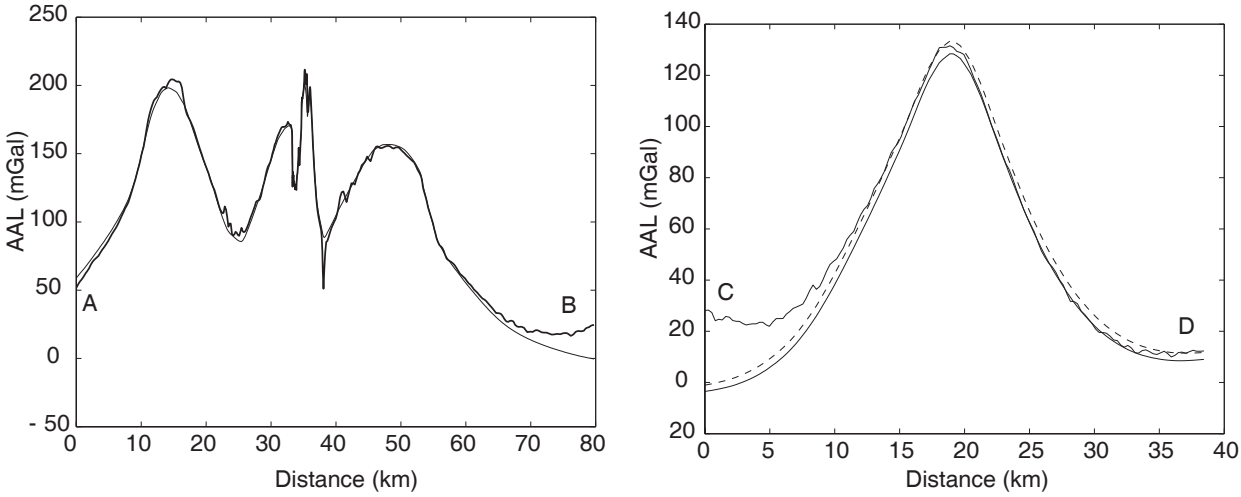

FIG. A.6 – *AAL de ZEP2-16 et ZEP2-17 selon les traces indiquées dans la figure A.5. A gauche : en trait gras, AAL observée sur ZEP2-16 ; en trait fin, AAL modélisée avec T_e=8 km et ρ_v =2750 kg.m^{-3}. A droite : en trait gras, AAL observée sur ZEP2-17 ; en trait fin, AAL modélisée avec T_e=4 km et ρ_v =2750 kg.m^{-3}, en tiretés : AAL modélisée avec T_e=6 km et ρ_v =2750 kg.m^{-3}.*

ZEP2-18

Le mont ZEP2-18 (S26°01.5/W149°23, figure A.5) est un cône volcanique dont les pentes sont soulignées par des linéations radiales et dont le sommet se trouve à 1000 m de profondeur. L'AAL a été calculée sur une grille de pas 30", s'étalant entre les longitudes 148.4 et 150.4°W et les latitudes 25.2 et 26.9°S. La profondeur régionale est imposée à 4600 m en dehors de la couverture multifaisceau. Ici encore, la bathymétrie n'a pas été entièrement cartographiée (figure A.7). Nous reconstituons la partie manquante en effectuant une rotation de 180° de la bathymétrie contenue dans le masque en pointillés sur la figure A.7. Le meilleur ajustement est obtenu avec T_e=7 km et ρ_v =2650 kg.m^{-3} (voir figure A.8).

