

École Doctorale des Sciences de la Terre et de l'environnement (ED 413)

Institut de Physique du Globe de Strasbourg (UMR 7516)

THÈSE présentée par :

Paul BERNARD

soutenue le : **19 mars 2021**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université de Strasbourg**

Discipline/ Spécialité : Géologie - Géophysique

**Méthodes potentielles appliquées à la
quantification de l'aimantation des premières
lithosphères océaniques**

THÈSE dirigée par :

Dr. MUNSCHY Marc
Dr. AUTIN Julia

Physicien des Observatoires, Université de Strasbourg
Maître de Conférences, Université de Strasbourg

RAPPORTEURS :

Dr. PERON-PINVIDIC Gwen
Dr. QUESNEL Yoann

Professeur, Norwegian University of Science and Technology
Maître de Conférences, Université Aix Marseille

EXAMINATEURS :

Dr. BOULIGAND Claire
Dr. MANATSCHAL Gianreto

Maîtres de Conférences, Université Grenoble Alpes
Professeur des Universités, Université de Strasbourg

Remerciements

A l'issue de cette thèse, j'aimerais remercier les nombreuses personnes qui m'ont encadré, aidé et soutenu tout au long de ces 3 ans de travail.

Je souhaiterais tout d'abord remercier mes directeurs de thèse, Marc Munschy et Julia Autin, pour la confiance qu'ils m'ont accordé durant ce doctorat ainsi que pour leur disponibilité.

Je souhaiterais également remercier les membres de mon jury de thèse et de mon comité de suivi de thèse (Claire Bouligand, Gwenn Péron-Pinvidic, Yoann Quesnel et Gianreto Manatschal) qui ont pris le temps de s'intéresser à mon travail.

J'ai aussi envie de remercier les membres de l'épatante Union des Méthodes Potentielles : le camarade Bruno Gavazzi (encore merci à toi pour ces passionnantes missions dans le désert d'Arabie), Jeanne Mercier dit Jeannou, M. Hugo Reiller, Paul Calou alias P2, Sonia et Pauline alias P1. Merci à vous pour les nombreuses et passionnantes réunions suivies de cafés ou dégustation d'apéritifs selon l'heure !

J'ai également une pensée pour tous les autres membres de l'équipe Géols que j'ai côtoyé et avec qui j'ai travaillé pendant 3 ans, et en particulier à l'équipe des doctorants. Merci à vous Flora, Simon, P-O, Chao, Pan pour la bonne ambiance qui a régné au 1^{er} étage pendant 3 ans ! Je tiens finalement à remercier mes parents et ma sœur qui m'ont toujours soutenu même dans les moments les plus compliqués. Merci à vous

Table des matières

Remerciements	3
Table des matières	5
Liste des tableaux.....	7
Liste des figures.....	8
Avant-propos.....	15
1 Problématiques	17
1.1 État de l'art sur les anomalies magnétiques marines linéaires.....	17
1.1.1 Introduction	17
1.1.2 La capacité d'enregistrer un champ magnétique.....	22
1.1.3 Les particularités géométriques contrôlant l'enregistrement des inversions du champ magnétique terrestre	26
1.1.4 Les autres origines possibles des anomalies magnétiques marines linéaires	31
1.1.5 Implications sur les reconstructions	34
1.2 Contexte géologique : cas d'études des marges conjuguées Australie-Antarctique	39
1.2.1 Étapes de formation des marges.....	39
1.2.2 Modèles cinématiques	42
1.2.3 Vers un modèle cinématique asymétrique ?.....	46
2 Données et méthodologie	51
2.1 Données.....	51
2.1.1 Campagnes Geoscience Australia	51
2.1.2 Grille d'anomalie gravimétrique par altimétrie satellitaire	53
2.1.3 Grilles d'anomalie magnétique	57
2.2 Utilisation des méthodes potentielles pour l'interprétation des anomalies magnétiques et gravimétriques des marges pauvres en magma	59
2.2.1 Théorie du potentiel et du champ gravimétrique	59
2.2.2 Théorie du potentiel et du champ magnétique	65
2.2.3 Notions d'anomalie en méthodes potentielles.....	68
2.2.4 Interprétation des données gravimétriques et magnétiques.....	71
2.2.5 Equivalence	82
3 Premières observations qualitatives et application d'opérateurs sur carte.....	86
3.1 Corrélation des anomalies gravimétriques/magnétiques.....	86
3.2 Analyse conjointe avec les profils sismiques.....	89

Opérateurs sur cartes	91
3.3.....	91
3.3.1 Double réduction aux pôles.....	93
3.3.2 Dérivées verticales	94
3.3.3 Dérivées horizontales	98
3.3.4 Signal analytique.....	100
4 Modélisation des anomalies gravimétriques et magnétiques des marges Australie/Antarctique	104
4.1 Gravimétrie.....	104
4.1.1 Estimation de la profondeur des sources.....	104
4.1.2 Modèle n°1 : couche de densité uniforme.....	115
4.1.3 Modèles multicouches.....	118
4.1.4 Inversion de la densité des interfaces.....	131
4.2 Magnétisme	145
4.2.1 Estimation de la profondeur des sources.....	147
4.2.2 Modèle n°1 : aimantation fixe.....	155
4.2.3 Inversion sur l'aimantation.....	179
5 Réinterprétation des anomalies magnétiques et conséquences sur les modèles cinématiques 185	
5.1 Nature des sources des anomalies magnétiques.....	185
5.2 Contribution aux modèles cinématiques	194
6 Conclusion et perspectives	195
Bibliographie.....	198
Annexes.....	210
Annexe A – Glossaire des constantes, variables et vecteurs utilisés dans les calculs de méthodes potentielles	211
Gravimétrie.....	211
Magnétisme	211
Annexe B - Glossaire des abréviations	212

Liste des tableaux

Tableau 1 : Réflexions sur la capacité des différents domaines à enregistrer les ICMT.	26
Tableau 2 - paramètres des modélisations de (Gillard, 2014a).....	47
Tableau 3 - valeurs des paramètres nécessaires au calcul des équations 34 et 35 issus de l'ellipsoïde GRS 80 défini par Moritz (1980).....	69
Tableau 4 - valeurs de contrastes de densité associés aux triangles pour chaque profil	127
Tableau 5 - écart-type entre les données et le modèle après inversion sur la densité pour la marge antarctique	138
Tableau 6 - écart-type entre les données et le modèle après inversion sur la densité pour la marge australienne.....	138
Tableau 7 - valeurs de déclinaison et d'inclinaison du champ magnétique terrestre pour chaque profil de la campagne GA-199	157
Tableau 8 - valeurs de déclinaison et d'inclinaison du champ magnétique terrestre pour chaque profil de la campagne GA199	171
Tableau 9 – tableau récapitulatif des paramètres d'échantillonnage pour l'inversion et de l'écart-type entre les données et le modèle après inversion.....	181

Liste des figures

- Figure 1 - cycle des événements de déformation montrant les différentes étapes d'apport magmatique et de relocalisation de la déformation. (a) exhumation de manteau serpentinisé le long d'une faille de détachement ; (b) apport magmatique passif le long de la faille de détachement. (c) strain-hardening du footwall et délocalisation de la déformation du plan de faille ; mise en place d'un failage pure-shear (failles normales). (d) relocalisation de la déformation au niveau de la remontée asthénosphérique due à l'anomalie thermique associée ; possible sous-plaquage magmatique ; initiation d'une nouvelle faille de détachement à partir du failage pure-shear ; un nouveau cycle peut démarrer [étape (a)]. (e) après plusieurs cycles, la lithosphère continentale est très amincie et l'asthénosphère peu profonde et localisée ; du magma peut massivement intruder la lithosphère continentale restante ; le système commence à être contrôlé par les processus magmatiques (mise en place du break-up lithosphérique) (Gillard, 2014a) 20
- Figure 2 - exhumation symétrique de manteau lithosphérique par le jeu de détachements successifs asymétriques de type « rollin hinge » (Reston & McDermott, 2011) 27
- Figure 3 - formation de la Jurassic Quiet Zone (JQZ) entre la East Coast Magnetic Anomaly (ECMA) et M25 au niveau de l'ENAM (a-g) ; la partie nord de l'ENAM montre des anomalies magnétiques non parallèles traduisant selon l'auteur une réorientation de la direction d'extension soit par asymétrie (h) soit par saut de dorsale (i) (Greene et al., 2017) 28
- Figure 4 - figure schématisant l'idée d'un enregistrement non conjugué des anomalies magnétiques durant le développement des domaines exhumés suivant le modèle d'évolution proposé par Gillard (2014)..... 30
- Figure 5 - position de l'anomalie J dans les différents domaines de plancher océanique par Nirengarten et al. (2017). 32
- Figure 6 - possibles sources d'anomalies magnétiques linéaires en domaine océanique : a) expansion océanique à partir d'une dorsale modifié d'après Gee & Kent (2007) ; b) enregistrement dans un domaine d'exhumation mantellique modifié d'après Gee & Kent (2007) ; c) contraste d'aimantation entre deux domaines structuraux ; d) addition magmatique linéaire 34
- Figure 7 - modèle à l'échelle de la lithosphère de marges riftées pauvres en magma montrant le rôle des apports magmatiques dans la mise en place d'une extension océanique ;

l'anomalie J correspond ici au contraste d'aimantation entre l'intrusion magmatique et le domaine de manteau exhumé (Bronner et al., 2011).....	35
Figure 8 - domaines des marges Ibérie-Terre Neuve et limites issues de l'interprétation sismique ; l'anomalie J est ici interprétée comme une extrusion magmatique qui recoupe les trois domaines ; la première anomalie magnétique enregistrant l'extension océanique serait alors C34 (Nirrengarten et al., 2018).....	36
Figure 9 - carte bathymétrique du Bassin Australie-Antarctique ; GAB : Great Australian Bight ; NP : Naturaliste Plateau ; NFZ : Naturaliste Fracture Zone ; VFZ : Vincennes Fracture Zone ; LFZ : Leeuwin Fracture Zone ; BR : Bruce Rise ; WL : Wilkes Land ; GVL : George V Land ; AAD : Australian-Antarctic Discordance ; ARB : Adélie Rift Block ; Les lignes noires correspondent aux lignes d'acquisition sismique, magnétique et gravimétrique des campagnes GA199, GA228 (Gillard, 2014).....	39
Figure 10 - modèle cinématique du bassin Australo-Antarctique proposé par (White et al., 2013)	43
Figure 11 - reconstructions de (Tikku & Cande, 1999) de l'Australie et l'Antarctique au niveau de la Tasmanie et de Victoria Land pour les chronos C32y (a), C33o (b), C34y (c) et la Quiet Zone Boundary (QZB, d)	45
Figure 12 - modélisations des isochrones pour la ligne d'acquisition GA199-05 par (Gillard, 2014) (a) et par (Tikku & Cande, 1999) (b) pour la marge australienne ; ZECM : zone de manteau exhumé continental (Gillard, 2014) ; la plus vieille isochrone sur cette marge serait C34n d'après les modélisations	48
Figure 13 - modélisations des isochrones pour la ligne d'acquisition GA228-24 par (Gillard, 2014) (a) et par (Tikku & Cande, 1999) (b) pour la marge antarctique ; ZECM : zone de manteau exhumé continental (Gillard, 2014) ; la plus vieille isochrone sur cette marge serait d'après les modélisations C32n (Gillard, 2014) et C34n pour Tikku & Cande (1999) ;	49
Figure 14 - localisation des profils des campagnes GA228 sur la marges antarctique (a) et GA199 sur la marge australienne (b) (Geoscience Australia, 2002, 1997).....	53
Figure 15 - schéma récapitulatif montrant la mesure du niveau de la mer par un satellite (ici Geosat) en orbite envoyant une onde électromagnétique et enregistrant son temps d'aller-retour (Sandwell & Smith, 1997)	54
Figure 16 - carte de l'anomalie gravimétrique marine à l'air libre libre (Sandwell et al., 2014)	56

Figure 17 – a) grille de l’anomalie magnétique (nT) de (Petkovic et al., 1999) centrée sur le GAB ; les traits oranges correspondent aux profils d’acquisition de la campagne GA199, utilisés pour la construction de la grille ; b) grille de l’anomalie magnétique de l’Antarctique issue du projet ADMAP-2 (Golynsky et al., 2018) ; le rectangle rouge correspond à la marge antarctique de Wilkes Land étudiée dans cette thèse.....	58
Figure 18 - Schéma de la coquille sphérique étudiée.....	62
Figure 19 - référentiel du cas d’étude cylindrique	63
Figure 20 - schéma du cylindre étudié	67
Figure 21 – représentation vectorielle du champ d’anomalie magnétique (modifié d’après (Blakely, 1996)) ; f correspond à l’approximation de l’anomalie d’intensité du champ magnétique	70
Figure 22 - éléments géométriques utilisés pour le calcul de $C\theta dz$ selon Hubbert (1948) ; le corps grisé correspond à la section d’un corps quelconque d’une densité uniforme infini dans la direction perpendiculaire ; l’intégrale permettant de calculer g_z se réalise dans le sens indiqué par les flèches	75
Figure 23 – représentation de la section d’une source infinie dans la direction Oy pouvant être approximée en un polygone, lui-même constitué de prismes semi-finis dont les aimantions sont opposées ; modifié d’après Gavazzi (2015)	76
Figure 24 – Polygone ABCDEF d’une densité ρ_1 , avec les points A, B, C, F situés à l’infini (A et G sont confondus, modifié d’après Mercier de Lépinay (2014)).	78
Figure 25 – explication de la méthode des interfaces où il est possible calculer l’anomalie gravimétrique le long de l’interface uniquement par le biais d’un contraste de densité $\Delta\rho = \rho_1 - \rho_0$; un terme est ajouté à chaque extrémité pour signifier qu’elles se situent à l’infini ; modifié d’après Mercier de Lépinay (2014)	79
Figure 26 - position des corrélations d’anomalies magnétiques/gravimétriques pour les marges Antarctique (a/b) et Australie (c/d) ; les tirets noirs correspondent aux pointés des isochrones de Whittaker et al. (2007) selon le modèle de Tikku & Cande (1999)	88
Figure 27 - corrélation des anomalies gravimétriques/magnétiques projetées verticalement sur les lignes de sismique réflexion GA228-24 (Antarctique, a) et GA199-03 (Australie, b)	90
Figure 28 – Cartes de l’anomalie gravimétrique à l’air libre (mGal) des marges Australie (a) et Antarctique (b) avec les corrélations A, B, C, et D.....	91

Figure 29 – Cartes de l’anomalie magnétique (nT) des marges Australie (a) et Antarctique (b) avec les corrélations A, B, C, et D	92
Figure 30 - Cartes de l'anomalie magnétique (nT) après double réduction aux pôles pour les marges Australie (a) et Antarctique (b) avec les corrélations A, B, C, et D	94
Figure 31 - Dérivée verticale d’ordre 1 (mGal/m) de l’anomalie gravimétrique à l’air libre des marges Australie (a) et Antarctique (b) avec les corrélations A, B, C, et D	96
Figure 32 - Dérivée verticale d’ordre 1 (nT/m) de l’anomalie magnétique réduite aux pôles des marges Australie (a) et Antarctique (b) avec les corrélations A, B, C, et D	97
Figure 33 - Dérivée horizontale d’ordre 1 de l’anomalie gravimétrique à l’air libre des marges Australie (a) et Antarctique (b) avec les corrélations A, B, C, et D.....	98
Figure 34 - Dérivée horizontale d’ordre 1 de l’anomalie magnétique réduite aux pôles des marges Australie (a) et Antarctique (b) avec les corrélations A, B, C, et D	99
Figure 35 - Signal analytique (mGal/m) de l’anomalie gravimétrique à l’air libre des marges Australie (a) et Antarctique (b) avec les corrélations A, B, C, et D.....	101
Figure 36 - carte du signal analytique (nT/m) de l'anomalie magnétique réduite aux pôles des marges Australie (a) et Antarctique (b) avec les corrélations A, B, C, et D	102
Figure 37 - modélisation de l'anomalie gravimétrique du profil GA228-24 par le biais de blocs de densité -1 (a), -6 (b), -4(c), -2,75 (d) et -2,85 (e).....	107
Figure 38 – modélisation de l’anomalie gravimétrique du profil GA199-05 par le biais de blocs de densité de -3,3 (a), et -2,5 (b)	108
Figure 39 - calcul de l'anomalie gravimétrique du profil GA-224-28 par le biais de trois couches équivalentes situées à 4 km (a), 10 km, (b), 20 km (c) et 25 km (d) de profondeur	111
Figure 40 - calcul de l'anomalie gravimétrique du profil GA199-05 par le biais de trois couches équivalentes situées à 4 km (a), 10 km, (b), 20 km (c) et 25 km (d) de profondeur	115
Figure 41 - a) test de modélisation de l’anomalie gravimétrique à l’air libre de la marge antarctique le long du profil GA228-24 par le biais de deux couches de densité uniforme avec $\rho_0 = 1,37$; b) modèle n°1 avec $\rho_0 = 1,87$ ($\Delta\rho=0,87$) ; c) test de modélisation avec $\rho_0 = 2,37$; la ligne bleue correspond à la topographie du toit du socle	117
Figure 42 - modèle n°2 de l’anomalie gravimétrique à l’air libre de la marge antarctique le long du profil GA228-24 avec trois couches (eau de mer, sédiments et socle)	118
Figure 43 - modèle n°3 de l’anomalie gravimétrique à l’air libre de la marge antarctique le long du profil GA228-24 avec trois couches (eau de mer, sédiments et socle)	119

Figure 44 - modèle n°4 de l'anomalie gravimétrique à l'air libre de la marge antarctique le long du profil GA228-24 avec trois couches (eau de mer, sédiments et socle)	120
Figure 45 - modèle n°5 de l'anomalie gravimétrique à l'air libre (mGal) de la marge antarctique le long du profil GA228-24 avec trois couches (eau de mer, sédiments et socle)	121
Figure 46 – modèle n°6 de l'anomalie gravimétrique à l'air libre (mGal) de la marge antarctique le long du profil GA228-24 avec 4 couches (eau de mer, sédiments post-rifts, sédiments pré/syn-rifts et socle).....	122
Figure 47 – modèle n°7 de l'anomalie gravimétrique à l'air libre (mGal) de la marge antarctique le long du profil GA228-24 avec 4 couches (eau de mer, sédiments post-rifts, sédiments pré/syn-rifts et socle).....	123
Figure 48 - modélisation de l'anomalie gravimétrique à l'air libre (mGal) de la marge antarctique le long des profils GA228-22 (a), 23 (b), 25 (c), 26 (d) et 27 (e) avec trois interfaces (plancher océanique, toit des sédiments syn-rifts et toit du socle)	126
Figure 49 – modèle n° 8 de l'anomalie gravimétrique à l'air libre (mGal) de la marge australienne le long des profils GA-119-01 (a), 02 (b), 03 (c), 04 (d) et 05 (e) avec trois interfaces (plancher océanique, toit des sédiments syn-rifts et toit du socle)	130
Figure 50 - inversion sur la densité du toit du socle pour les profils GA228-22 (a), GA228-23, (b), GA228-24 (c), GA228-25 (d), GA228-26, (e) et GA228-27 (f). Haut : corrélation de la courbe de l'inversion avec les mesures ; milieu : structure du profil ; bas : variations de densité obtenues le long du profil pour réaliser l'inversion.	137
Figure 51 - inversion sur la densité du toit du socle pour les profils GA199-01 (a), GA199-02, (b), GA199-03 (c), GA199-04 (d), GA199-05, (e)	144
Figure 52 - Modèle d'expansion océanique pour la South-East Indian Ridge au niveau des marges Australie-Antarctique (Tikku & Cande, 1999) ; les anomalies magnétiques modélisées sont issues d'une couche comprise entre 5,5 et 6 km de profondeur, d'inclinaison rémanente $IR = -74,0^\circ$ et de déclinaison rémanente $DR = 0,0^\circ$ enregistrant les inversions du champ magnétique terrestre.....	145
Figure 53 - modélisation de l'anomalie magnétique (nT) des profils GA228-24 (a) et GA199-05 (b) en couplant les paramètres de (Parsons & Sclater, 1977) et (Tikku & Cande, 1999) ; les blocs représentent les isochrones C34 à C18 pour le profil GA228-24 et C34 à C22 pour le profil GA199-05.....	146
Figure 54 - modélisation de l'anomalie magnétique par le biais de blocs de susceptibilité magnétique égale à $5 \cdot 10^{-3}$ SI (a) et $9 \cdot 10^{-2}$ SI (b ; c).....	148

Figure 55 – modélisation de l’anomalie magnétique par le biais de blocs de susceptibilité magnétique égale à 10^{-2} SI (a) et $1,1 \cdot 10^{-2}$ SI (b ; c)	150
Figure 56 - calcul de l'anomalie magnétique du profil GA228-24 par le biais de trois couches équivalentes situées à 6 km (a), 10 km, (b) et 20 km (c) de profondeur	152
Figure 57 - calcul de l'anomalie magnétique du profil GA199-05 par le biais de trois couches équivalentes situées à 7 km (a), 10 km, (b) et 20 km (c) de profondeur	154
Figure 58 - modélisation de l'anomalie magnétique le long des profils GA228-24 (a) et GA199-05 (b) par le biais de 3 couches d’aimantation égale ; la susceptibilité magnétique est de $5 \cdot 10^{-3}$ SI pour chaque couche ; inclinaison magnétique et déclinaison magnétique de GA228-24 : $-87,7^\circ$ et $-74,8^\circ$; inclinaison magnétique et déclinaison magnétique de GA199-05 : $-70,4^\circ$ et $3,8^\circ$	156
Figure 59 - modèle n°1 de l’anomalie magnétique (nT) de la marge antarctique le long du profil GA228-24 par le biais d’une couche de susceptibilité magnétique χ uniforme.....	157
Figure 60 - modèle n°1 de l’anomalie magnétique (nT) de la marge antarctique le long des profils GA228-22(a), 23(b), 25 (c), 26 (d) et 27 (e) avec un socle de susceptibilité magnétique uniforme.....	160
Figure 61 - modèle n°2 de l’anomalie magnétique (nT) de la marge australienne le long des profils GA228-22(a), 23(b), 24 (c), 25 (d), 26 (e) et 27 (f) avec un socle de susceptibilité magnétique variable	164
Figure 62 - modélisation de l’anomalie magnétique (nT) de la marge australienne le long des profils GA199-01 (a), 02 (b), 03 (c), 04 (d) et 05 (e) avec un socle de susceptibilité magnétique uniforme.....	167
Figure 63 - modèle n°2 de l’anomalie magnétique (nT) de la marge australienne le long des profils GA199-01 (a), 02 (b), 03 (c), 04 (d) et 05 (e) avec un socle de susceptibilité magnétique variable	171
Figure 64 – modèle n°3 de l’anomalie magnétique (nT) de la marge antarctique le long des profils GA228-22 (a), 23 (b), 24 (c), 25 (d), 26 (e) et 27 (f) avec un socle de susceptibilité magnétique variable selon les domaines structuraux	175
Figure 65 - modèle n°3 de l’anomalie magnétique (nT) de la marge australienne le long des profils GA199-01 (a), 02 (b), 03 (c), 04 (d) et 05 (e) avec un socle de susceptibilité magnétique variable selon les domaines structuraux	178
Figure 66 - résultat de l'inversion de l'aimantation pour les profils GA228-24 (a) et GA199-05 (b) ; D1, D2, D3 et D4 correspondent aux domaines structuraux interprétés par (Gillard et	

al., 2015) ; haut : comparaison de l'anomalie modélisée et l'anomalie mesurée ; milieu : modèle ; bas : variation de la susceptibilité après inversion et corrélée avec les limites de domaines structuraux.....	180
Figure 67 - Comparaison entre χ et les blocs d'inversions du champ magnétique du modèle de Tikku & Cande (1999) décrits en Figure 53 pour les marges antarctique (a) et australienne (b)	182
Figure 68 – Interprétation des anomalies magnétiques en fonction de leurs sources pour les profils GA199-01 (a)/GA228-22 (b), GA199-02 (c)/GA228-23 (d) et GA199-03 (e)/GA228-24 (f) et comparées aux interprétations des lignes de sismique réflexion de (Gillard, 2014).....	193

Avant-propos

Cette thèse porte sur l'application des méthodes potentielles pour l'interprétation des anomalies magnétiques en contexte de marges conjuguées pauvres en magma. Ces anomalies magnétiques sont classiquement interprétées dans la littérature comme liées aux inversions du champ magnétique lorsque la croûte océanique refroidit lors de l'expansion océanique et enregistre la direction contemporaine du champ magnétique terrestre. L'absence de croûte océanique classique au niveau des marges pauvres en magma remet en cause cette interprétation, et en conséquence les modèles cinématiques basés sur ces anomalies. Ce travail se concentre sur les marges conjuguées Australie-Antarctique, où la datation de la première croûte océanique est toujours débattue et les différentes reconstructions cinématiques se basant sur les anomalies magnétiques montrent des variations des taux d'expansion océanique problématiques.

On cherche en conséquence à déterminer si toutes les anomalies magnétiques présentes au niveau de ces marges sont liées à des inversions du champ magnétique, s'il est possible d'observer une répartition symétrique ou non de ces anomalies au niveau des marges conjuguées, et si l'on observe une évolution de la géométrie des anomalies en allant de la transition océan-continent à la dorsale.

Pour répondre à ces problématiques, nous mettons en place un travail d'interprétation des sources des anomalies magnétiques des marges Australie-Antarctique ainsi pour celles des anomalies gravimétriques présentant des corrélations avec les anomalies magnétiques.

En se basant sur la théorie des méthodes potentielles, des opérateurs sur cartes et profils d'anomalies sont appliqués afin d'estimer la position des sources. La géométrie en profondeur des sources des anomalies est déterminée grâce à l'interprétation de lignes de sismique réflexion tandis que des travaux de modélisation et d'inversion permettent d'estimer les variations des paramètres influençant les anomalies magnétiques et gravimétriques.

Le premier chapitre de cette thèse présente ainsi les problématiques liées à l'interprétations des sources des anomalies magnétiques marines en contexte de marges pauvres en magma et leur implication dans les constructions des modèles cinématiques du Bassin Australie-Antarctique. Le deuxième chapitre décrit les données utilisées ainsi que la méthodologie basée sur les méthodes potentielles.

Le troisième chapitre présente les premières observations qualitatives de corrélation entre les anomalies magnétiques, gravimétriques et limites de domaines structuraux ainsi que les résultats d'applications d'opérateurs de transformations de méthodes potentielles sur cartes.

Le quatrième chapitre présente les différents travaux d'interprétation des sources anomalies gravimétriques et magnétiques des marges conjuguées Australie-Antarctique.

Le dernier chapitre de cette thèse se focalise sur les possibles réinterprétations des anomalies magnétiques des marges Australie-Antarctique suite aux travaux présentés dans le chapitre n°4.

1 Problématiques

1.1 État de l'art sur les anomalies magnétiques marines linéaires

1.1.1 Introduction

L'enregistrement des inversions du champ magnétique terrestre au cours des âges géologiques est une découverte fondamentale de la tectonique des plaques (Vine & Matthews, 1963). Il génère des anomalies magnétiques marines linéaires, parallèles et symétriques de part et d'autre des dorsales. Néanmoins, comme pour tout processus, des exceptions existent et doivent être prises en compte. Notamment lorsque la croûte océanique classique, composée de roches magmatiques, laisse place à des roches mantelliques, exhumées par l'intermédiaire de failles de détachement et serpentinisées par l'interaction avec l'eau des océans. De tels processus ont aussi bien lieu le long des dorsales lentes à ultra-lentes que le long des transitions océan-continent des marges riftées pauvres en magma. Il convient de faire la distinction entre ces différents domaines pour évaluer les éventuelles conséquences sur l'enregistrement des anomalies magnétiques. Dans un premier temps, nous verrons quels sont les différents domaines de « croûte » susceptibles d'enregistrer des anomalies magnétiques dans les plaines abyssales. Puis nous regarderons les caractéristiques magnétiques des différentes roches afin de déterminer leur capacité à enregistrer un signal magnétique à l'échelle de l'échantillon et à l'échelle du domaine. La partie suivante est consacrée aux caractéristiques géométriques des différents domaines et à leurs conséquences sur l'enregistrement des inversions du champ magnétique terrestre. Nous évaluerons également les origines possibles d'autres types d'anomalies magnétiques dans ces domaines. Enfin, nous verrons quelles implications cela engendre pour les modèles de reconstructions cinématiques basés sur les différents domaines océaniques et leurs architectures.

1.1.1.1 Croûte océanique magmatique

De loin le plus simple et le mieux organisé, le domaine de croûte océanique magmatique est le résultat du fonctionnement typique des dorsales, lorsque le budget magmatique est suffisant pour créer une croûte magmatique composée de gabbro dans sa partie inférieure, de filons puis de basaltes en coussins dans sa partie supérieure. Ce budget magmatique correspond à un

fonctionnement plutôt rapide de la dorsale avec des vitesses d'expansion océanique supérieures à 90 mm.yr^{-1} (dorsales intermédiaires à rapides). Cependant une telle croûte magmatique existe localement le long des dorsales lentes ($< 40 \text{ mm.yr}^{-1}$) au centre des segments où le magmatisme est plus important. Il est rarement présent le long des dorsales ultra-lentes ($< 20 \text{ mm.yr}^{-1}$). Lors d'un tel processus de formation, le matériel créé au niveau de la dorsale est disposé de manière symétrique de part et d'autre de l'axe de la dorsale. La formation est alors régulière et le taux d'expansion océanique varie modérément.

1.1.1.2 Croute océanique pauvre en magma

Lorsque le budget magmatique de la dorsale est faible (dorsales ultra-lentes et extrémités des segments des dorsales lentes), la « croûte » est alors composée de manteau exhumé et serpentinisé. Elle comporte également des intrusions magmatiques (poches de gabbros ponctuelles) associées à des épanchements locaux de basaltes à la surface. L'exhumation du manteau s'effectue le long de failles de détachement dont le fonctionnement résulte en une disposition asymétrique du matériel exhumé composant le plancher océanique. Il est proposé que cette disposition asymétrique à l'échelle de la faille de détachement puisse résulter en une disposition symétrique à plus grande échelle si les failles de détachement se succèdent suffisamment rapidement et avec des vergences opposées selon le modèle de « flip-flop ».

1.1.1.3 Manteau continental exhumé

Le long des marges riftées pauvres en magma, la croûte océanique magmatique n'est pas formée directement après la rupture de la croûte continentale. A la place, le manteau sous-continental est exhumé à la surface, formant un plancher océanique atypique composé de manteau serpentinisé. Dans ce cas, ce plancher océanique atypique, atteignant jusqu'à plusieurs centaines de kilomètres de large, sépare la croûte continentale de la croûte océanique typique. Cette zone particulière est appelée la transition océan-continent (TOC) : une zone complexe où les connaissances scientifiques sont souvent incertaines, notamment en l'absence de forage.

Les premières suppositions de présence de manteau exhumé dans les domaines de marges pauvres en magma ont eu lieu à la fin des années 1970. Elles sont notamment basées sur les forages des programmes IPOD puis ODP au niveau des marges Ibérie-Terre Neuve. Ces derniers ont en effet permis l'échantillonnage de brèches tectoniques comprenant dans leur composition des roches mantelliques (e.g. Whitmarsh et al., 1996). Le débat a ensuite été porté sur les processus permettant l'exhumation mantellique au niveau de ces marges. L'étude d'analogues de terrain, comme par exemple les « marges fossiles » des Alpes, (Froitzheim &

Manatschal, 1996), la réalisation de modèles analogiques en laboratoire (Brun & Beslier, 1996) ainsi que la réalisation de forages et l'acquisition de lignes de sismique réflexion (Whitmarsh et al., 1996) ont permis de mettre en évidence des processus tectoniques, tels que des failles de détachement (ou failles d'exhumation) pouvant être à l'origine de la formation de ces domaines. Ces deux visions originelles et opposées mènent à plusieurs interrogations quant à la mise en place des marges distales pauvres en magma et leur architecture. Ces dernières semblent premièrement présenter une architecture structurale dominée ou tout du moins caractérisée par la présence de failles de détachement permettant l'exhumation mantellique, processus intrinsèquement asymétrique. Les premiers modèles ne considéraient dans un premier temps qu'une seule faille d'exhumation affectant l'intégralité de la lithosphère, résultant ainsi en une asymétrie très marquée (Wernicke, 1985). D'autres modèles plus tardifs font également intervenir une seule faille de détachement (souvent de type « rolling-hinge »), ne se développant cette fois-ci que très tardivement après l'amincissement crustal (e.g. Péron-Pinvidic & Manatschal, 2009). A l'inverse, certains modèles préconisaient deux failles d'exhumation majeures conjuguées (et simultanées) permettant de conserver une architecture plus symétrique (Brun & Beslier, 1996; Direen et al., 2011a).

Plus récemment, les failles de détachement étant des objets difficilement reconnaissables, (Gillard et al., 2016) proposent que leur nombre et leurs vergences soit beaucoup plus complexes que dans les modèles théoriques. Les auteurs proposent alors que la formation d'une nouvelle faille de détachement réponde à un processus cyclique (Figure 1) : le peu de magma qui accompagne l'exhumation du manteau entraîne un durcissement du matériel qui rend difficile le mouvement le long de la faille de détachement. La déformation se relocalise à un endroit plus propice, au sein du matériel déjà exhumé. De nouvelles failles normales se développent et l'une d'elle évolue en une nouvelle faille de détachement. Ce cycle se répète jusqu'à ce que le budget magmatique soit suffisamment important pour contrôler le système. Les auteurs proposent également que le budget magmatique est de plus en plus important à chaque cycle. Cela pourrait expliquer l'observation de failles de détachement très longues lors des premiers épisodes d'exhumation proche du continent et des failles de plus en plus courtes au fur et à mesure que le budget magmatique augmente. Le système le plus extrême peut correspondre au système de flip-flop observé le long des dorsales lentes à ultra-lentes (gradient thermique et donc magmatisme potentiel plus élevé que sur les marges). Ce cycle implique également que les domaines de manteau exhumé à grande échelle sont également répartis sur les marges conjuguées. La nouvelle faille de détachement se relocalise en effet au centre du

précédent domaine exhumé, le séparant ainsi en deux parties égales. Le degré d'asymétrie à l'échelle des domaines exhumés devrait aussi être de plus en plus faible en allant vers la dorsale car les failles de détachement seraient alors de moins en moins longues (plus il y a de magma, plus le système se bloque rapidement pour se relocaliser). Cette diminution du degré d'asymétrie permettrait une répartition plus régulière du matériel de part et d'autre du système.

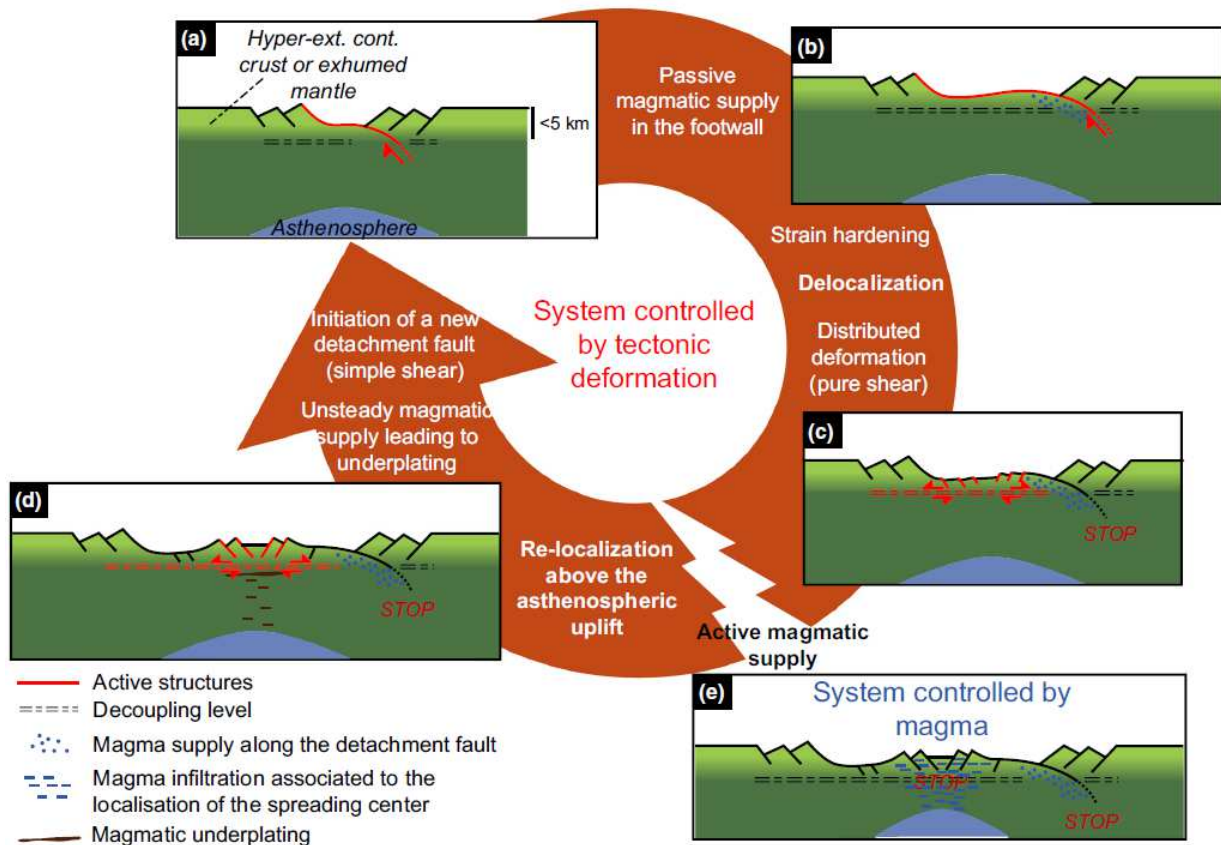


Figure 1 - cycle des événements de déformation montrant les différentes étapes d'apport magmatique et de relocalisation de la déformation. (a) exhumation de manteau serpentinisé le long d'une faille de détachement ; (b) apport magmatique passif le long de la faille de détachement. (c) strain-hardening du footwall et délocalisation de la déformation du plan de faille ; mise en place d'un faillage pure-shear (failles normales). (d) relocalisation de la déformation au niveau de la remontée asthénosphérique due à l'anomalie thermique associée ; possible sous-plaquage magmatique ; initiation d'une nouvelle faille de détachement à partir du faillage pure-shear ; un nouveau cycle peut démarrer [étape (a)]. (e) après plusieurs cycles, la lithosphère continentale est très amincie et l'asthénosphère peu profonde et localisée ; du magma peut massivement intruder la lithosphère continentale restante ; le système commence à être contrôlé par les processus magmatiques (mise en place du break-up lithosphérique) (Gillard, 2014a)

Le système de flip-flop est par ailleurs proposé aussi sur les marges riftées (Reston & McDermott, 2011 ; Lutz et al., 2018). Lutz et al. (2018) proposent par exemple des failles de détachement en flip-flop dès le début de l'ouverture du bassin Eurasia, juxtaposant ainsi la croûte continentale avec un système de flip-flop. Il n'est pas précisé si le manteau exhumé alors est de nature sous-continentale ou océanique.

1.1.1.4 Proto-croûte océanique

Enfin, dans le Bassin Australo-Antarctique il est proposé que le manteau exhumé puisse faire place à une proto-croûte océanique avant de devenir un système magmatique océanique classique (Gillard et al., 2015). La proto-croûte océanique se définit par un domaine de manteau exhumé et serpentinisé avec une quantité de magmatisme relativement importante mais variable. Le socle et les sédiments au-dessus sont de plus déformés, montrant que la déformation n'est pas encore localisée seulement sur une dorsale. Localement, des réflexions profondes (2 s Two-Way Travel Time (TWTT) sous le toit du socle) de fortes amplitudes peuvent s'apparenter à un Moho discontinu. De plus, ce domaine ne semble pas contenir la même quantité de magma sur les marges conjuguées : la marge australienne est plus magmatique (réflexions intenses du toit du socle et monts sous-marin volcaniques importants et nombreux), tandis que la marge antarctique présente un toit du socle moins réflectif et faillé de manière intensive. Ce domaine pourrait s'inscrire dans le cycle des failles de détachement à un stade avancé et donc un budget magmatique plus élevé que dans le domaine de manteau continental exhumé. Une asymétrie semble donc encore marquer ce domaine en ce qui concerne la quantité de magma.

1.1.2 La capacité d'enregistrer un champ magnétique

1.1.2.1 Les roches magmatiques

Les anomalies magnétiques marines (ici considérées comme les isochrones liées aux inversions du champ magnétique terrestre) sont classiquement attribuées à l'enregistrement de l'aimantation thermorémanente par les roches volcaniques des 500 premiers mètres de la croûte océanique (e.g. Harrison, 1987). Rappelons que l'anomalie magnétique apparaît surtout sur les bords d'une structure car elle est principalement sensible aux variations latérales d'aimantation et moins à l'intensité de l'aimantation. La capacité à enregistrer une anomalie magnétique dépend donc du contraste d'aimantation entre deux domaines de roches. Les roches magmatiques sont ferromagnésiennes et sont donc particulièrement prônes à acquérir une aimantation thermorémanente forte (10–20 A/m sur les basaltes des dorsales, (Cannat et al., 1995)) : les magnétites qui les composent enregistrent le champ magnétique terrestre au moment de leur refroidissement et conservent cette aimantation, même après l'inversion du champ magnétique terrestre. Il s'agit d'une aimantation acquise, dite rémanente. De plus, les roches magmatiques ont une aimantation induite très faible et négligeable par rapport à leur aimantation rémanente (rapport de Koenigsberger de ~ 20 , (Bina & Henry, 1990; Revol et al., 1979)).