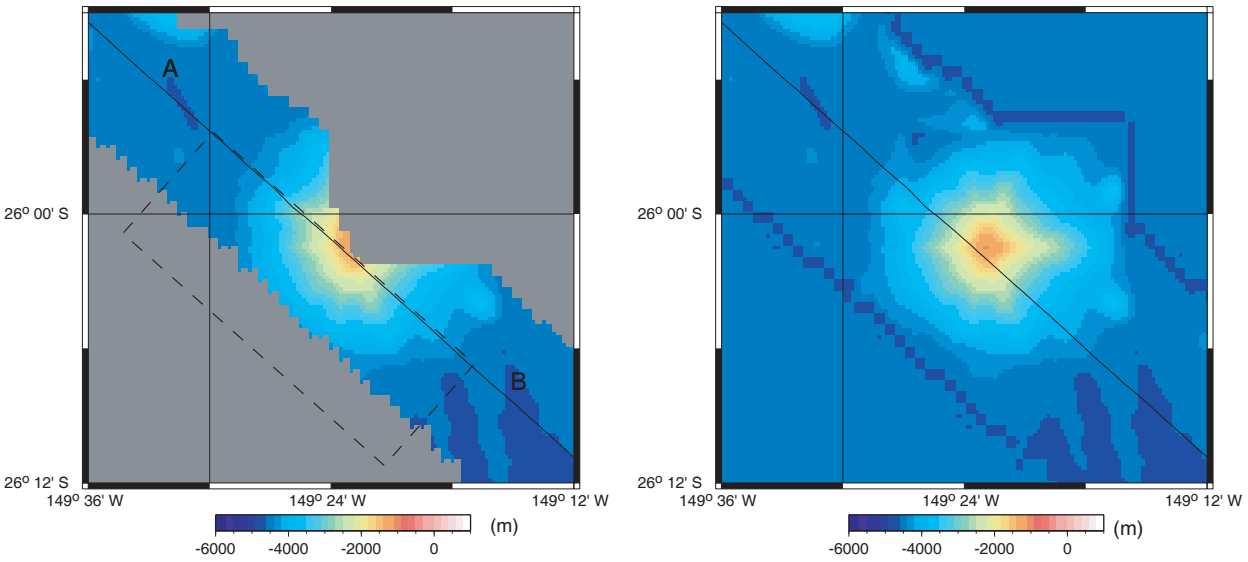

FIG. A.7 – *Bathymétrie enregistrée sur le mont ZEP2-18. A gauche : bathymétrie initiale incomplète ; à droite : bathymétrie complétée par rotation de la bathymétrie contenue dans le masque en pointillés. La trace du bateau est représentée en noir.*

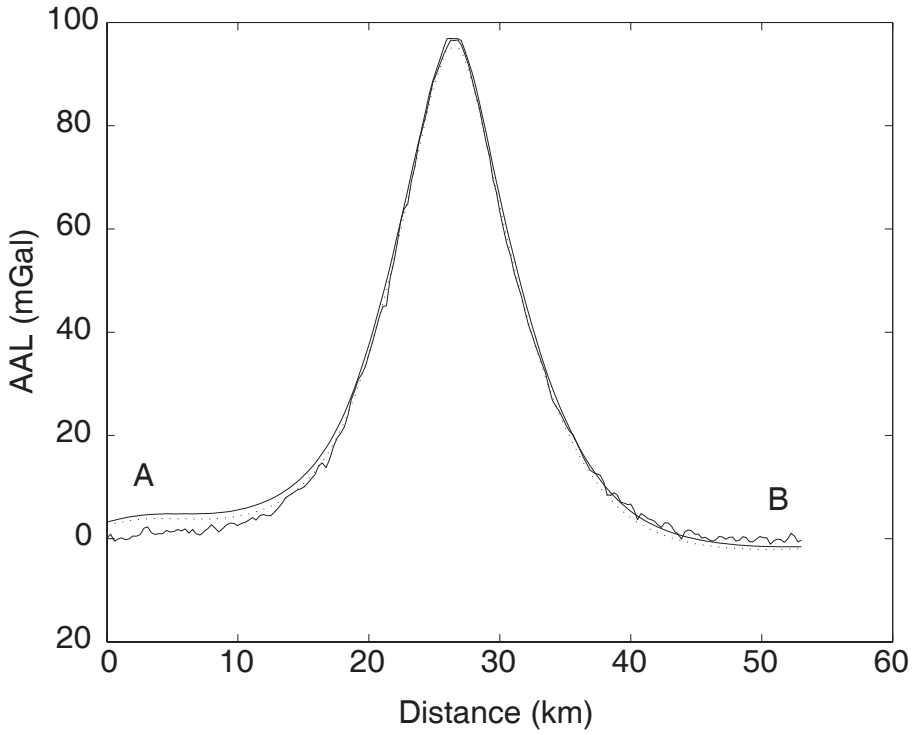

FIG. A.8 – *AAL du mont ZEP2-18 suivant la trace indiquée sur la figure A.7 : en gras : AAL observée ; en pointillés : AAL modélisée avec les paramètres T_e=6 km et ρ_v =2650 kg.m^{-3} ; en trait noir fin : AAL modélisée avec les paramètres T_e=8 km et ρ_v =2650 kg.m^{-3}*

Mont ZEP2-20

Le mont ZEP2-20 (S25°06/W148°22, figure A.9) est un guyot de forme arrondie dont le sommet plat se situe à une profondeur de 900 m et couvre une aire de 29.6×33.3 km. Le calcul de l'AAL a été réalisé sur une grille de pas 30", s'étalant entre les longitudes 146.5 et 150.3°W et les latitudes 23 et 27°S. La minimisation entre l'AAL calculée et observée a été réalisée suivant le profil représenté sur la figure A.9. Sur la figure A.10 sont représentées les AAL suivant ce profil. L'abcisse représente la distance par rapport au début du profil. L'AAL observée ne tend pas vers 0 en dehors de l'influence des édifices volcaniques, on rajoute alors un plan horizontal de 30 mGal avant de calculer l'EQM. Le meilleur ajustement est trouvé pour les paramètres T_e=7 km et ρ_v =2700 kg.m^{-3} (figure A.10).