1.1.2.2 Les péridotites serpentinisées

Les études le long de dorsales lentes ou ultra-lentes ont dû considérer la possibilité que d'autres matériaux puissent enregistrer des anomalies magnétiques et en particulier le rôle des péridotites serpentinisées qui constituent de larges surfaces du plancher océanique le long des dorsales lentes et ultra-lentes.

1.1.2.2.1 A l'échelle de l'échantillon

(Oufi et al., 2002) ont mené une étude des propriétés magnétiques de 245 échantillons de manteau serpentinisé des abysses. Ils observent que plus le manteau est serpentinisé, plus la roche a des valeurs de susceptibilité magnétique forte (évolution non linéaire liée à la formation de magnétite lors de la serpentinsation). Néanmoins, le comportement d'aimantation rémanente de la roche est très variable dans les échantillons très serpentinisés : certains ont une aimantation rémanente naturelle comparable à celle des basaltes, d'autres ont des valeurs faibles d'aimantation (alors que leur susceptibilité magnétique est similaire). Ces différences sont liées à la taille de grain des magnétites (les petits grains favorisent une aimantation forte) qui pourrait

être liée à la texture des serpentines : la taille de grains est plus faible dans les échantillons où la maille des serpentines est très développée (forte serpentinisation) avec des veines fines propices à la concentration de magnétites. C'est le cas de la plupart des échantillons étudiés. Ils concluent que la contribution des péridotites serpentinisées à l'enregistrement des anomalies magnétiques marines est significative (aimantation rémanente > 5 A/m) lorsque le degré de serpentinisation est fort ($> 75\%$). Un tel matériel présente en moyenne des valeurs d'aimantation rémanente de 4-10 A/m et des valeurs de susceptibilité de 0,07 SI. Les péridotites les plus serpentinisées sont les plus susceptibles de se trouver dans les 1,5 à 2 km supérieurs du socle océanique et peuvent donc contribuer significativement à l'enregistrement des anomalies magnétiques marines. Ils remarquent également que si l'aimantation rémanente des péridotites fortement serpentinisées est similaire à celle des basaltes, leur aimantation induite (modification par le champ ambiant) est plus forte (donc un faible rapport de Koenisberger, < 1 à 5) que pour les basaltes (rapport de Koenisberger de ~ 20). Ainsi, si l'aimantation induite n'est pas négligeable par rapport à l'aimantation rémanente (faible rapport de Koenisberger), les polarités normales devraient être renforcées et les polarité inverses diminuées lorsque le signal est enregistré par des serpentinites.

Une autre étude de Bonnemains et al. (2016) porte sur 58 échantillons des ophiolites de Pindos et Oman (obduction), Chenaillet (assimilée à une dorsale lente fossile) et MARK (dorsale lente Atlantique à proximité de la zone de fracture de Kane). Les sites de Pindos et Oman montrent des valeurs de susceptibilité et d'aimantation rémanente faibles ($K < 0.02$ SI; $M_s < 0.4$ Am²/kg) tandis que les sites du Chenaillet et de MARK montrent des valeurs plus élevées (K jusqu'à 0.15 SI; M_s jusqu'à 6 Am²/kg) et ce, indifféremment du degré de serpentinisation. Cette différence est corrélée avec la quantité de magnétites dans les échantillons. Les auteurs proposent que les réactions de serpentinisation aient eu lieu sous des conditions différentes, selon le contexte géodynamique : les faibles températures de serpentinisation (en dehors de l'axe de la dorsale ou lors de l'obduction) entraîneraient une faible aimantation tandis que les températures élevées (à l'axe de la dorsale) entraîneraient une forte aimantation.

1.1.2.3 A l'échelle du domaine

1.1.2.3.1 Le long des dorsales lentes et ultra-lentes

De manière complémentaire, Bronner (2013) a mené une étude de la signature magnétique des domaines de manteau exhumé le long de la South-West Indian Ridge (SWIR). L'étude porte sur des échantillons dragués associés à des mesures magnétiques deep-tow. Ils montrent que les valeurs d'aimantation rémanente et de susceptibilité peuvent être significatives mais sont très hétérogènes et la plupart des valeurs correspondent aux valeurs basses mesurées par Oufi et al. (2002). Néanmoins les valeurs d'aimantation induite sont très élevées (faible rapport de Koenisberger) comme observé précédemment. L'auteur suggère que la forte variabilité des valeurs d'aimantation rémanente, associées avec une fourchette large de susceptibilités et un rapport de Koenisberger faible résulte en une couche de péridotites serpentinisées magnétiquement faible et variable. Les mesures magnétiques deep-tow confirment des anomalies magnétiques de faible amplitude (< 100 nT) et très variables. La grande longueur d'onde des anomalies enregistrées suggère des sources plus profondes que pour une couche volcanique. Oufi et al. (2002) considèrent également que les serpentinites sont magnétiquement trop hétérogènes pour contribuer significativement à l'enregistrement des anomalies magnétiques marines. La présence de roches volcaniques (ou éventuellement intrusives) au-dessus des roches mantelliques serait alors requise pour expliquer les enregistrements locaux des anomalies magnétiques marines. Lutz et al. (2018) constatent également des anomalies magnétiques de faible amplitude à proximité du segment amagmatique de la dorsale de Gakkel. Bien qu'ils ne puissent pas évaluer le volume de roches magmatiques composant ce plancher océanique, ils estiment que le signal magnétique est principalement porté par des roches volcaniques, ce qui expliquerait l'apparence « en patch » des anomalies dans ce segment.

1.1.2.3.2 Le long des marges riftées pauvres en magma

Parallèlement aux résultats le long des dorsales lentes et ultra-lentes, les anomalies magnétiques dans les domaines de manteau continental exhumé sont généralement de moins fortes amplitudes et avec des linéations moins marquées. Par exemple, le long de la marge Ibérie, où seule l'anomalie J est proéminente et plus ou moins continue car elle correspond à une addition magmatique linéaire, (e.g. Bronner, 2013). Whitmarsh et al. (2001) notent que ce domaine est moins aimanté à cause du peu d'addition magmatique dans le manteau. Cependant cette zone correspond également à la zone magnétique calme du Crétacé et il n'est donc pas surprenant

qu'aucune linéation caractéristique d'inversion du champ magnétique terrestre (ICMT) ne soient observées.

Néanmoins, sur la marge riftée du Bassin de Nansen (à proximité de la dorsale de Gakkel), Lutz et al. (2018) proposent que du manteau serpentinisé soit juxtaposé à la croûte continentale. Cette juxtaposition de domaines structuraux est de plus corrélée à la présence d'anomalies magnétiques bien marquées et linéaires. Les auteurs expliquent cela par un système de détachement en flip-flop très précoce accompagné de suffisamment de magma pour enregistrer le signal magnétique. Les marges riftées du Bassin Australo-Antarctique montrent les mêmes caractéristiques magnétiques : un signal fort et linéaire dans des domaines de manteau serpentinisé.

En conclusion, à l'échelle de l'échantillon, les serpentinites semblent être de bons porteurs de l'aimantation rémanente et induite. Néanmoins, il semblerait que les dorsales ultra-lentes ne montrent pas un signal magnétique fort et il est proposé que les serpentinites ne sont pas assez homogènes pour porter le signal à grande échelle. Ce serait plutôt les roches magmatiques qui le porteraient localement. Sur les marges riftées, on ne peut pas effectuer le même type d'analyses à cause de la forte couverture sédimentaire. Néanmoins il semblerait que de fortes linéations magnétiques soient enregistrées dans les domaines de manteau exhumé. L'origine de cet enregistrement reste incomprise. On suspecte ainsi une quantité de magma suffisamment importante pour porter le signal. Ces résultats incomplets nous poussent à la réflexion concernant la capacité de chaque domaine à enregistrer des ICMT. Le tableau suivant présente l'état actuel de nos réflexions (Tableau 1).

Domaine	Roches	Capacité d'enregistrement à l'échelle de l'échantillon	Capacité d'enregistrement à l'échelle du domaine	Observation d'anomalies magnétiques linéaires
Croute océanique magmatique	Roches magmatiques	Très bonne Aimantation rémanente forte Aimantation induite faible	Très bonne	Oui, fortes et continues
Croute océanique pauvre en magma	Manteau serpentinisé (et roches magmatiques en patch)	Bonne si le degré de serpentinsation est fort Aimantation rémanent forte Aimantation induite forte	Mauvaise car le matériel n'est pas suffisamment homogène Les patches de roches magmatiques peuvent porter le signal	Oui, plus faibles et discontinues, souvent associées aux patches de roches magmatiques
Proto-croute océanique	Manteau serpentinisé (et roches magmatiques en patch)			Oui sur certaines marges, fortes et assez continues
Manteau continental exhumé	Manteau serpentinisé (et très peu de roches magmatiques)		Mauvaise car le matériel n'est pas suffisamment homogène	Oui sur certaines marges, plus faibles et assez continues

Tableau 1 : Réflexions sur la capacité des différents domaines à enregistrer les ICMT.

1.1.3 Les particularités géométriques contrôlant l'enregistrement des inversions du champ magnétique terrestre

Dans cette partie, nous donnerons des exemples de l'enregistrement d'anomalies magnétiques liées à des ICMT avec des géométries variables.

1.1.3.1 Des anomalies symétriques et régulières

C'est le cas le plus répandu, il correspond au fonctionnement des dorsales dont le budget magmatique résulte en une répartition symétrique des roches magmatiques de part et d'autre de la dorsale. Les anomalies sont régulières car il n'y a pas d'interruption de l'enregistrement des ICMT sauf en cas de saut de dorsale.

Avec un degré d'asymétrie relativement faible, les systèmes de détachement en flip-flop permettent un enregistrement symétrique et régulier des anomalies d'ICMT. Que ce soit sur une marge riftée (Lutz et al., 2018; Reston & McDermott, 2011) ou sur une dorsale ultra-lente (Sauter et al., 2013), la succession de plusieurs failles de détachement de vergences opposées permettrait d'imiter le fonctionnement classique d'une dorsale. Ainsi, une répartition symétrique du matériel créé permet selon ce modèle de constituer le plancher océanique. Chaque nouvelle faille de détachement recoupe la précédente régulièrement, limitant l'asymétrie engendrée par chacune d'elle (Figure 2). Les générations successives de failles entraîneraient donc une exhumation symétrique à grande échelle du manteau serpentinisé (Reston and McDermott, 2011).

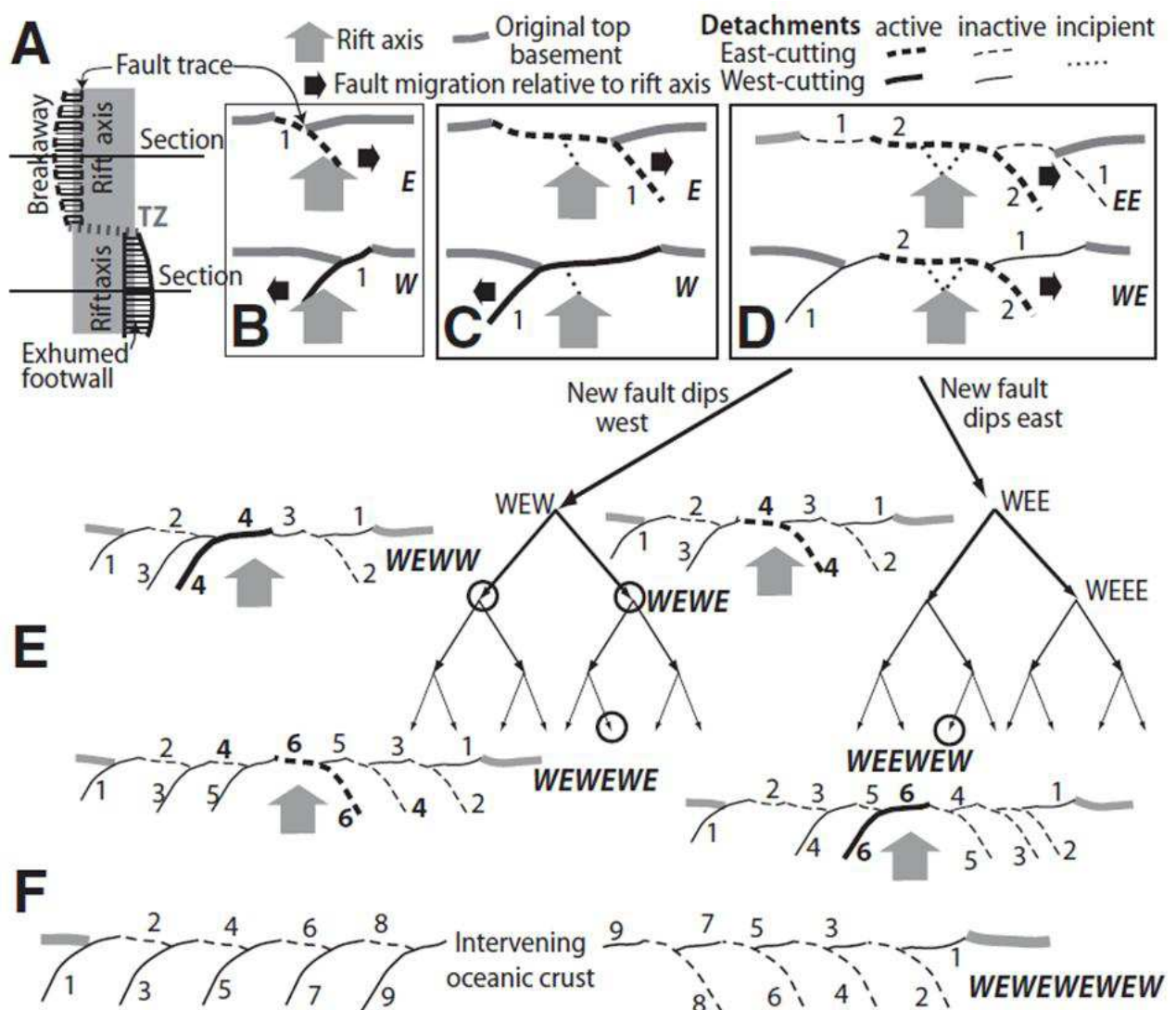
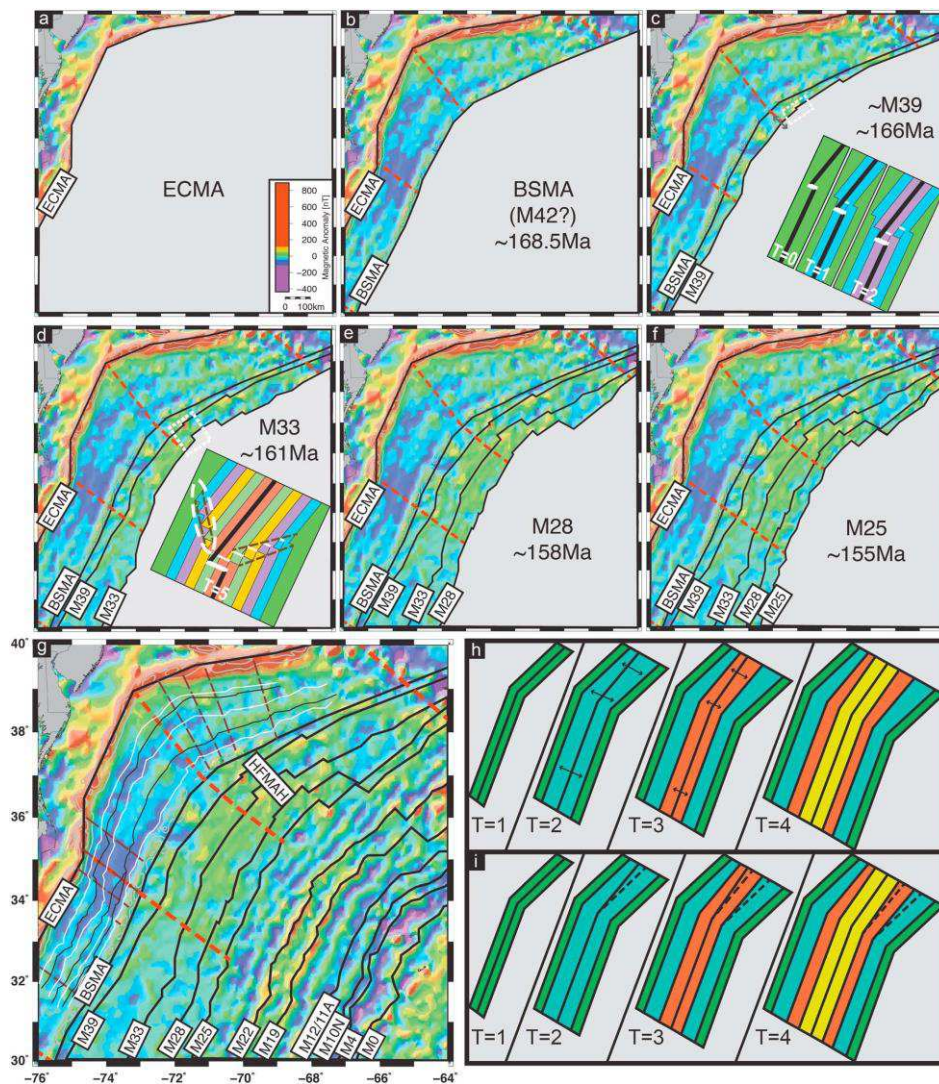


Figure 2 - exhumation symétrique de manteau lithosphérique par le jeu de détachements successifs asymétriques de type « rollin hinge » (Reston & McDermott, 2011)

1.1.3.2 Des anomalies asymétriques et régulières

Les anomalies liées aux ICMT peuvent présenter plusieurs types d'asymétrie. Tout d'abord une différence de largeur, voire d'orientation des anomalies de part et d'autre de la dorsale. Par exemple, sur la marge nord-est américaine (ENAM, (Greene et al., 2017), Figure 3). Les auteurs corrélent les données d'anomalies magnétiques le long de l'ENAM à plusieurs échelles avec les données de sismique réflexion régionales. Leur modèle montre un alignement des anomalies magnétiques non parallèle par rapport à l'axe de la dorsale océanique dû à des variations de vitesses d'expansion océanique. Les auteurs interprètent cette observation comme une possible accrétion crustale asymétrique.



1.1.3.3 Des anomalies asymétriques et irrégulières

D'autres travaux mettent également en évidence des asymétries d'ordre structural, comme les travaux de Biari et al. (2017) sur les marges conjuguées Nova-Scotia/Moroccan. Les auteurs étudient ici la structure profonde de ces dernières grâce aux données d'anomalie gravimétrique et magnétique corrélées avec les données de sismique réflexion dans le but d'affiner les modèles de formation de l'Atlantique central. Les dernières lignes sismiques acquises au niveau de ces marges permettent d'observer selon les auteurs une asymétrie de la formation du plancher océanique. Une croûte océanique magmatique est en effet observée du côté africain tandis qu'un plancher océanique amagmatique (manteau exhumé) est visible du côté Américain. On peut alors se demander si l'exhumation mantellique aurait lieu avant l'accrétion océanique ou bien si elle correspondrait à une asymétrie structurale liée à cette dernière. C'est une question à laquelle l'étude des anomalies magnétiques de ces marges pourrait répondre. Cette question n'est cependant pas abordée dans les travaux de Biari et al. (2017).

Les travaux de Gillard (2014) proposent un autre type d'asymétrie, liée au fonctionnement de plusieurs failles de détachement successives qui se recoupent en leur centre (Figure 4). Ainsi la succession des anomalies magnétiques serait elle aussi asymétrique : une partie de la succession serait enregistrée sur une des marges, puis les anomalies suivantes sur l'autre marge et ainsi de suite. Cela résulterait à la fois en plusieurs asymétries de la succession mais aussi en de fortes irrégularités puisqu'une même marge juxtaposerait des anomalies d'âges très différents (assez similaire à un saut de dorsale).