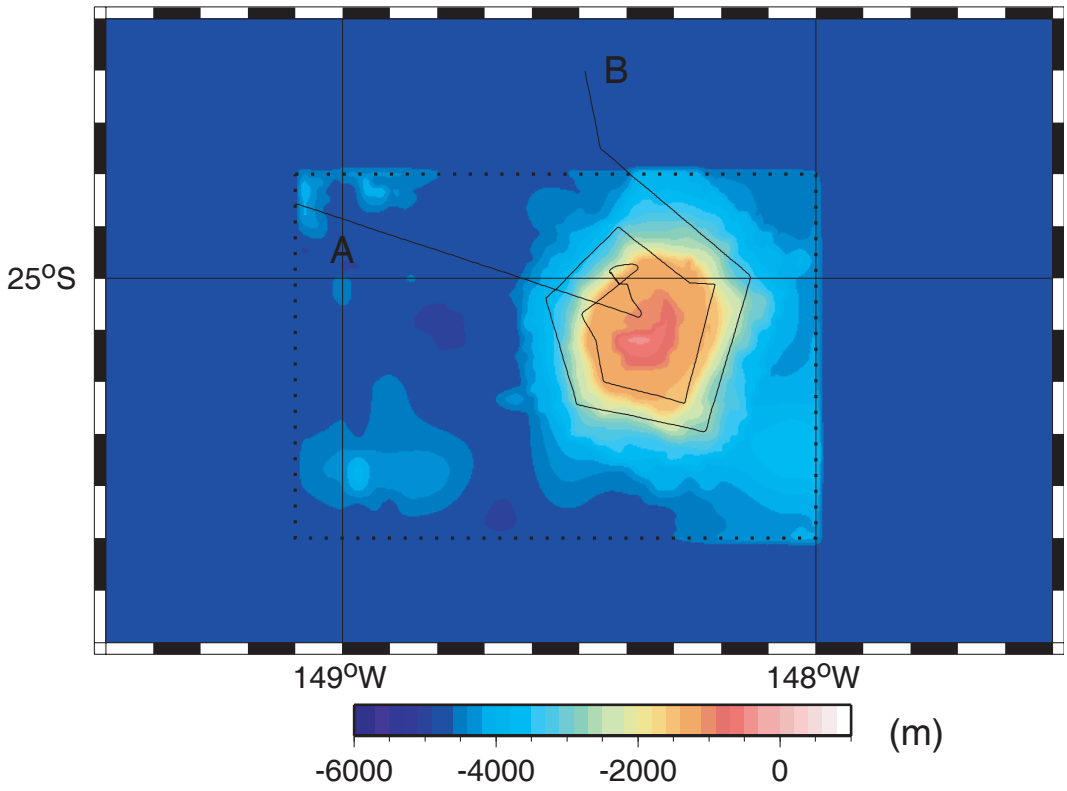

FIG. A.9 – *Bathymétrie du mont ZEP2-20. Le masque appliqué à la grille avant calcul est représenté en pointilé, en dehors la profondeur a été imposée à 4800 m. La trace du bateau est également représentée en noir.*