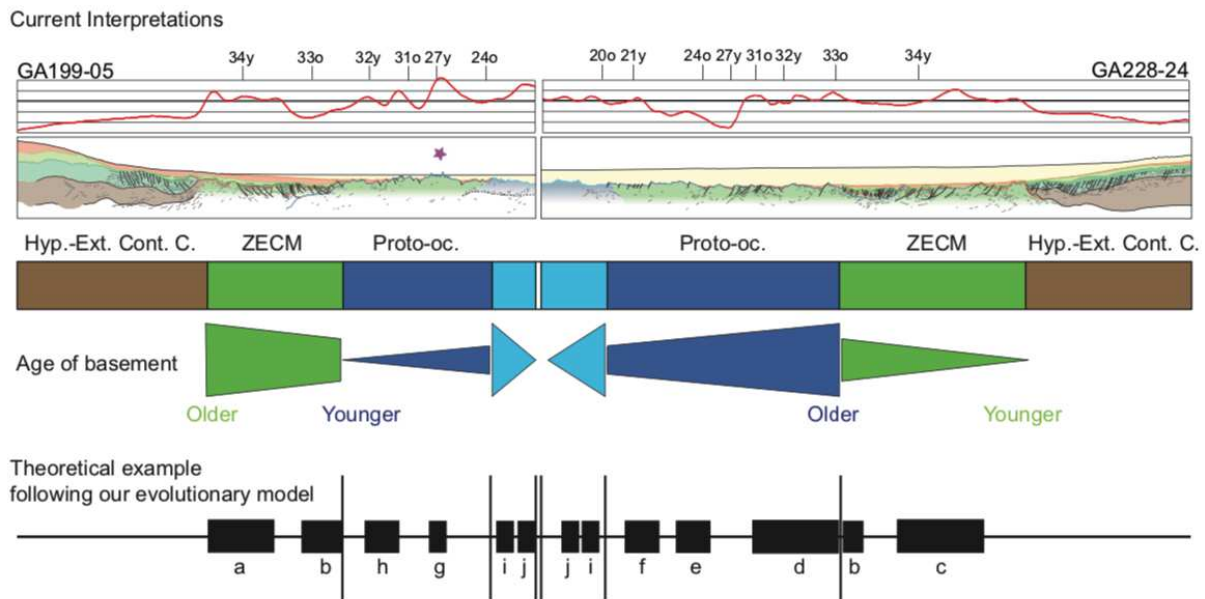


Figure 4 - figure schématisant l'idée d'un enregistrement non conjugué des anomalies magnétiques durant le développement des domaines exhumés suivant le modèle d'évolution proposé par Gillard (2014)

La notion de symétrie des anomalies magnétiques est assez peu étudiée. Les études récentes montrent que plusieurs types d'asymétrie peuvent être considérées : depuis des asymétries à petites échelles (flip-flop, asymétrie d'accrétion magmatique) qui n'auront pas d'influence sur l'enregistrement de la succession des ICMT, jusqu'à des asymétries de grande échelle (absence d'un domaine d'un côté, asymétrie de la succession des anomalies portées par le manteau exhumé) qui, quant à elles, pourraient remettre en cause l'interprétation cinématique des ICMT.

1.1.4 Les autres origines possibles des anomalies magnétiques marines linéaires

1.1.4.1 Intrusion magmatique linéaire affectant le domaine de manteau exhumé

La nature des anomalies magnétiques les plus anciennes en domaine océanique, auparavant uniquement interprétées comme des inversions du champ magnétique terrestre, est parfois controversée, en particulier au niveau des marges distales pauvres en magma. En effet, de nombreuses anomalies sont susceptibles d'être liées à d'autres phénomènes que l'inversion du champ magnétique dans ces régions.

L'anomalie J, présente sur les deux marges conjuguées Ibérie-Terre Neuve, figure parmi les plus controversées (Bronner et al., 2011; Tucholke & Sibuet, 2012). Elle a longtemps été considérée comme l'isochrone M0 (Sibuet et al., 2007a). Mais plus récemment, il est considéré qu'elle est probablement due à d'autres processus que les ICMT seules. Bronner et al. (2011) proposent qu'elle résulte d'un fort contraste d'aimantation entre une intrusion magmatique majeure et linéaire et le domaine de manteau exhumé encaissant. Il est à noter que l'aimantation responsable du fort contraste d'aimantation a forcément été acquise lors d'une ICMT. Ce qui est ici débattu est la possibilité que l'anomalie représente un contraste structural plutôt qu'un contraste d'inversion. Cela implique que cette anomalie n'est pas forcément une isochrone. Par ailleurs, les travaux de Nirrengarten et al. (2018) montrent bien que l'anomalie J recoupe plusieurs domaines de croûte différents (croûte océanique, manteau exhumé, Figure 5) avec des âges différents, prouvant ainsi qu'elle ne résulte pas d'un contraste d'aimantation entre 2 domaines de plancher océanique. Elle résulterait de plusieurs épisodes magmatiques de différents âges syn- et post-océanisation. Elle ne doit donc pas être considérée comme une anomalie isochrone d'ICMT.

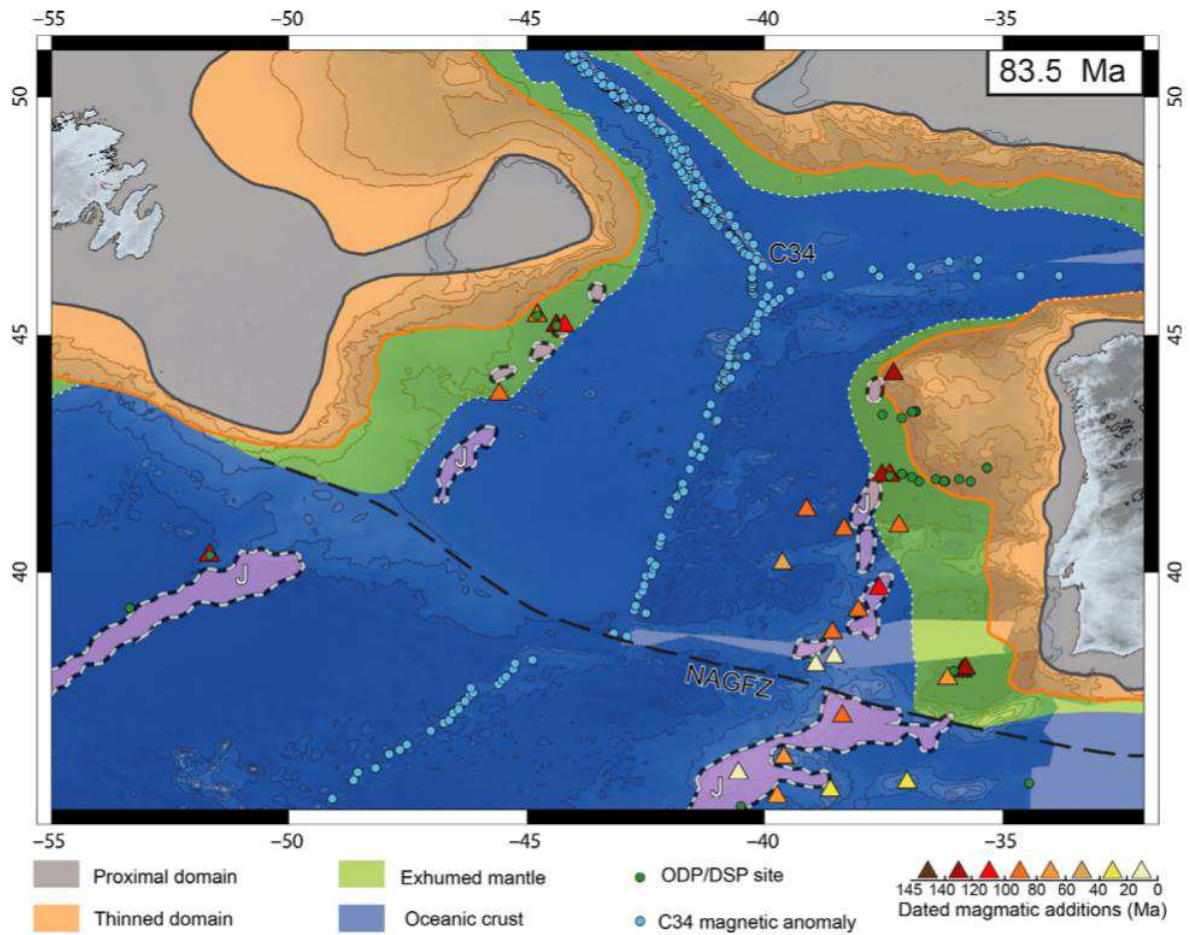


Figure 5 - position de l'anomalie J dans les différents domaines de plancher océanique par Nirengarten et al. (2017).

Parallèlement, Greene et al. (2017) identifient cinq nouvelles anomalies magnétiques le long de la marge nord-américaine de l'Atlantique Nord. Elles se situent dans la partie interne de la zone magnétique calme du Jurassique. Cela suggère qu'elles ne sont probablement pas liées à des ICMT. Néanmoins, les auteurs n'excluent pas qu'elles résultent de la formation du premier plancher océanique. Ils proposent également qu'elles puissent résulter d'additions magmatiques lors des derniers stades du rifting continental.

1.1.4.2 Juxtaposition de domaines de croûtes différents

Eagles et al. (2015) discutent la présence ou non d'un « effet de bord magnétique » entre la croûte continentale et la croûte océanique (Figure 6). Ils rappellent que la susceptibilité verticale de chacun des domaines est assez similaire dans la plupart des marges et que les anomalies magnétiques de grandes longueurs d'onde ne sont pas un indicateur de la limite océan-continent (Hemant & Maus, 2005). Ils précisent également que dans la croûte supérieure (homogène) et à plus faible longueur d'onde, la limite océan-continent peut générer une anomalie magnétique, comme observée sur certaines marges transformantes. Certaines anomalies associées à des sea-dipping reflectors (SDRs) furent aussi interprétées comme résultantes d'un contraste d'aimantations crustales (Rabinowitz & LaBrecque, 1979). Mais les auteurs concluent que les anomalies dues à un « effet de bord magnétique » ne sont pas des caractéristiques omniprésentes des marges riftées. Cette absence pourrait en effet être dû à la présence de roches intrusives dans la croûte supérieure continentale rendant la distinction magnétique avec la croûte océanique ignée difficile (Gernigon et al., 2015).

Cela semble réaliste si l'on considère la juxtaposition de croûte continentale et de croûte océanique. Mais dans le cas des marges riftées pauvres en magma, on se doit de poser la question d'un « effet de bord magnétique » entre la croûte continentale et le domaine de manteau exhumé, voire entre différents domaines de manteau exhumé comme proposé pour les marges riftées australo-antarctiques (Gillard et al., 2015). En effet, dans ce cas, la croûte continentale hyper-étirée ne devrait pas être intrudée par des roches magmatiques comme sur les marges riftées riches en magma (Figure 6).

Ces travaux montrent ainsi qu'à une échelle mondiale la nature des anomalies magnétiques anciennes est encore débattue et que des processus d'exhumation mantellique pourraient être à leur origine. En effet, la serpentinitisation du manteau et d'éventuels apports magmatiques pourraient générer des contrastes d'aimantation et ainsi des anomalies magnétiques de fortes amplitudes. Cette hypothèse va ainsi constituer un des axes de recherche majeurs de la thèse. La Figure 6 montre les origines possibles de telles anomalies magnétiques, linéaires sur de grandes distances.

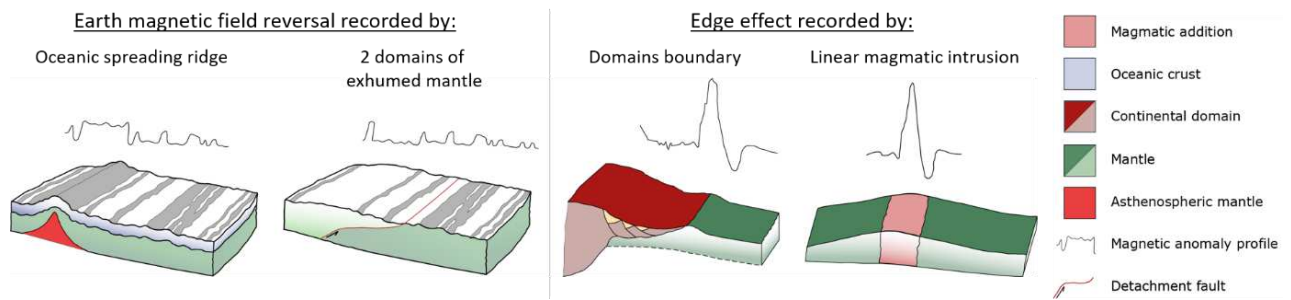


Figure 6 - possibles sources d'anomalies magnétiques linéaires en domaine océanique : a) expansion océanique à partir d'une dorsale modifié d'après Gee & Kent (2007) ; b) enregistrement dans un domaine d'exhumation mantellique modifié d'après Gee & Kent (2007) ; c) contraste d'aimantation entre deux domaines structuraux ; d) addition magmatique linéaire

1.1.5 Implications sur les reconstructions

La nature controversée des anomalies magnétiques marines ainsi que leur enregistrement de manière symétrique ou asymétrique impliquent une possible révision des reconstructions cinématiques. Un bon exemple porte sur la nature de l'anomalie J. Cette dernière était auparavant interprétée comme le début de la séquence M des anomalies magnétiques marines pour la marge Ibérie (Sibuet et al., 2007a) et soulève plusieurs questions. Premièrement, le caractère progressif ou soudain des événements, en particulier magmatiques, est à prendre en compte. Certains travaux récents préconisent un événement magmatique majeur et de courte durée à l'origine de l'anomalie J, menant également au break-up pour les marges Ibérie-Terre Neuve (Bronner et al. 2011, Figure 7). Le caractère soudain d'un tel événement pour n'importe quelle anomalie de ce type reste cependant à prouver. En effet, d'autres travaux mettent au contraire en évidence des processus magmatiques plus progressifs et sur de plus grandes distances comme par exemple au niveau du Golfe de Guinée (Gillard et al., 2017).

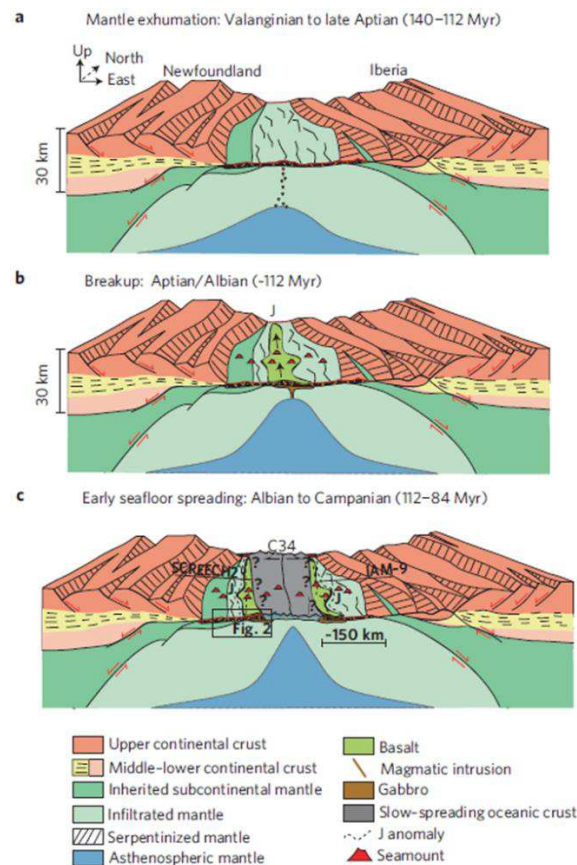


Figure 7 - modèle à l'échelle de la lithosphère de marges riftées pauvres en magma montrant le rôle des apports magmatiques dans la mise en place d'une extension océanique ; l'anomalie J correspond ici au contraste d'aimantation entre l'intrusion magmatique et le domaine de manteau exhumé (Bronner et al., 2011)

D'autres questions restent encore débattues, comme la possibilité d'un contraste d'aimantation entre différents domaines des marges distales en tant que sources des anomalies magnétiques. Cependant, la nature et la structure de ces domaines est toujours sujette à débat, notamment celui de l'exhumation mantellique. Serait-il par exemple possible de distinguer entre un manteau exhumé de nature continentale (lithosphère ancienne) ou de nature océanique (lithosphère très jeune au moment de l'exhumation), ce que certains modèles pourraient laisser préconiser (Bronner et al., 2011) ? Quels seraient alors les contrastes d'aimantation, s'il en existe ? De plus, des structures de petite échelle telles que des variations latérales de la lithosphère océanique comme, par exemple, les Oceanic Core Complexes, pourraient-elles être visualisées sur des anomalies magnétiques plurikilométriques ? La compréhension de la nature et de la structure du domaine d'exhumation mantellique doit ainsi constituer un axe de recherche prioritaire puisqu'elle risque de jouer sur les anomalies magnétiques résultant du contraste d'aimantation.

De plus les reconstructions cinématiques antérieures suggéraient que les anomalies magnétiques marines étaient enregistrées au sein du domaine d'exhumation mantellique (Sibuet et al., 2007). De récents travaux semblent cependant montrer que de larges anomalies magnétiques, comme l'ECMA, peuvent recouper plusieurs domaines différents (continentaux, océaniques, transitionnels, Greene et al., 2017). Les études les plus récentes pour les marges Ibérie-Terre Neuve mettent en évidence une telle possibilité pour l'anomalie J, en particulier pour la marge ibérique où l'anomalie J semble y recouper les domaines océanique, mantellique exhumé et continental aminci (Nirrengarten et al. (2018), Figure 8). Elles obligeraient donc à revoir les temps de mise en place des différents domaines de marges, en particulier ceux de la mise en place de la première croûte océanique. Ce point doit être gardé en mémoire lors des futures interprétations pendant le travail de thèse.

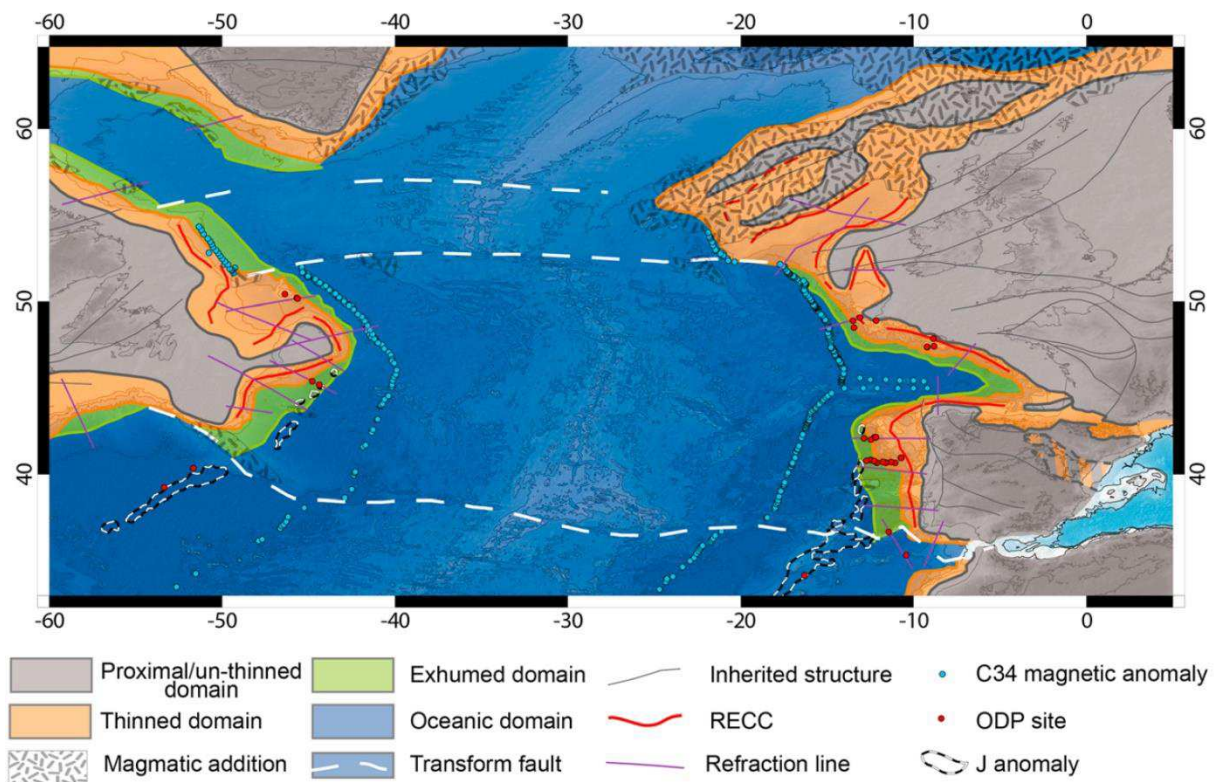


Figure 8 - domaines des marges Ibérie-Terre Neuve et limites issues de l'interprétation sismique ; l'anomalie J est ici interprétée comme une extrusion magmatique qui recoupe les trois domaines ; la première anomalie magnétique enregistrant l'extension océanique serait alors C34 (Nirrengarten et al., 2018)

Il a également été mis en évidence que la datation de l'expansion océanique par isochrones peut s'avérer incohérente avec les jeux de données géologiques et géochronologiques, notamment au niveau des marges Ibérie-Terre Neuve. Ainsi le modèle proposé par Tucholke & Sibuet (2012) propose une datation à environ 125 Ma (isochrone M0) et une origine liée à l'inversion du champ magnétique terrestre pour l'anomalie J en avançant le fait que cette dernière est linéaire. Dans le même temps, Bronner et al. (2011) proposent, en se basant sur les profils sismiques, la nature d'échantillons forés dans le cadre du projet ODP (forages 1277 et 1070) et l'âge des plus vieilles roches forées (128 Ma), une origine liée à un apport magmatique se propageant du sud vers le nord et entraînant la mise en place de l'extension océanique et de l'anomalie J vers 112 Ma. Du fait que le modèle de Bronner et al. (2011) apparaît mieux contraint que celui de Tucholke & Sibuet (2012), la datation de la croûte océanique par les supposées inversions de champ magnétique semble présenter une plus grande marge d'erreur que celle par utilisation de méthodes géochronologiques sur des échantillons de dragage ou forage. Il nous faut ainsi rester vigilant sur ce point, tout en restant attentif aux méthodes de datation géochronologique utilisées, comme par exemple la méthode K/Ar moins fiable que la méthode Ar/Ar (Tucholke & Sibuet, 2012).

Finalement, le terme de break-up est également à prendre en compte, car ambigu. Nous l'associons dans cette thèse à l'apparition de la première croûte océanique stable, mais il peut prendre plusieurs sens dans la littérature, ce qui peut poser problème pour la compréhension des différents modèles de reconstruction. Correspond-il au balbutiement de l'accrétion océanique (domaine proto-océanique tel que défini par Gillard (2014)) ou bien à l'apparition d'une croûte océanique permanente ou encore à la rupture de la croûte continentale (Brune et al., 2016) ? Les marges pauvres en magma seraient en effet selon certains auteurs caractérisées par des vitesses d'extension lentes à ultra-lentes (Sauter et al., 2013). Si l'accrétion océanique débute par une dorsale lente à ultra-lente, est-il possible d'observer le passage de l'exhumation continentale à l'exhumation permettant l'accrétion océanique ? Si oui, cette dorsale serait-elle continue ? Et donc caractériserait-elle le break-up entre les marges ? Ces points restent actuellement débattus (Bronner et al., 2011). Le terme « break-up » sera donc par la suite utilisé pour désigner la limite (ou transition) entre le manteau continental et la lithosphère océanique. Pour désigner la rupture de la croûte continentale, le terme « terminaison de la croûte continentale » sera préféré.

Ainsi, l'état de l'art soulève chez nous plusieurs interrogations :

Premièrement, les anomalies magnétiques présentes au niveau des marges distales pauvres en magma sont-elles toutes liées à des inversions du champ magnétique ?

Comment les anomalies magnétiques liées à des ICMT vont-elles se répartir au niveau des marges distales conjuguées ? Vont-elles être symétriques ou asymétriques ?

Ensuite, il semble que plus l'on se rapproche d'un système de type dorsale stable (« steady-state ») plus les détachements sont nombreux et fréquents (Reston and McDermott, 2011b; Sauter et al., 2013b) ; en conséquence les anomalies magnétiques liées à des ICMT vont-elles être de plus en plus symétriques en se rapprochant de la dorsale ?

De fait, est-il possible ou non de généraliser certains stades de relocalisation et d'accommodation de la déformation, tels que les détachements en flip-flop, pour les systèmes extensifs pauvres en magma?

1.2 Contexte géologique : cas d'études des marges conjuguées Australie-Antarctique

1.2.1 Étapes de formation des marges

Les marges conjuguées Australie-Antarctique constituent un système de 5000 km de long s'étendant du plateau de Kerguelen à l'Ouest jusqu'à la Tasmanie à l'Est (Figure 9). Les deux marges sont séparées par la South-East Indian Ridge (SEIR) correspondant à la plus jeune phase du rifting à l'origine de la fragmentation du Gondwana Est.

Le rifting, dont le début est estimé autour de 164 Ma (Callovien, Totterdell et al. (2000)), avec une évolution polyphasée avec une première phase d'extension régionale diffuse jusqu'à 145 Ma et par la suite localisée dans un bassin de croûte continentale hyper-étirée entre 93,5 et 50 Ma (Ball et al., 2013). Beaucoup d'études s'accordent pour proposer que la déformation est diachrone le long des marges conjuguées, avec une propagation d'Ouest en Est de la rupture et de la formation de plancher océanique (Ball et al., 2013; Sayers et al., 2001; Stagg et al., 2005; Tikku & Direen, 2008).

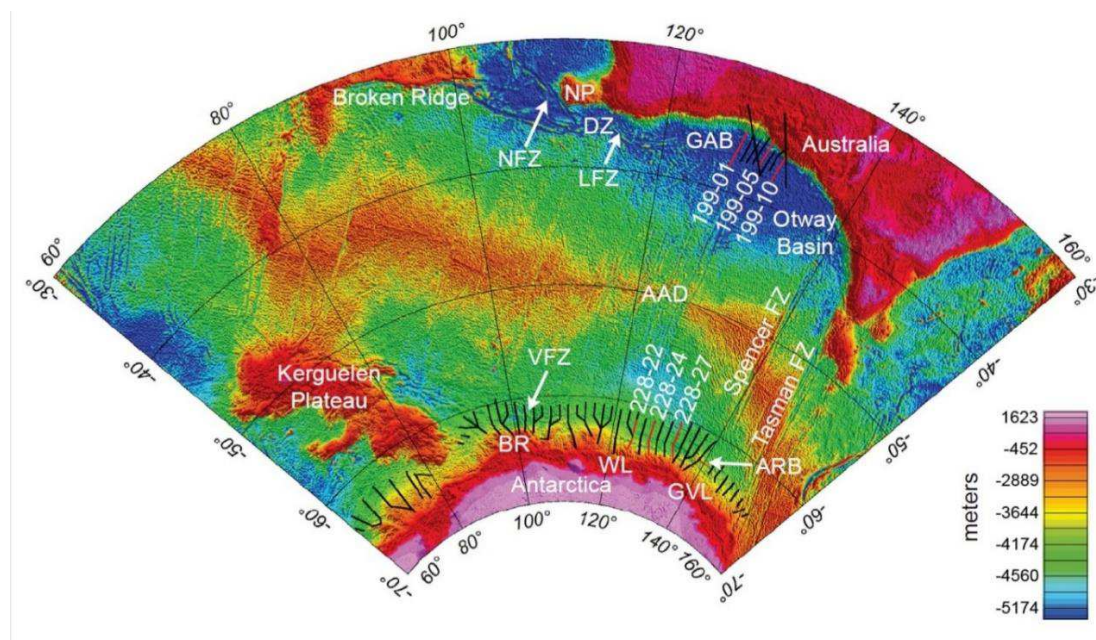


Figure 9 - carte bathymétrique du Bassin Australie-Antarctique ; GAB : Great Australian Bight ; NP : Naturaliste Plateau ; NFZ : Naturaliste Fracture Zone ; VFZ : Vincennes Fracture Zone ; LFZ : Leeuwin Fracture Zone ; BR : Bruce Rise ; WL : Wilkes Land ; GVL : George V Land ; AAD : Australian-Antarctic Discordance ; ARB : Adélie Rift Block ; Les lignes noires correspondent aux lignes d'acquisition sismique, magnétique et gravimétrique des campagnes GA199, GA228 (Gillard, 2014)

La présence d'un domaine de manteau continental exhumé par des processus tectoniques (failles de détachement) a été proposé par plusieurs études structurales régionales (Direen et al., 2011; Espurt et al., 2009, Gillard et al., 2015). La présence de ce domaine de manteau exhumé semble confirmée par plusieurs types de données indépendantes (Gillard et al., 2015) :

- l'étude des unités sédimentaires en sismique réflexion montre la formation d'un plancher océanique nouveau : absence de l'unité déposée directement sur la croûte continentale, géométrie en downlap de l'unité plus récente déposée directement sur le domaine de manteau exhumé ;
- la comparaison avec une croûte océanique classique exclut cette possibilité : (1) on n'observe en effet pas de réflexion nette du Moho du fait de l'absence d'un saut soudain de densité à la base du manteau et dont le degré de serpentinisation diminue progressivement vers la profondeur et donc la densité augmente progressivement ; (2) les vitesses mesurées par sonobuoys (Talwani et al., 1979) dans le socle sont inférieures à 6 km/s contrairement aux vitesses de la couche 3 de la croûte océanique (6,5 à 7 km/s) ; (3) le socle et sa couverture sédimentaire sont également marqués par la présence récurrente de structures de déformation majeures non caractéristiques d'une croûte océanique à l'équilibre (« steady-state ») ;
- cette interprétation est en accord avec les dragues de péridotites serpentinisées, de gabbros et de basaltes, effectuées dans la zone Diamantina (Beslier et al., 2004), à l'Ouest de la zone étudiée et dans la continuité du domaine de manteau exhumé proposé.

Dans ce contexte particulier, la datation de la rupture lithosphérique, c'est-à-dire de la formation d'une dorsale à l'équilibre et continue latéralement, est particulièrement difficile. La méthode classique consistant à utiliser l'anomalie magnétique la plus ancienne est remise en cause. En effet, si le domaine de manteau serpentinisé enregistre des ICMT (voir partie 1.1.2.2), ces inversions du champ magnétique ne datent alors pas la rupture lithosphérique mais la rupture continentale. Si le domaine de manteau exhumé n'est pas capable d'enregistrer les ICMT, alors les anomalies présentes dans ce domaine ne sont pas forcément des isochrones et ne sont pas datées en l'absence d'échantillonnage. Dans tous les cas, la localisation de la première croûte océanique demeure inconnue.

(Gillard et al., 2015) soulignent d'ailleurs la variété d'âge et de localisation proposés pour la première croûte océanique dans le Bassin Australo-Antarctique, mise en évidence par une revue plus exhaustive de ces hypothèse par (Williams et al., 2018). Les principales interprétations proposées pour cet âge sont :

- l'isochrone C18 (~40 Ma) (Le Pichon, 1968; Le Pichon & Heirtzler, 1968) ;
- l'isochrone C22 (~49 Ma) (Weissel & Hayes, 1974) ;
- l'isochrone C24 (53,3 Ma) ou plus jeune (Gillard et al., 2015), basée sur la limite la plus distale du domaine de manteau continental exhumé reconnu dans la partie centrale (Great Australian Bight/Wilkes Land) ;
- entre 67 et 51 Ma à l'Est, dans la zone Otway/George V Land (Ball et al., 2013; Krassay et al., 2004) ;
- Entre 83 et 71 Ma dans la partie centrale (Ball et al., 2013; Sayers et al., 2001; Tikku and Direen, 2008) ;
- L'isochrone C34 (~83,5 Ma) (Cande & Mutter, 1982) ;
- Entre 93 et 87 Ma à l'Ouest, dans la zone Diamantina/Labuan (Beslier et al., 2004; Chatin et al., 1998; Halpin et al., 2008) ;
- 95 ± 5 Ma (Veevers, 1986), basé sur un effet de bord correspondant à la limite océan-continent.

L'âge de la rupture lithosphérique, et donc de la première croûte océanique, est ainsi encore débattu (Williams et al., 2019). Nous allons voir dans la prochaine partie les principaux modèles cinématiques proposés selon la variation de cet âge.

1.2.2 Modèles cinématiques

Des modèles cinématiques ont été proposés afin d'expliquer la dynamique régionale dès les prémices de la tectonique des plaques (Le Pichon, 1968; Le Pichon & Heirtzler, 1968). Ici, nous ne présentons pas l'ensemble des modèles mais ceux qui retiennent notre attention par leurs particularités. La revue précédemment mentionnée des modèles existants réalisée par Williams et al. (2018) fournit plus de détails sur l'ensemble des modèles proposés.

Il est intéressant de noter que deux des modèles les plus récents présentent une approche méthodologique tout à fait différente (White et al., 2013; Williams et al., 2011).

Williams et al. (2011) basent leur reconstruction sur les corrélations entre les différents domaines des marges (Transitionnel, Proto-Océanique, Océanique) avec une estimation de l'extension continentale. Ils utilisent toutes les anomalies magnétiques océaniques disponibles jusqu'à C34 (84 Ma). La plaque indienne n'est pas prise en compte dans cette reconstruction. Leur modèle est suivi de celui de White et al. (2013) qui incorpore les contraintes liées au point chaud de Kerguelen et à la Tasmanie et inclut la plaque indienne dans les paramètres de reconstruction (Figure 10).

De son côté, l'équipe de White s'appuie plutôt sur les terranes continentaux des deux côtés des marges conjuguées en considérant des points de corrélation (piercing points). Leur démarche repose sur l'exclusion de toutes les anomalies magnétiques plus anciennes que 45 Ma (C21). En effet, ils considèrent que ces anomalies sont liées au rifting et ne doivent pas être utilisées comme des anomalies océaniques symétriques.

On peut se demander si les modèles proposés dans ces articles sont incompatibles dans leurs approches respectives. Ils ne semblent pas le paraître à première vue. Tous deux préconisent un début de rifting vers 160 Ma menant à une rupture de la croûte continentale datée à environ 80 Ma. Néanmoins, les deux modèles divergent sur plusieurs points. La position des continents et leurs pôles de rotation diffèrent. Le modèle de Williams et al. (2011) générerait par exemple une superposition trop importante entre l'Australie et l'Antarctique à 165 Ma selon les paramètres pris en compte par White et al. (2013). Plus récemment, la revue des modèles proposée par Williams et al. (2018) considère que le modèle de White et al. (2013) ne permet pas d'expliquer les différents âges de la rupture continentale, l'évolution de la subsidence ainsi que la tecto-stratigraphie sur les marges. Ce modèle serait aussi incompatible avec le concept que les marges hyper-étirées sont formées par une extension crustale.

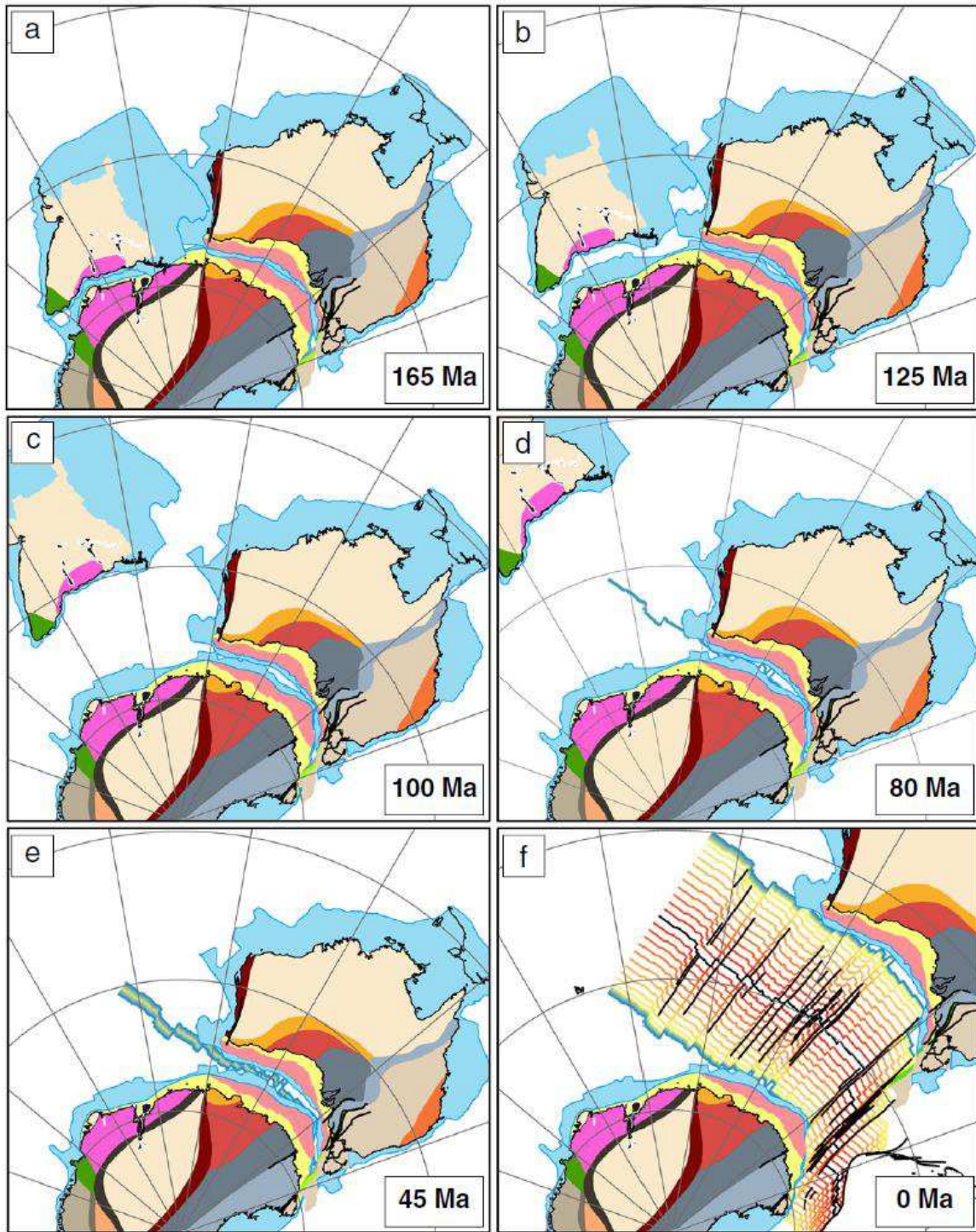


Figure 10 - modèle cinématique du bassin Australo-Antarctique proposé par (White et al., 2013)

Une autre problématique récurrente de ces modèles est le caractère conjugué ou non des zones de fractures sur les marges (Figure 9) : la zone de fracture de Vincennes (Antarctique) est soit conjuguées avec la zone de fracture de Leeuwin (Australie) (Tikku & Cande, 1999), soit avec la zone de fracture de Naturaliste (Whittaker et al., 2007; Williams et al., 2011). Un des modèles de Williams et al. (2018) ne considère de plus pas ces zones de fractures comme résultant du mouvement entre les plaques continentales.

D'autres approches ont également été tentées, notamment en se basant sur le caractère isochrone des anomalies magnétiques marines et en l'élargissant à des « pseudo-isochrones » gravimétriques. Ainsi, deux événements de ce genre, nommés F et G selon Jacob and Dymant, (2014) ont été interprétés et proposés à partir d'anomalies gravimétriques au niveau des marges et datés à respectivement à 128 et 94 Ma dans des travaux récents. Cette interprétation des anomalies gravimétriques peut cependant présenter de nombreuses lacunes. Par exemple, la source des pseudo-isochrones est assez spéculative. Ces derniers pourraient en effet être dûs à des apports magmatiques ou une exhumation mantellique. Leur interprétation comme tel ne prend de plus pas en compte les données géologiques, ce qui entraîne plusieurs incohérences, notamment dans la position des différents continents et sous-continentaux aux stages pré-break-up du modèle (Moore, 2016).

L'une des informations majeures issue des modèles de reconstructions cinématiques précédemment cités est qu'ils impliquent tous une interprétation des anomalies magnétiques marines régionales comme des inversions du champ magnétique terrestre, et ce jusqu'à l'isochrone C34y pour les deux marges, à l'exception du modèle de White et al. (2013). Cependant, la possibilité d'anomalies magnétiques dont l'origine n'est pas liée à l'inversion du champ magnétique est proposée dès 1999 pour cette région par Tikku & Cande (1999). En effet, les vitesses d'extension ultra-lentes calculées à partir de cette interprétation ainsi qu'une superposition non négligeable entre la Tasmanie et Victoria Land à C34y (Figure 11) montrent un problème d'interprétation vis-à-vis des anomalies C34, C33, C28 (Tikku & Cande, 1999). D'autres travaux postérieurs vont dans ce sens, suggérant que les isochrones pré-C32 dans la région sont « spéculatifs » (Colwell et al., 2006; Tikku & Dieren, 2008) et pourraient résulter d'un manteau serpentinisé et de basaltes (Colwell et al., 2006).