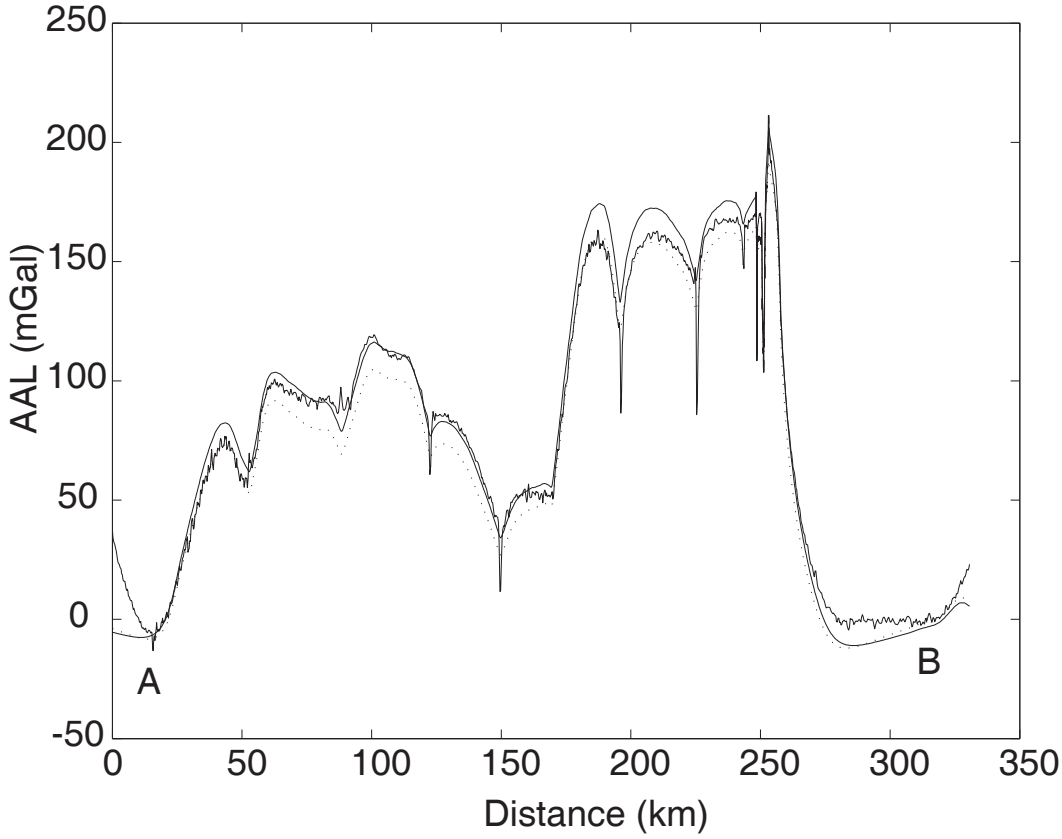

FIG. A.10 – *AAL du mont ZEP2-20. Comparaison entre l'AAL observée (à laquelle nous avons rajouté un plan horizontal de 30 mGal) et l'AAl calculée pour T_e=6 km (en pointillé) et T_e=8 km (en trait fin). La densité de la charge volcanique est de 2700 kg.m^{-3} dans le modèle.*

Neilson

L'AAL du banc Neilson (figure A.11) a été calculée à partir d'une grille bathymétrique de pas 30", s'étalant entre les longitudes 144.7 et 147.5°W et les latitudes 25.6 et 28.4°S. La profondeur régionale est imposée à 4500 m en dehors de la couverture multifaisceau. Un plan horizontal de 14 mGal est rajouté à l'AAL observée avant le calcul de l'EQM. Le meilleur ajustement est obtenu avec une épaisseur élastique de 3 km et une densité de 2700 kg.m^{-3} (figure A.12).