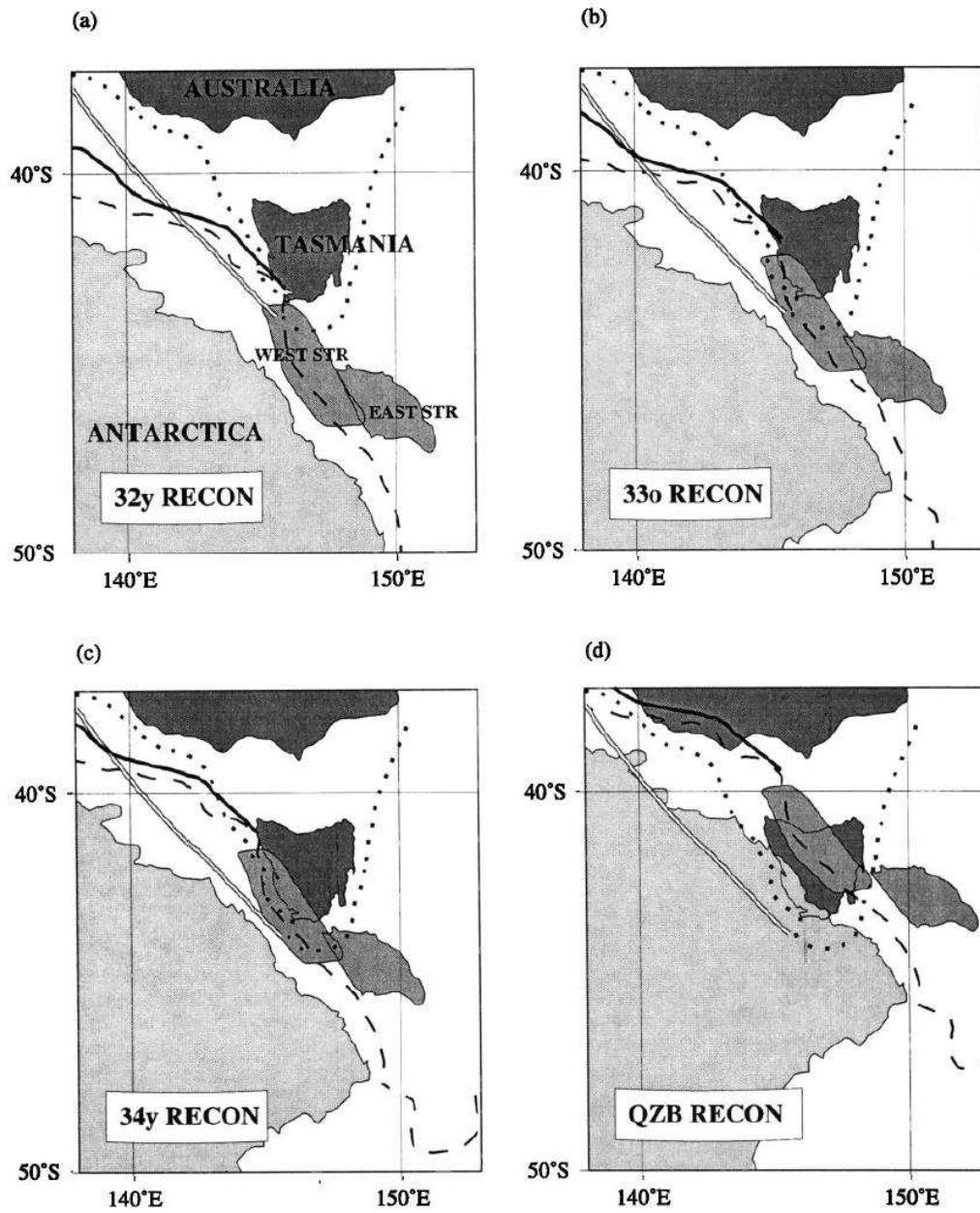


Figure 11 - reconstructions de (Tikku & Cande, 1999) de l'Australie et l'Antarctique au niveau de la Tasmanie et de Victoria Land pour les chrones C32y (a), C33o (b), C34y (c) et la Quiet Zone Boundary (QZB, d)

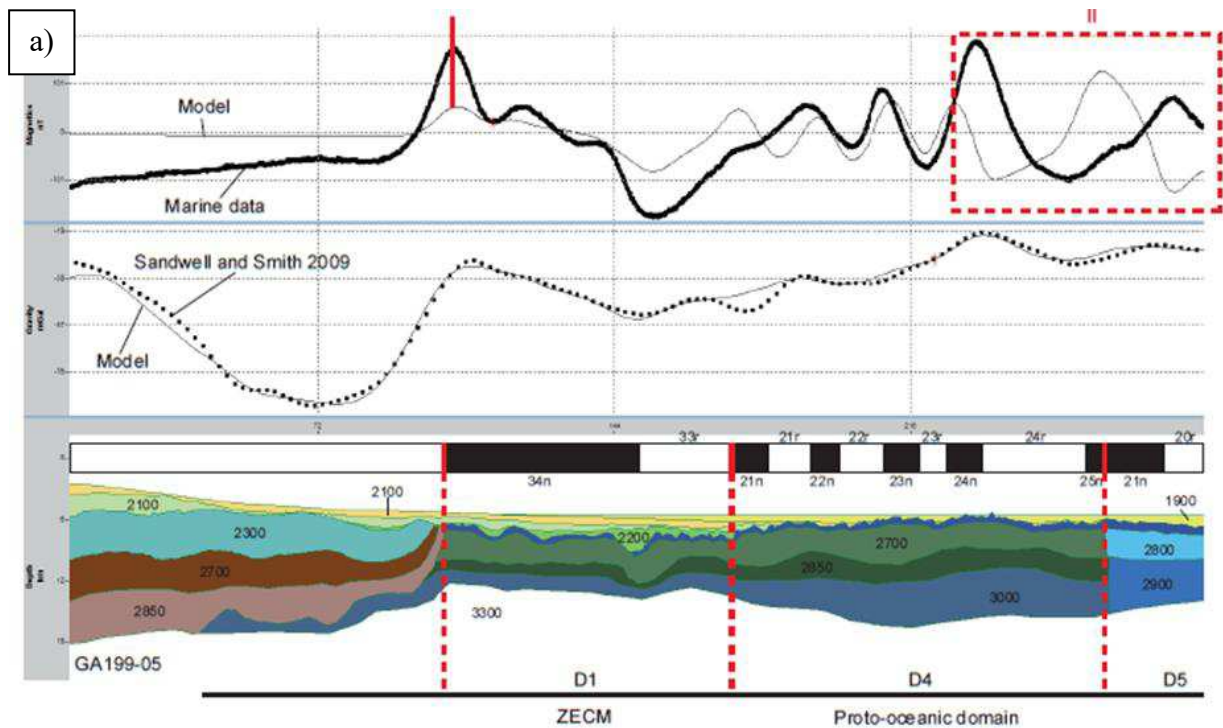
1.2.3 Vers un modèle cinématique asymétrique ?

Un autre point important sur lequel s'accordent ces modèles est le caractère symétrique de l'enregistrement des anomalies interprétées comme des isochrones, c'est-à-dire que chaque isochrone est aussi bien visible sur la marge australienne que sur la marge antarctique (Jacob & Dymant, 2014; Williams et al., 2011). Or, nous avons précédemment énoncé la problématique d'une possible asymétrie dans l'enregistrement des anomalies magnétiques comme l'un de nos axes de recherche pour cette thèse. Les marges Australie-Antarctique paraissent un système approprié pour répondre à cette problématique au vu de la modélisation proposée par Gillard (2014) en annexe de ses travaux de thèse (Figure 12, Figure 13). Les paramètres de cette modélisation sont disponibles dans le Tableau 2. Au cours de sa thèse, cette dernière a mis en évidence la présence de domaines de manteau exhumé grâce à l'identification de paquets sédimentaires pré, syn et post exhumation. Le premier domaine, proximal, résulte d'une première faille d'exhumation et ne présente que peu d'apports magmatiques. Dans ces travaux, il est dénommé zone de manteau continental exhumé (ZECM). Le second, plus distal, est quant à lui dû à une deuxième faille d'exhumation, et présente de nombreuses additions de matériel magmatique et est dénommé domaine proto-océanique. Il n'est de plus pas exclu que des failles d'exhumation de plus petite échelle, non observables par la sismique, contribuent à la formation de ces deux domaines (Gillard, 2014).

Selon ces interprétations, il est alors probable que les anomalies magnétiques liées aux inversions du champ terrestre et enregistrées par les domaines de manteau exhumé soient fortement asymétriques et distribuées alternativement sur chacune des marges conjuguées.

Bloc	Densité (kg/m ³) (Vitesse)	Susceptibilité
Croûte continentale sup	2700	0
Croûte continentale inf	2850	0
Serpentinite 1	2600	0
Serpentinite 2	2700	0
Serpentinite 3	2850	0
Serpentinite 4 / Sous-placage	3000	0
Couche 0	2700	+/- 0.07 SI
Croûte océanique 1	2700	+/- 0.07 SI
Croûte océanique 2	2800	0
Croûte océanique 3	2900	0
Manteau non serpentinisé	3300	0
Sédiments U1	2300 (3800 m/sec)	0
Sédiments U2	2200-2300 (3200 m/sec)	0
Sédiments U3a	2100-2300 (3000-3200 m/sec)	0
Sédiments U3b	2100 (2000 m/sec)	0
Sédiments U4	1900 (1900 m/sec)	0

Tableau 2 - paramètres des modélisations de (Gillard, 2014a)



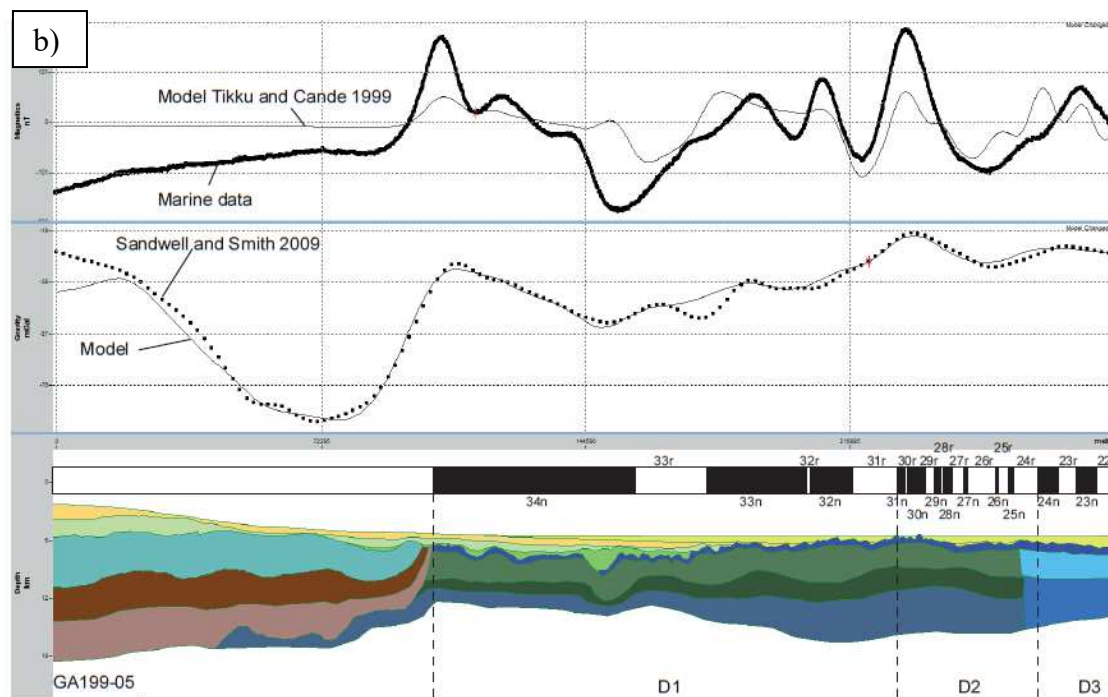


Figure 12 - modélisations des isochrones pour la ligne d'acquisition GA199-05 par (Gillard, 2014) (a) et par (Tikku & Cande, 1999) (b) pour la marge australienne ; ZECM : zone de manteau exhumé continental (Gillard, 2014) ; la plus vieille isochrone sur cette marge serait C34n d'après les modélisations

Dans l'annexe C de sa thèse, l'auteur cherche ainsi à tester dans un premier temps la cohérence entre son modèle d'évolution asymétrique des marges distales basé sur une analyse des profils sismiques et des structures d'exhumation avec le signal gravimétrique régional, puis avec le signal magnétique. La corrélation de ces derniers avec les interprétations géologiques des lignes de sismique réflexion se révèle assez satisfaisante à l'exception de trois décalages entre les signaux gravimétriques et magnétiques dans le domaine proto-océanique. De plus, la corrélation satisfaisante dans le domaine d'exhumation mantellique montre qu'il est possible de modéliser le signal magnétique par un enregistrement asymétrique des anomalies magnétiques au niveau des marges. Par exemple, le modèle proposé par l'auteur présente les isochrones C22n, C23n et C25n seulement enregistrés au niveau de la marge australienne tandis que les isochrones C26n à C32n se retrouvent seulement du côté antarctique. La plus vieille anomalie magnétique marine serait alors C34n du côté australien et C32n du côté antarctique, avec C21n comme première anomalie magnétique conjuguée. D'après cette première modélisation, une possible asymétrie non conjuguée de l'enregistrement des anomalies magnétiques dans les domaines d'exhumation mantellique ne paraît pas aberrante.

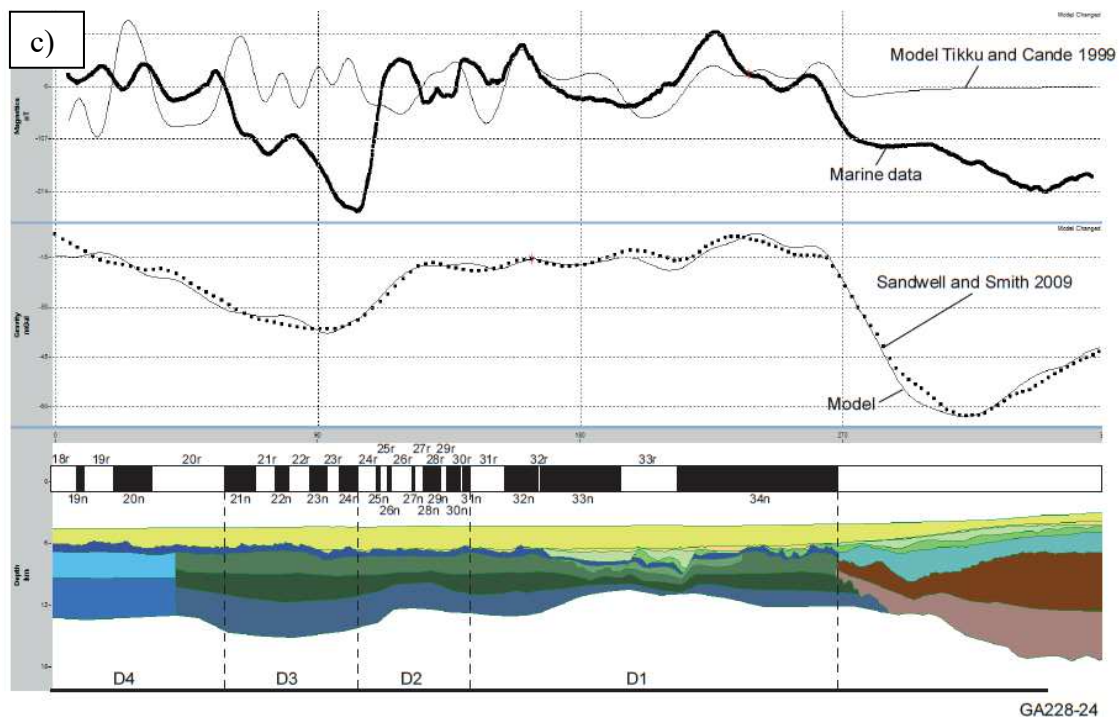
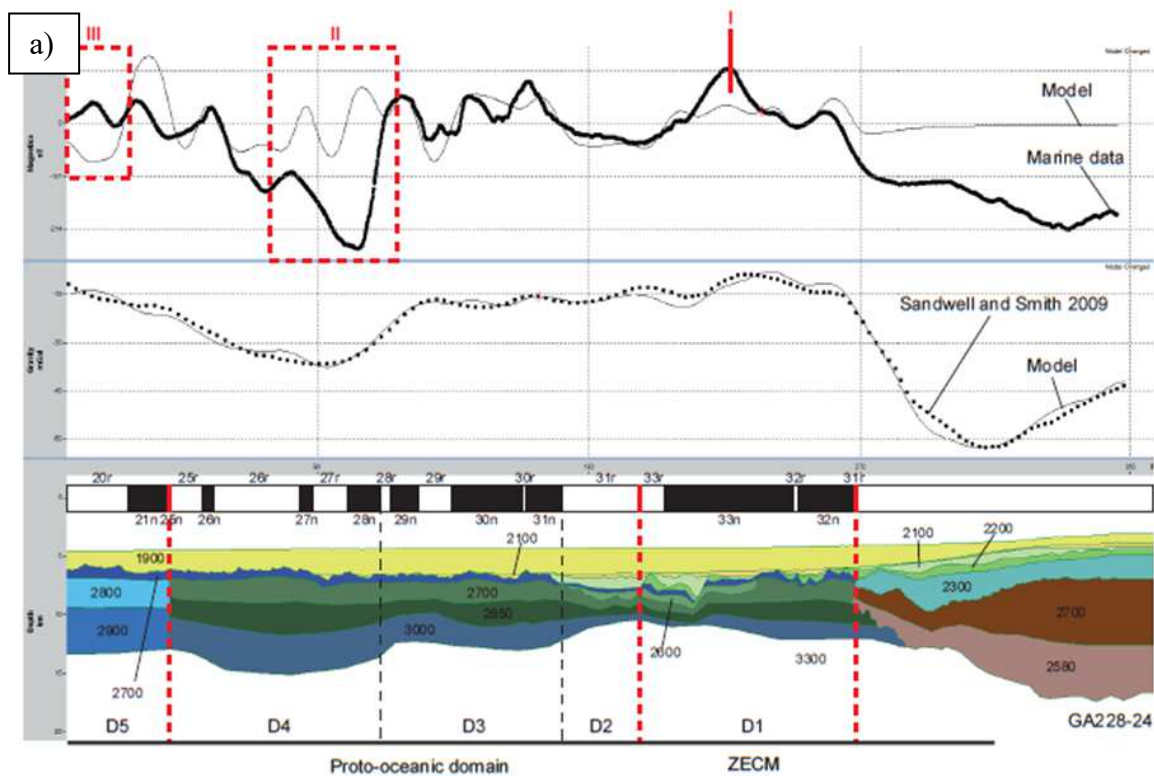


Figure 13 - modélisations des isochrones pour la ligne d'acquisition GA228-24 par (Gillard, 2014) (a) et par (Tikku & Cande, 1999) (b) pour la marge antarctique ; ZECM : zone de manteau exhumé continental (Gillard, 2014) ; la plus vieille isochrone sur cette marge serait d'après les modélisations C32n (Gillard, 2014) et C34n pour Tikku & Cande (1999) ;

Cette potentielle asymétrie de l'enregistrement des anomalies peut ainsi constituer, en plus de la détermination de la nature des sources des anomalies dans le domaine de manteau exhumé, un axe de recherche intéressant.

Ainsi, plusieurs interrogations sur l'utilisation des anomalies magnétiques pour les différentes reconstructions des marges conjuguées Australie-Antarctique sont alors soulevées :

Premièrement, une source autre que les inversions du champ magnétique terrestre est-elle possible, et si oui démontrable ?

Les anomalies magnétiques peuvent-elles alors recouper plusieurs domaines structuraux, ce que des corrélations entre les zones de fracture, ainsi que certaines datations d'anomalies peuvent le laisser supposer ?

2 Données et méthodologie

Dans cette partie, nous détaillons les différentes données géophysiques utilisées pour l'interprétation des anomalies magnétiques et la méthodologie d'interprétation basée sur les méthodes potentielles.

Pour répondre aux problématiques détaillées en première partie, nous mettons en place une méthode d'interprétation des sources des anomalies magnétiques des marges Australie-Antarctique. De plus, nous étudions les anomalies gravimétriques présentant des corrélations avec les anomalies magnétiques. En se basant sur la théorie des méthodes potentielles, nous appliquons des opérateurs sur cartes et sur des profils d'anomalies afin d'estimer la position des sources. La géométrie en profondeur des sources des anomalies est déterminée grâce à l'interprétation de lignes de sismique réflexion tandis que des travaux de modélisation et d'inversion permettent d'estimer les variations des paramètres influençant les anomalies magnétiques et gravimétriques.

2.1 Données

2.1.1 Campagnes Geoscience Australia

Les profils de sismique réflexion proviennent des campagnes GA228 pour l'Antarctique, acquises en 2001/2002 (Stagg & Schiwy (2002); Symonds et al. (2001), Figure 14, a)), et GA199 pour l'Australie, acquise en 1997 (Figure 14, b)). Ces données provenant du gouvernement australien sont migrées en temps (s, TWTT). D'excellente qualité, elles présentent l'avantage de bien imager la terminaison de la croûte continentale étirée, sa juxtaposition avec le domaine d'exhumation mantellique ainsi que la transition entre ce dernier et la première croûte océanique. L'intégralité des profils est accessible dans les annexes de la thèse de Morgane Gillard (Gillard, 2014).

La campagne GA199 est composée de 11 profils de sismique réflexion. Espacés de 70 km, ils sont concentrés dans le GAB (Sayers et al., 2001). La campagne GA228 représente quant à elles une vingtaine de lignes, espacées d'environ 90 km (Stagg & Schiwy, 2002). Nous nous intéressons ici aux lignes de cette campagne localisée sur la marge antarctique de Wilkes Land, c'est-à-dire les lignes 21 à 27 (Figure 14, a)).