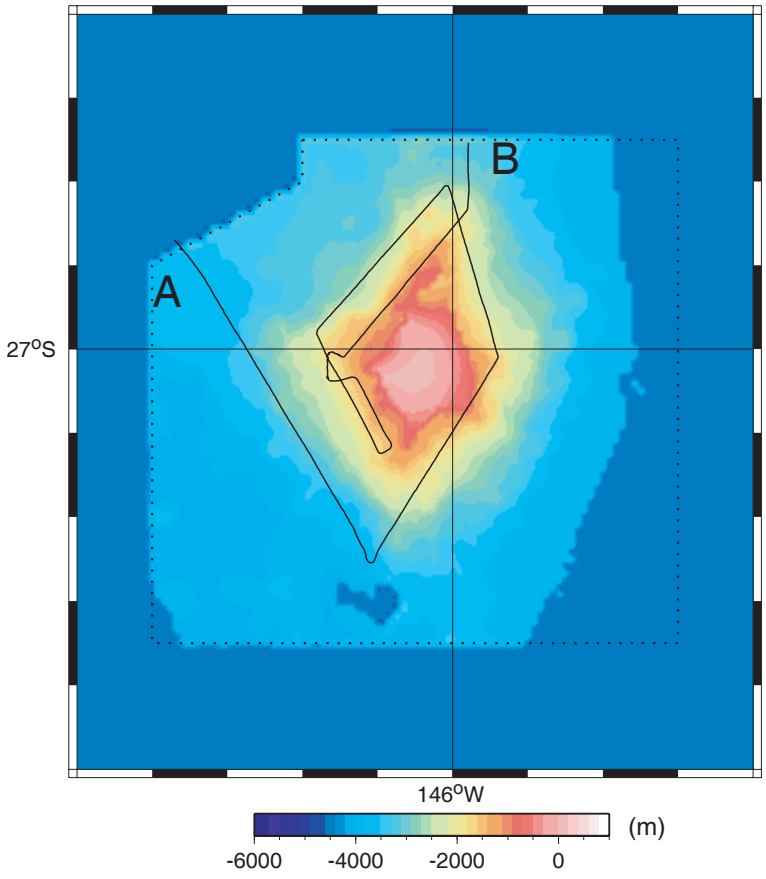

FIG. A.11 – *Bathymétrie du banc Neilson. Le masque appliqué à la grille avant calcul est représenté en pointillé, en dehors la profondeur a été imposée à 4500 m. La trace du bateau est également représentée en noir.*

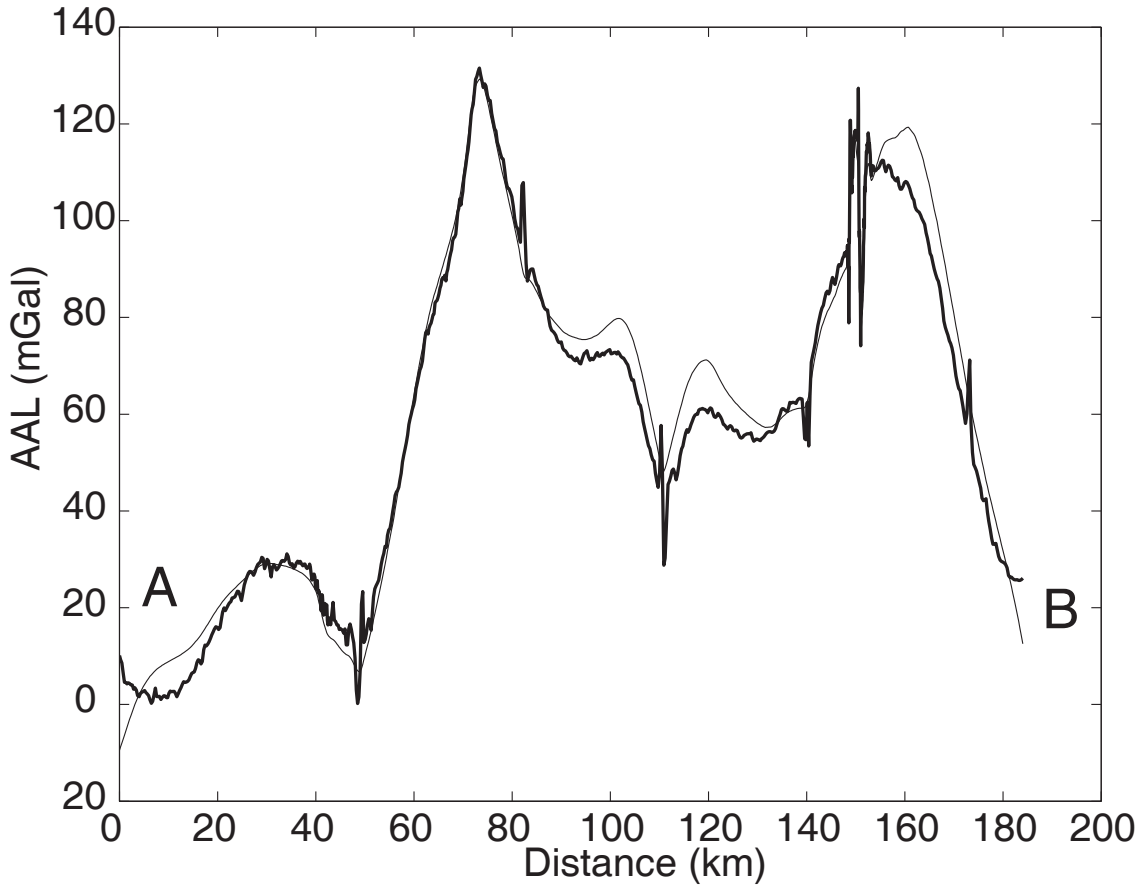

FIG. A.12 – *AAL du banc Neilson suivant la trace représentée en noir sur la figure A.11. Comparaison entre l'AAL observée (à laquelle nous avons rajouté un plan horizontal de 14 mGal, en trait gras) et l'AAl calculée pour T_e=3 km (en trait fin). La densité de la charge volcanique est de 2700 kg.m^{-3} dans le modèle.*

Banc du Président Thiers

L'AAL du banc Président Thiers (figure A.13) a été calculée à partir d'une grille bathymétrique de pas 30", s'étalant entre les longitudes 145 et 147.°W et les latitudes 23.8 et 25.6°S. La profondeur régionale est imposée à 4600 m en dehors de la couverture multifaisceau.

l'AAL calculée avec T_e=6 km (en pointillés sur la figure A.14) ajuste le mieux les bords alors que l'AAl calculée avec T_e=6 km ajuste mieux l'amplitude. L'épaisseur élastique se situe donc entre 4 et 6 km pour une masse volumique de 2700 kg.m^{-3}.