De plus, les campagnes Geoscience Australia ont permis l'acquisition de données d'anomalies magnétique et gravimétrique en même temps que les lignes de sismique réflexion. Plusieurs erreurs doivent être corrigées à la suite de l'acquisition de ces profils. En premier lieu, la position du navire doit être prise en compte. D'une précision inférieure à 1 km jusqu'aux années 1970, le calcul de cette position a été nettement amélioré grâce à la mise en place de systèmes de positionnement par satellites tels que le GPS dans les années 1990. Cette précision est ainsi désormais supérieure à 20 m. Concernant les données magnétiques, il est alors nécessaire de corriger la position du magnétomètre car celui-ci est généralement remorqué à une centaine de mètres derrière le navire (Quesnel et al., 2009). Les erreurs instrumentales sont également un facteur important lié à la précision d'acquisition des magnétomètres et gravimètres embarqués. Les campagnes 228 et 199 utilisaient toutes les deux un magnétomètre à protons d'une précision de 1 nT, remorqué respectivement à 235 et 200 m derrière le navire (Stagg et al., 2005). Quant au gravimètre, il s'agissait dans les deux cas d'un gravimètre relatif LaCoste & Romberg. Ces deux appareils ont permis l'acquisition de données fiables (Stagg et al., 2005). Ces données de navigation n'étaient accessibles que pour la campagne GA228. Il a donc été nécessaire d'utiliser pour la marge australienne des données issues de grilles, présentées dans les paragraphes suivants.

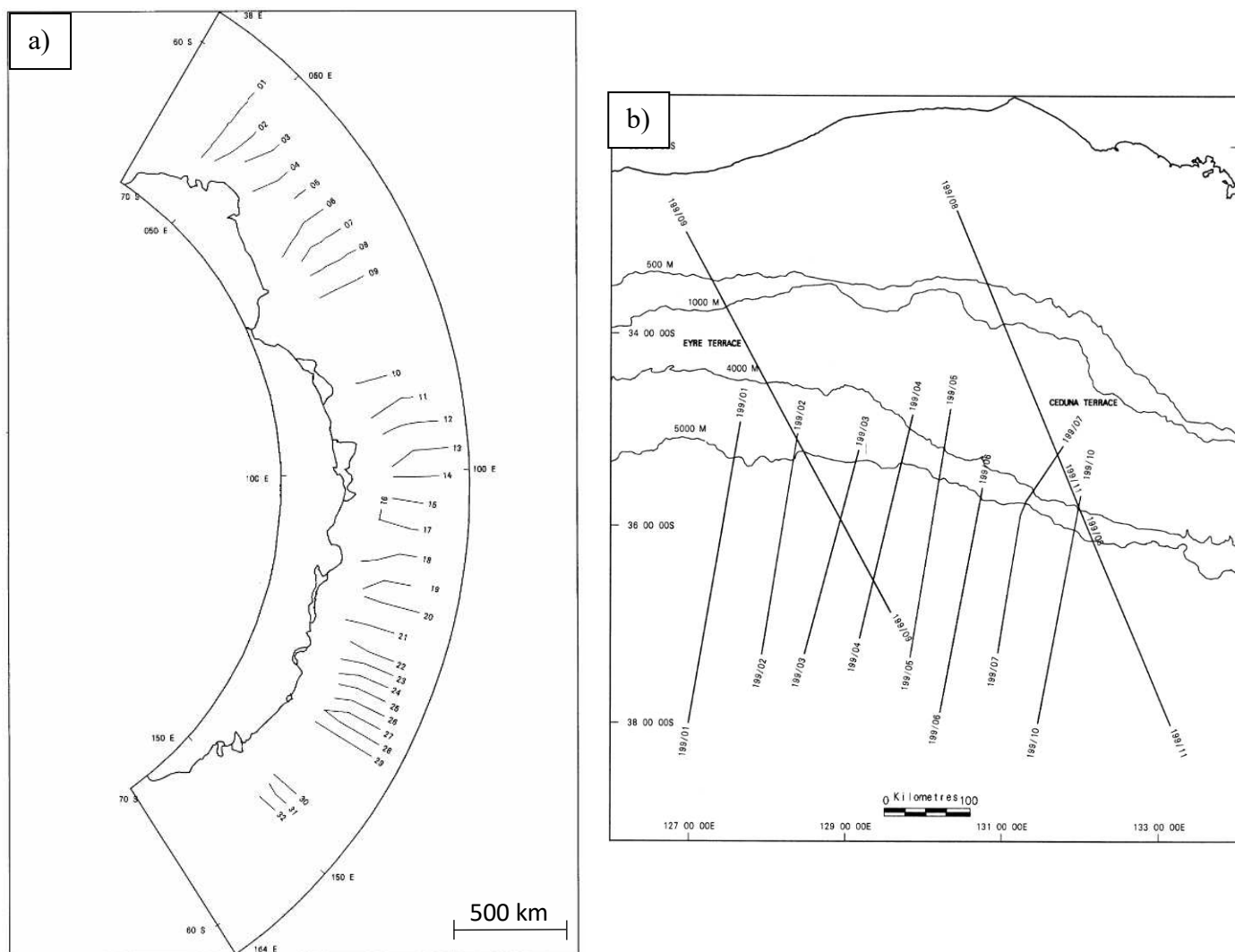


Figure 14 - localisation des profils des campagnes GA228 sur la marges antarctique (a) et GA199 sur la marge australienne (b) (Geoscience Australia, 2002, 1997).

2.1.2 Grille d'anomalie gravimétrique par altimétrie satellitaire

Les modèles d'anomalie gravimétrique à l'air libre par altimétrie satellitaire proviennent de données acquises par plusieurs satellites (Sandwell & Smith, 2009). Ces derniers émettent une onde électromagnétique d'une fréquence d'1 Ghz, dont l'aller-retour permet de calculer la distance entre le satellite et la surface de la mer. En comparant en chaque point la différence entre la valeur d'altimétrie mesurée et celle de l'ellipsoïde de référence (l'ellipsoïde WGS84), il est alors possible de calculer le géoïde équivalent au niveau moyen des mers au repos. La distance h correspond alors à la distance entre le satellite et le géoïde et la distance h' à celle entre le satellite et l'ellipsoïde de référence (Figure 15). Comme le montre le schéma, la

variation du géoïde est due à la présence d'une anomalie du champ gravimétrique. La précision du calcul du géoïde est alors de l'ordre du centimètre.

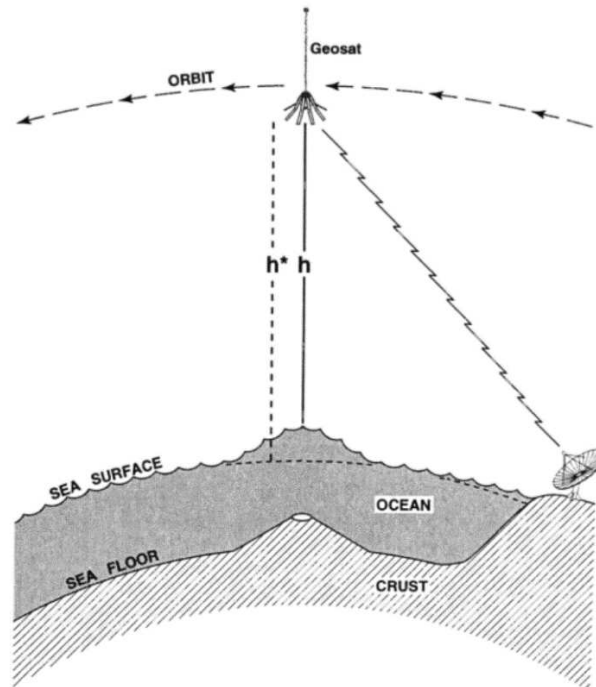


Figure 15 - schéma récapitulatif montrant la mesure du niveau de la mer par un satellite (ici Geosat) en orbite envoyant une onde électromagnétique et enregistrant son temps d'aller-retour (Sandwell & Smith, 1997)

Le fait de pouvoir calculer précisément le géoïde présente un intérêt non négligeable en gravimétrie. Ce dernier correspond en effet à une équipotentielle du champ de pesanteur. Le géoïde et le potentiel gravimétrique sont alors reliés en un point de coordonnées (x, y, z) par l'équation de Brun (Heiskanen & Moritz, 1967; Sandwell & Smith, 1997) :

$$N(x, y) = \frac{1}{g_0} U(x, y, 0) \quad (1)$$

où $N(x, y)$ correspond à la valeur de la hauteur du géoïde au point de coordonnées (x, y) et g_0 à la valeur moyenne du champ de pesanteur à la surface de la Terre, égale à $9,81 \text{ m.s}^{-2}$. L'anomalie gravimétrique pouvant être assimilée à la dérivée verticale du potentiel gravimétrique (cf. chapitre 2.2.3.1) et en respectant l'équation de Laplace, il est possible de calculer le gradient vertical de l'anomalie gravimétrique Δg selon l'équation suivante :

$$\frac{\partial \Delta g}{\partial z} = -g_0 \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial \xi}{\partial y} \right) \quad (2)$$

avec η correspondant à la pente du géoïde dans la direction de x et ξ à celle dans la direction de y . Afin de calculer l'anomalie gravimétrique à partir de ce gradient, il est nécessaire de

passer par une transformée de Fourier pour réduire l'équation différentielle (2) en une équation algébrique (Haxby et al., 1983) :

$$\frac{\partial \Delta g(k, z)}{\partial z} = -i2\pi g_0 [k_x \eta(k) + k_y \xi(k)] \quad (3)$$

où k représente le nombre d'onde de l'anomalie gravimétrique tandis que k_x et k_y sont ses composantes respectivement en x et y , avec $|k| = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$. En restant dans le domaine spectral, l'équation de prolongement de données gravimétriques vers le haut permet de plus d'établir un lien entre l'anomalie gravimétrique à la surface de la Terre et celle à un point d'élévation z :

$$\Delta g(k, z) = \Delta g(k, 0) e^{-2\pi |k| z} \quad (4)$$

En dérivant l'équation (4) selon z et en calculant le résultat de cette dérivée pour $z = 0$, il est finalement possible de retrouver la valeur de l'anomalie gravimétrique à la surface de la Terre (Sandwell & Smith, 1997) :

$$\Delta g(k, 0) = \frac{i g_0}{|k|} [k_x \eta(k) + k_y \xi(k)] \quad (5)$$

En considérant un réseau de profils d'altitude du géoïde acquises par altimétrie satellitaire suffisamment dense, il est donc possible de construire des grilles d'anomalies gravimétrique à l'air libre couvrant de grandes régions. Ces dernières sont particulièrement intéressantes au niveau des océans. L'acquisition de données gravimétriques est plus complexe que sur terre, et la construction de telles grilles permet par exemple la mise en évidence de grandes structures tectoniques océaniques telles que des zones de fracture (Sandwell et al., 2014). Plusieurs d'entre elles ont ainsi été proposées (Andersen et al., 2017, 2014, 2010; Marks, 1996; Sandwell et al., 2013, 2014; Sandwell, 1984; Sandwell & Smith, 1997, 2009; Smith & Sandwell, 1995).

Le principal critère pour la validité de ces grilles tient à la densité suffisante des données altimétriques. (Sandwell & Smith, 2009) pointait ainsi une densité de profils insuffisamment dense pour imager l'anomalie gravimétrique en profondeur. Néanmoins les campagnes d'acquisition les plus récentes permettent la construction de grilles suffisamment denses pour étudier les anomalies gravimétriques de longueurs d'ondes kilométriques (Sandwell et al., 2013). La grille utilisée dans cette thèse est celle proposée par (Sandwell et al., 2014, Figure 16) et basée sur les dernières campagnes d'acquisition par les campagnes CryoSat-2 et Jason-1. Sa résolution est d'1 minute d'arc et permet notamment une meilleure visualisation des zones de fractures et failles transformantes en domaine océanique.

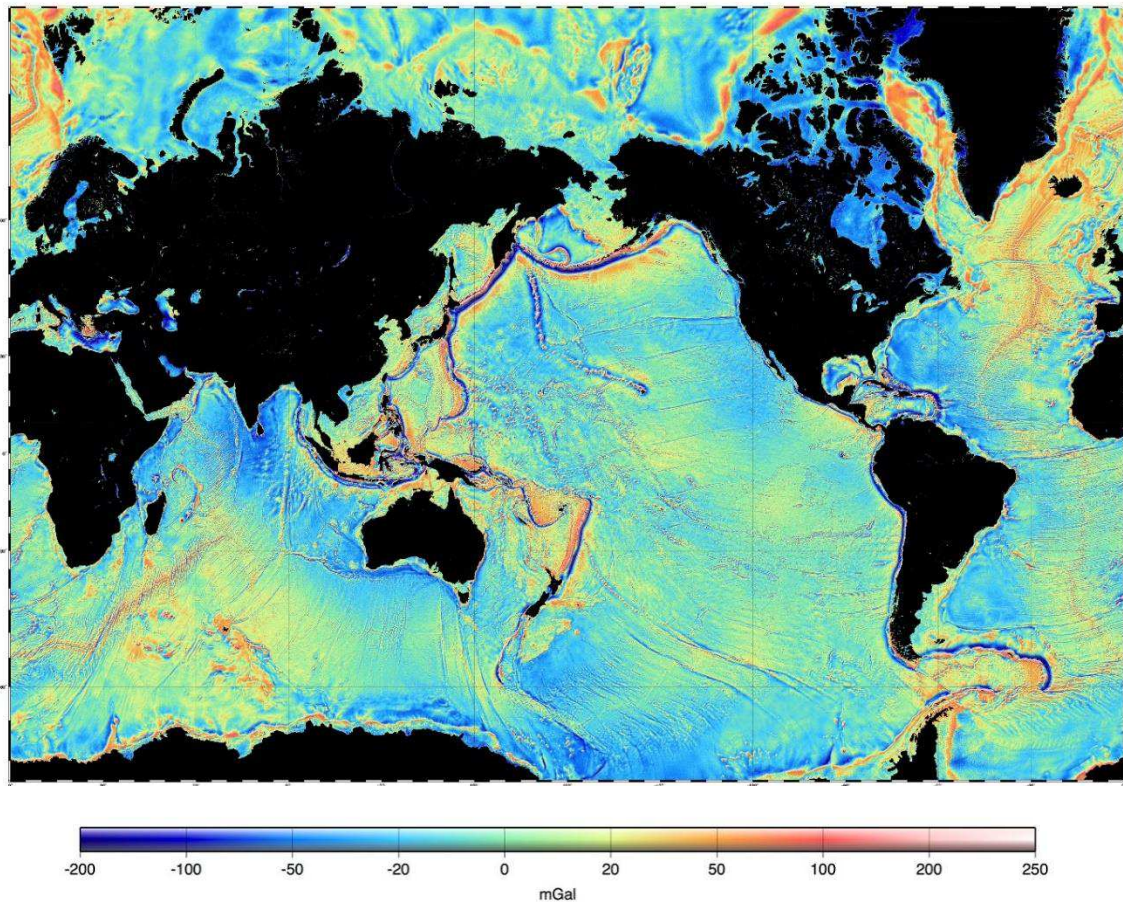


Figure 16 - carte de l'anomalie gravimétrique marine à l'air libre (Sandwell et al., 2014)

Un autre intérêt de l'altimétrie satellitaire est le calcul de la bathymétrie. Cette dernière est en effet reliée à l'anomalie gravimétrique en fonction du vecteur d'onde \mathbf{k} par la relation suivante (McKenzie & Bowin, 1976) :

$$g(\mathbf{k}) = Z(\mathbf{k}) * B(\mathbf{k}) \quad (6)$$

où g est l'anomalie gravimétrique en Gal, $Z(\mathbf{k})$ la fonction de transfert modifiant la bathymétrie pour calculer l'anomalie gravimétrique, k le nombre d'onde et B est la bathymétrie en m. $Z(\mathbf{k})$ contient l'état de l'isostasie et peut être estimée à partir de données d'anomalie gravimétrique à l'air libre et de bathymétrie ou bien être calculée à partir de modèles d'isostasie (Watts, 2001). Il est à l'inverse possible de calculer la bathymétrie à partir de l'anomalie gravimétrique selon la relation suivante :

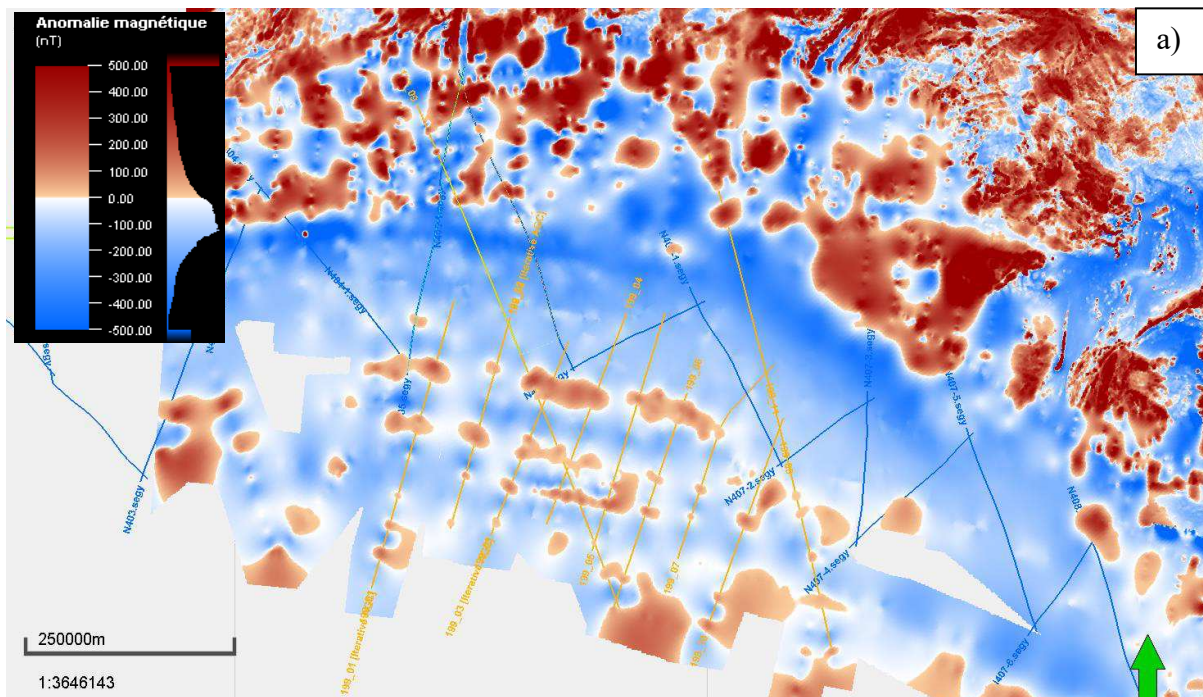
$$B(\mathbf{k}) = Z^{-1}(\mathbf{k}) * g(\mathbf{k}) \quad (7)$$

où $Z^{-1}(\mathbf{k})$ est la fonction transfert inverse modifiant l'anomalie gravimétrique pour calculer la bathymétrie. L'intérêt de cette opération est de pouvoir observer la bathymétrie du socle en supprimant l'influence de la couverture sédimentaire. La longueur d'onde des anomalies gravimétriques est ici un paramètre important. La compensation isostatique, due aux grandes

longueurs d'onde, et les prolongements vers le haut de la source de l'anomalie jusqu'au point d'observation, liés aux faibles longueurs d'onde, entraînent une forte augmentation de la valeur de $Z^{-1}(k)$. Ainsi, une faible erreur dans la valeur de l'anomalie gravimétrique entraînera une erreur importante dans la valeur de la bathymétrie pour ces longueurs d'ondes. Il est alors nécessaire de construire $Z^{-1}(k)$ de façon à supprimer ces dernières (Watts et al., 2006).

2.1.3 Grilles d'anomalie magnétique

Les grilles d'anomalie magnétique utilisées pour les travaux suivants est la grille de Golynsky et al. (2018) pour la marge Antarctique et Petkovic et al. (1999) pour la marge Australie (Figure 17). La grille de Golynsky et al. (2018) provient du projet ADMAP-2 visant à compiler une carte de l'anomalie magnétique en combinant les campagnes marines et aéromagnétiques réalisées au niveau de l'Antarctique. La grille de Petkovic et al. (1999) possède un pas d'1 km et combine les données satellitaires, aéromagnétiques et de navigations disponibles pour l'Australie du Sud-Ouest et réduites de l'International Geomagnetic Reference Field (IGRF). Elle est donc utilisée par la suite pour la marge australienne et il s'agit de plus d'une grille interpolée. Ce point n'est cependant pas problématique dans notre cas. Les profils de la campagne GA199 ont en effet été utilisées pour la construction de la grille (Petkovic et al., 1999) et, connaissant la position de ces derniers il est possible de retrouver les valeurs de l'anomalie magnétique à leur niveau qui seront utilisées dans les travaux suivants.