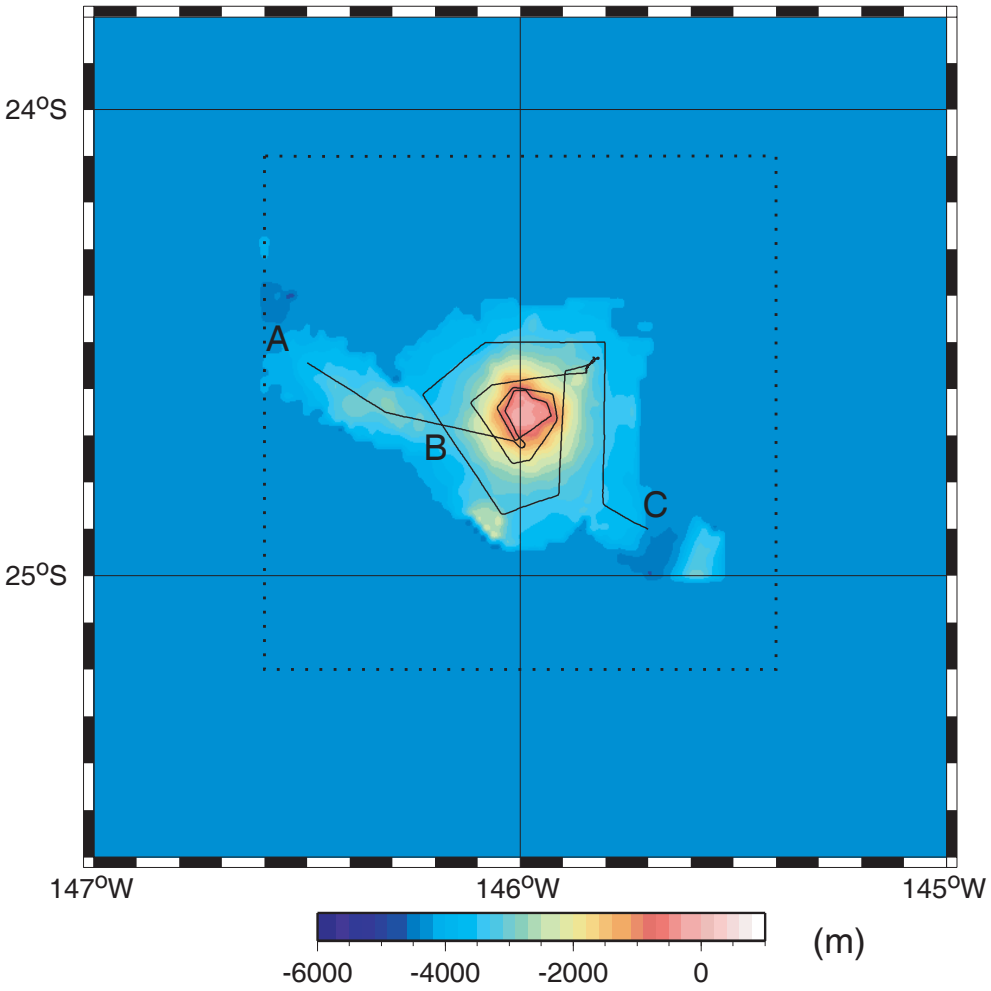

FIG. A.13 – *Bathymétrie du banc Président Thiers. Le masque appliqué à la grille avant calcul est représenté en pointilé, en dehors la profondeur a été imposée à 4600 m. La trace du bateau est également représentée en noir.*

Mont ZEP2-31

L'AAL du mont ZEP2-31 (figure A.15) a été calculée à partir d'une grille bathymétrique de pas 30", s'étalant entre les longitudes 144.7 et 146.9°W et les latitudes

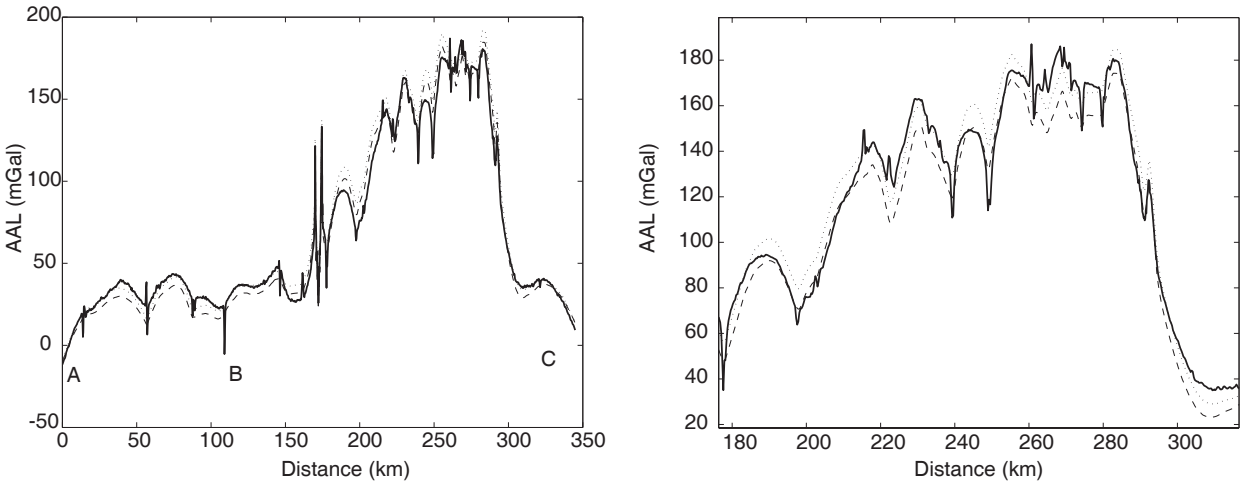

FIG. A.14 – *AAL du banc Président Thiers suivant la trace centrale du bateau représentée en noir sur la figure A.13. L'AAL observée est représentée en gras sur les deux graphiques. A droite, les AAL modélisée avec des épaisseurs élastiques de 6 et 5 km sont représentées respectivement en pointillés et en tiretés, à gauche les AAL modélisées avec des épaisseurs élastiques de 5 et 4 km sont représentées respectivement en pointillés et tiretés.*

24.4 et 26.2°S. La profondeur régionale est imposée à 4200 m en dehors de la couverture multifaisceau. Le meilleur ajustement est obtenu pour une épaisseur élastique de 6 km et une masse volumique de 2700 kg.m^{-3} (voir figure A.16).

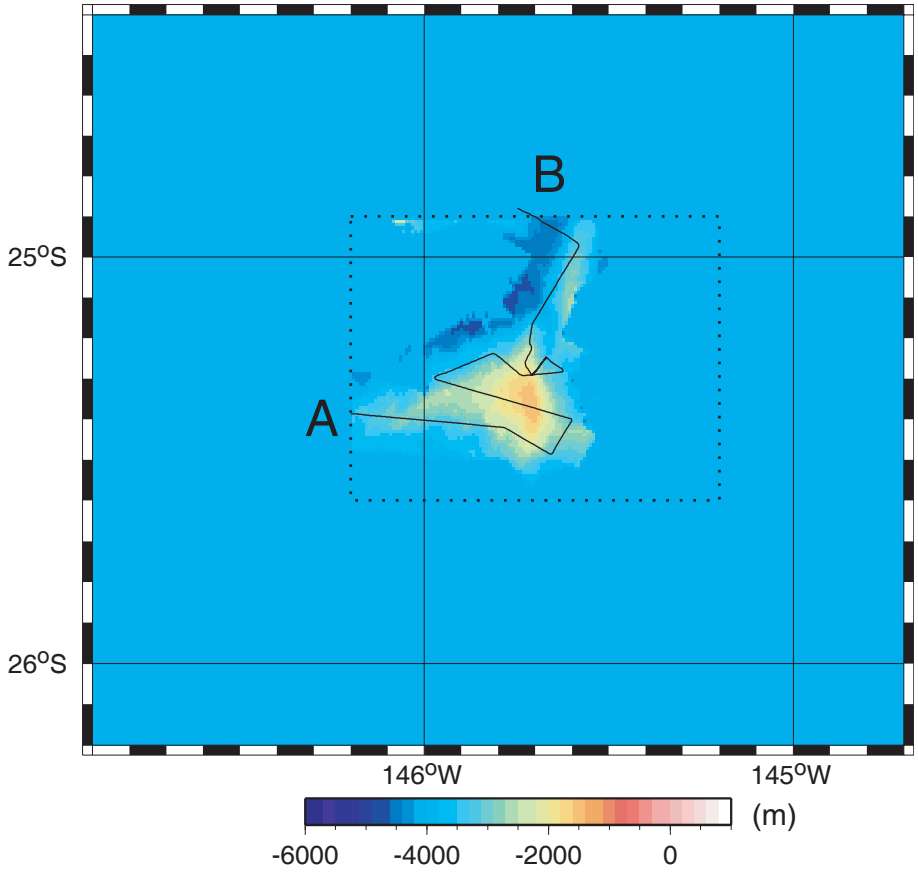

FIG. A.15 – *Bathymétrie de ZEP2-31. Le masque appliqué à la grille avant calcul est représenté en pointillés, en dehors la profondeur a été imposée à 4200 m. La trace du bateau est également représentée en noir.*

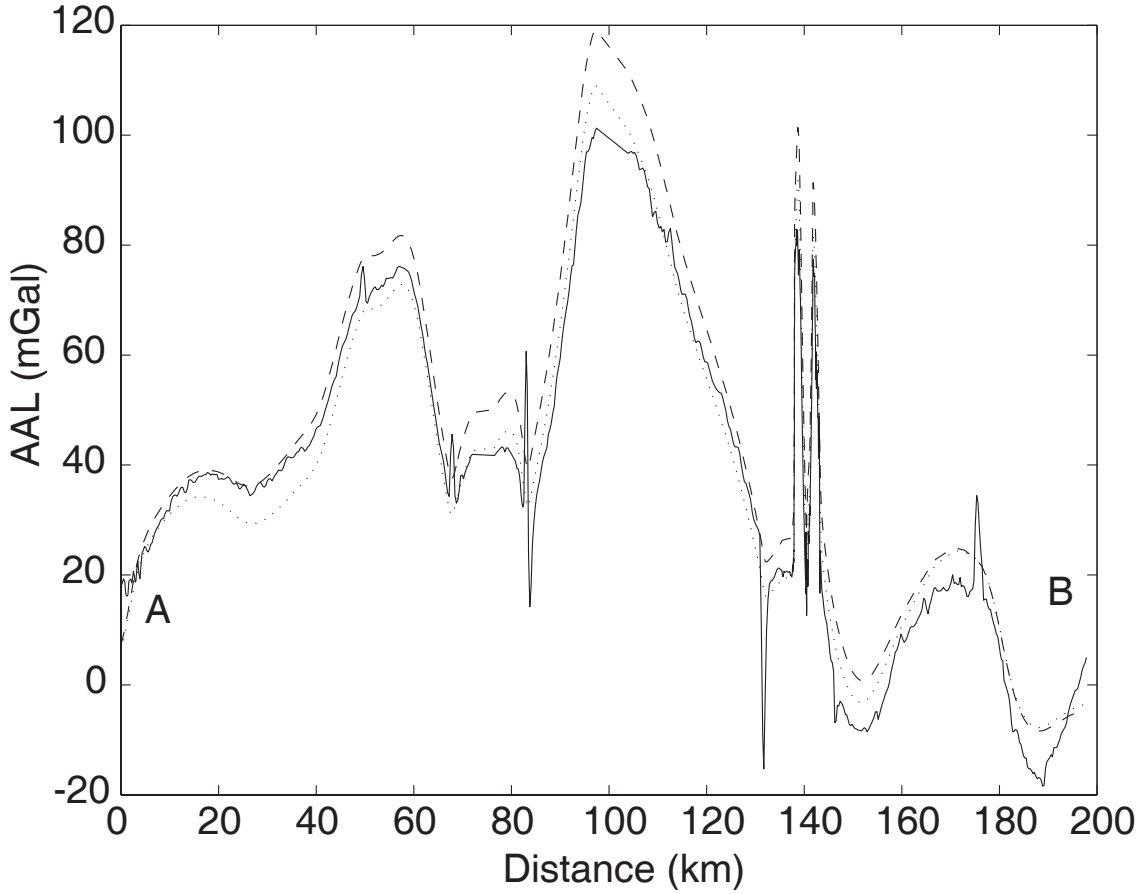

FIG. A.16 – *AAL du mont ZEP2-31 suivant la trace représentée sur la figure A.15. Comparaison entre l'AAL observée (en trait gras) et l'AAl calculée pour T_e=5 km (en pointillés) et T_e=7 km (en tiretés). La densité de la charge volcanique est de 2700 kg.m^{-3} dans le modèle.*