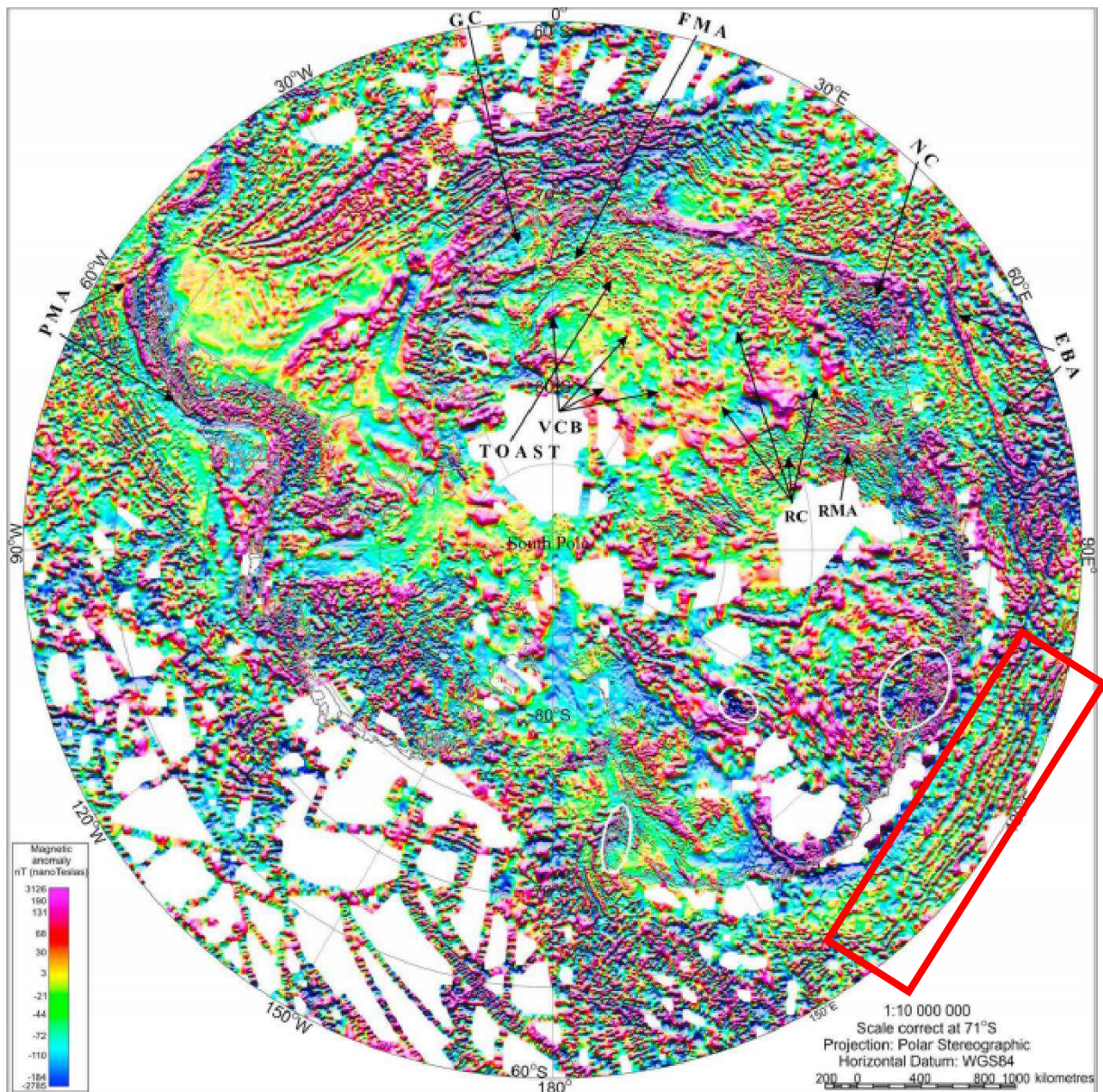


Figure 17 – a) grille de l’anomalie magnétique (nT) de (Petkovic et al., 1999) centrée sur le GAB ; les traits oranges correspondent aux profils d’acquisition de la campagne GA199, utilisés pour la construction de la grille ; b) grille de l’anomalie magnétique de l’Antarctique issue du projet ADMAP-2 (Golynsky et al., 2018) ; le rectangle rouge correspond à la marge antarctique de Wilkes Land étudiée dans cette thèse

2.2 Utilisation des méthodes potentielles pour l'interprétation des anomalies magnétiques et gravimétriques des marges pauvres en magma

L'application des méthodes potentielles constituant une part importante des travaux présentés, il est nécessaire de rappeler les principes théoriques ainsi que les différentes méthodes d'interprétation qui en découlent et pouvant être appliquées aux marges Australie/Antarctique. Le chapitre suivant est un résumé des travaux de Blakely (1996) et de Munsch (2017).

2.2.1 Théorie du potentiel et du champ gravimétrique

2.2.1.1 Relation fondamentale

Le potentiel gravimétrique est issu de la loi universelle de gravitation de Newton datant de 1687 qui stipule que la force d'attraction entre un corps P de coordonnées (x, y, z) et de masse M et un corps Q de coordonnées (x', y', z') et de masse M_0 peut être traduite par l'équation suivante

$$\vec{F} = G \frac{MM_0}{r^2} \hat{r} \quad (8)$$

avec G la constante universelle de gravitation égale à $6,67384 \times 10^{-11} \text{ m}^3\text{kg}^{-1}\text{s}^{-2}$, r la distance entre P et Q où $r = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}$ et \hat{r} le vecteur unitaire de la distance entre les deux corps ($\hat{r} = \frac{\vec{r}}{r}$). (Blakely, 1996).

De l'équation (8) nous pouvons déduire celle du champ gravitationnel ou gravimétrique d'un corps, c'est à dire l'effet de la masse de ce dernier dans l'espace :

$$\vec{g}(x', y', z') = -G \frac{M}{r^2} \hat{r}. \quad (9)$$

Le signe $-$ est ici une convention à cause du vecteur distance allant du corps vers le point d'observation. La champ \vec{g} est exprimé en m.s^{-2} ou plus communément en Gal en géophysique (1 Gal = $0,01 \text{ m.s}^{-2}$). Ce champ gravimétrique présente un rotationnel nul défini par l'équation $\vec{\nabla} \times \vec{g} = 0$ où $\vec{\nabla}$ est l'opérateur gradient. En appliquant le théorème d'Helmholtz, il est alors possible de mettre en évidence l'existence d'une fonction scalaire telle que

$$\vec{g} = \vec{\nabla} U \quad (10)$$

où la fonction U définie par l'équation (4) est le potentiel gravimétrique

$$U = G \frac{M}{r}. \quad (11)$$

Ainsi, pour tout corps de masse M qui peut être considéré comme la somme d'une infinité de corps de masse $dm = \rho(x, y, z)dv$ avec ρ la masse volumique (en kg.m^{-3}) de chacun des corps, U peut s'écrire selon le principe de superposition :

$$U(x, y, z) = G \int_V \frac{\rho(x', y', z')}{r} dv \quad (12)$$

où (x, y, z) correspond aux coordonnées du point d'observation et (x', y', z') à celles du point d'intégration. L'intégration se fait sur V , le volume correspondant au corps de masse M .

2.2.1.2 Coquille sphérique

2.2.1.2.1 Potentiel

On considère le cas d'une coquille sphérique solide d'une épaisseur infiniment mince et de densité uniforme (Figure 18). L'épaisseur de cette coquille étant nulle, son volume doit être approximé en surface. La densité volumique ρ est alors une densité surfacique. En conséquence, l'intégrale de volume exprimée en (12) devient une intégrale de surface :

$$U(x, y, z) = G \int_S \frac{\sigma(x', y', z')}{r} dS \quad (13)$$

avec S la surface de la sphère et σ sa densité surfacique. En passant en coordonnées sphériques afin de simplifier les calculs d'intégration, l'équation (13) devient :

$$\begin{aligned} U(x, y, z) \\ = G\sigma a^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{\sin\theta}{r} d\theta d\varphi \end{aligned} \quad (14)$$

avec $r = [R^2 + a^2 - 2aR \cos \theta]^{1/2}$ et $\frac{dr}{d\theta} = \frac{aR \sin \theta}{r}$. En remplaçant ce terme dans (14), on obtient

$$U(x, y, z) = G\sigma a^2 \int_0^{2\pi} \int_{R-a}^{R+a} \frac{dr}{aR} d\varphi$$

$$\begin{aligned}
U(x, y, z) &= 2\pi G\sigma a^2 \int_{R-a}^{R+a} \frac{dr}{aR} \\
U(x, y, z) &= \frac{2\pi G\sigma a}{R} \int_{R-a}^{R+a} dr \\
U(x, y, z) &= \frac{4\pi G\sigma a^2}{R} \\
U(x, y, z) &= G \frac{M}{R}
\end{aligned} \tag{15}$$

où M correspond à la masse de la sphère. Il est ainsi intéressant de noter que le potentiel gravimétrique calculé à n'importe quel point en dehors de la sphère équivaut à celui d'un point source localisé au centre de la sphère avec une masse égale à celle de la sphère. Ainsi, U ne dépend pas du rayon de la sphère mais seulement de sa masse et la distance entre elle et le point d'observation.

Dans le cas où on s'intéresse à une sphère solide de densité uniforme, on peut calculer son potentiel en réécrivant l'équation (15). Une sphère solide peut en effet être interprétée comme une somme de coquilles sphériques. Ainsi, pour un point d'observation P situé à l'extérieur de la sphère, le potentiel de cette dernière peut être approximé à celui d'un ensemble de coquilles sphériques pour un rayon allant de 0 à R . Le potentiel de cette sphère solide est alors la somme du potentiel à l'intérieur de cette sphère et celui à l'extérieur (Blakely, 1996) :

$$U = \frac{4}{3} \frac{\pi G \rho a^3}{R}. \tag{16}$$

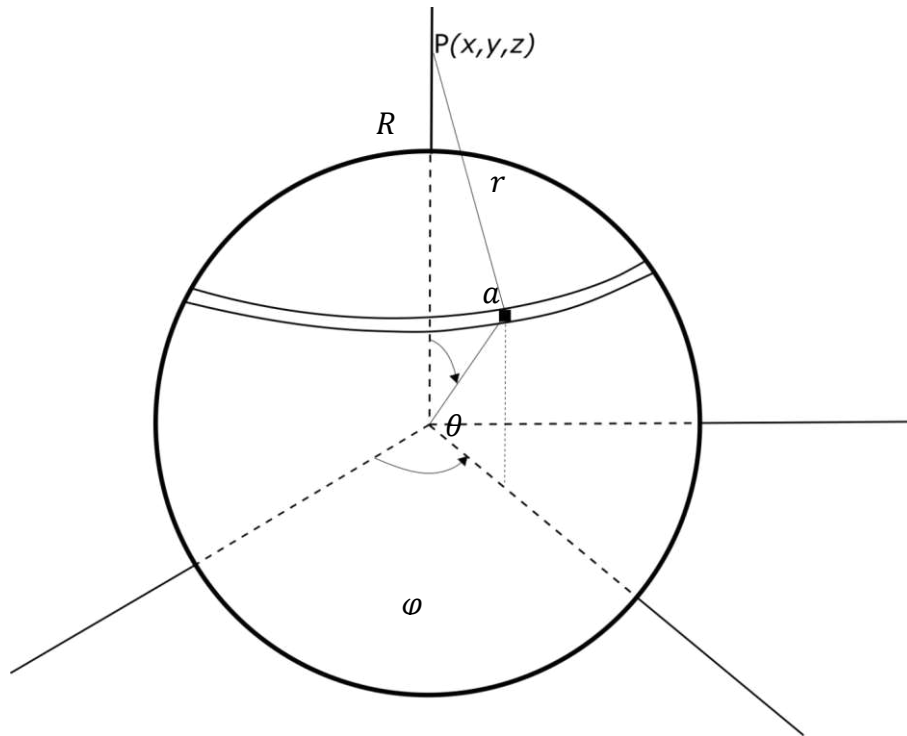


Figure 18 - Schéma de la coquille sphérique étudiée

2.2.1.2.2 Champ

En se basant sur les équations (15) et (16), le champ gravimétrique va s'exprimer par dérivation de la façon suivante

$$\vec{g} = -G \frac{M}{R^2} \hat{r} \quad (17)$$

tandis que celui de la sphère de densité uniforme prend la forme suivante (Blakely, 1996):

$$\vec{g} = \vec{\nabla}U = -\frac{4}{3} \frac{\pi G \rho a^3}{R^2} \hat{r}. \quad (18)$$

2.2.1.3 Cylindre

2.2.1.3.1 Potentiel

Prenons ensuite le cas d'un cylindre de rayon R et de longueur $h = 2a$ dans la direction oy du repère cartésien défini (Figure 19), avec les points particuliers $a(a_x, 0, 0)$ et $-a(-a_x, 0, 0)$.

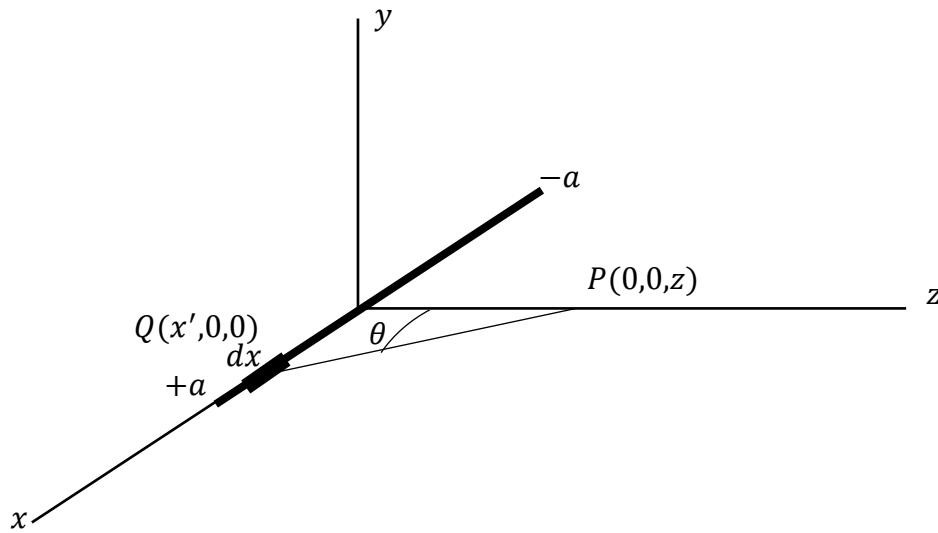


Figure 19 - référentiel du cas d'étude cylindrique

Nous partons du principe que la section de ce cylindre est infiniment petite. Ainsi, en reprenant (12), le potentiel d'une telle structure va s'exprimer de la façon suivante :

$$U = G\rho \int_{-a}^a \frac{1}{r} dx = G\rho \int_{-a}^a \frac{1}{\sqrt{x^2 + z^2}} dx'$$

$$U = G\rho \left[\log \left(\sqrt{x^2 + z^2} + x \right) \right]_{-a}^a$$

$$U = G\rho \log \frac{\sqrt{a^2 + z^2} + a}{\sqrt{a^2 + z^2} - a} \quad (19)$$

Il est intéressant de noter pour un cylindre de longueur infinie avec $a \rightarrow \infty$, son potentiel U sera infini. En effet, sa masse va alors tendre vers l'infini. Afin que U garde un sens physique dans un tel cas, la condition où ce dernier est nul à une distance unitaire doit être posée. Autrement dit, on pose la condition tel que U devient nul en $x = 1$ (Blakely, 1996). En plaçant cette condition dans l'équation (17) par l'ajout d'une constante, on obtient alors

$$U = G\rho \left[\log \frac{\sqrt{x^2 + a^2} + a}{\sqrt{x^2 + a^2} - a} - \log \frac{\sqrt{1 + a^2} + a}{\sqrt{1 + a^2} - a} \right].$$

Dans le cas où $a \rightarrow \infty$, l'équation précédente devient

$$U = 2G\rho \log \frac{1}{x}$$

$$U = 2G\rho \log \frac{1}{r}. \quad (20)$$

Ainsi, le potentiel gravimétrique d'une telle structure va décroître de façon logarithmique au fur et à mesure que le point d'observation s'éloigne du cylindre infini. On remarque une particularité dans l'équation (20) que, lorsque x vers 0, U tend vers $-\infty$. Le potentiel du cylindre n'a alors pas de réalité physique.

En ajoutant au cylindre une section circulaire de rayon R , l'équation (20) devient

$$U = 2G\pi R^2 \rho \log \frac{1}{r} \quad (21)$$

et peut être reformulée pour un corps bidimensionnel quelconque de la façon suivante

$$U = 2G \int_S \rho(S) \log \frac{1}{r} dS. \quad (22)$$

2.2.1.3.2 Champ

Dans le cas d'un cylindre tel que présenté en Figure 19, le champ gravimétrique sur l'axe ox ne va dépendre que de x . Il est ainsi parallèle à l'axe ox et, en reprenant (10), il apparaît qu'il résulte de la dérivée de U selon x . Il va donc s'exprimer de la façon suivante

$$\vec{g} = -2G\rho \frac{a}{\sqrt{a^2 + x^2}} \vec{i}. \quad (23)$$

Concernant le champ gravimétrique, en faisant tendre a vers l'infini dans (19), ce dernier va s'exprimer de la façon suivante :

$$\vec{g} = -\frac{2G\rho}{x} \vec{i}. \quad (24)$$

Le champ d'une structure cylindrique infinie dans une direction donnée n'est donc pas infini, à l'inverse de son potentiel. L'équation (23) peut de plus être généralisée pour n'importe quelle direction et pour n'importe quels x , y et z et devient alors :

$$\vec{g} = -\frac{2G\rho}{r}\hat{r} \quad (25)$$

Le cylindre est un cas simple puisqu'il présente une section infiniment petite. Afin de présenter un cas plus réaliste, une section circulaire de rayon R peut lui être appliquée. L'équation (15) devient

$$\vec{g} = -\frac{2G\pi R^2\rho}{r}\hat{r} \quad (26)$$

et peut être reformulée de la façon suivante pour un corps bidimensionnel de forme quelconque

$$\vec{g} = -2G \int_S \rho(S) \frac{1}{r} \hat{r} dS. \quad (27)$$

Les équations (21) et (26) montrent que, pour un corps cylindrique, U , aussi bien que \vec{g} ne dépend pas du rayon de la section circulaire qu'en tant que constante multiplicative. Ainsi il n'est pas possible d'avoir d'informations sur le rayon de la section du cylindre, et donc d'une partie de sa géométrie à partir de mesures du champ (Blakely, 1996).

2.2.2 Théorie du potentiel et du champ magnétique

2.2.2.1 Relations fondamentales

Le potentiel magnétique Ω s'exprime en T.m. Il s'agit d'une grandeur scalaire non mesurable avec des capteurs. Il peut néanmoins être calculé grâce à la relation de Poisson. Cette dernière stipule que si la géométrie des sources gravimétriques et magnétiques est identique et que ρ et l'aimantation j sont uniformes, alors Ω est proportionnel à la composante de U dans la direction de j selon l'équation $\frac{\partial}{\partial j} = \frac{j_x}{j} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{j_y}{j} \frac{\partial}{\partial y} + \frac{j_z}{j} \frac{\partial}{\partial z}$ (Blakely, 1996). Le potentiel peut ainsi s'écrire

$$\Omega = -\frac{\partial U}{\partial \hat{j}} = -C_m \frac{M g_m}{G\rho} \quad (28)$$

où C_m correspond à la constante magnétique (H.m^{-1}), ρ sa masse volumique (en kg.m^{-3}) et g_m la composante de l'attraction gravitationnelle dans la direction de l'aimantation. L'intérêt d'une telle relation est de pouvoir calculer le potentiel magnétique depuis le potentiel gravimétrique

sans *a priori* sur la forme de la source ou sur la distribution de ρ et j au sein de cette dernière. Le champ magnétique \vec{B} est une grandeur vectorielle s'exprimant en T ou plus communément en nT. De la même manière qu'en gravimétrie, il correspond au gradient du potentiel magnétique. \vec{B} va alors s'exprimer de la façon suivante :

$$\vec{B} = \vec{\nabla}\Omega \quad (29)$$

2.2.2.2 Sphère d'aimantation uniforme

En appliquant la relation de Poisson à l'équation (16), le potentiel magnétique d'une sphère d'aimantation uniforme j peut s'écrire :

$$\Omega = \frac{\partial}{\partial j} \left(\mathbf{G} \frac{\frac{4}{3}\pi a^3 \rho}{r} \right)$$

$$\Omega = C_m \frac{\mathbf{j} \cdot \hat{r}}{r^2} \quad (30)$$

avec $\mathbf{j} = \frac{4}{3}\pi a^3 j$. Le potentiel magnétique d'une sphère d'aimantation uniforme peut être considéré comme le potentiel magnétique d'un dipôle qui se situerait au centre de la sphère (Blakely, 1996).

2.2.2.3 Cylindre

Prenons maintenant le cas d'une structure cylindrique infinie dans la direction ox et d'aimantation uniforme j (Figure 20) dont l'on cherche dans un premier temps à calculer Ω . Le corps étant aimanté dans la direction ox , Ω va être égal selon la relation de Poisson à :

$$\Omega = \frac{\partial}{\partial j} \left(2G\pi R^2 \rho \log \frac{1}{r} \right)$$

$$\Omega = 2 C_m \pi R^2 \frac{j \cdot \hat{r}}{r} \quad (31)$$

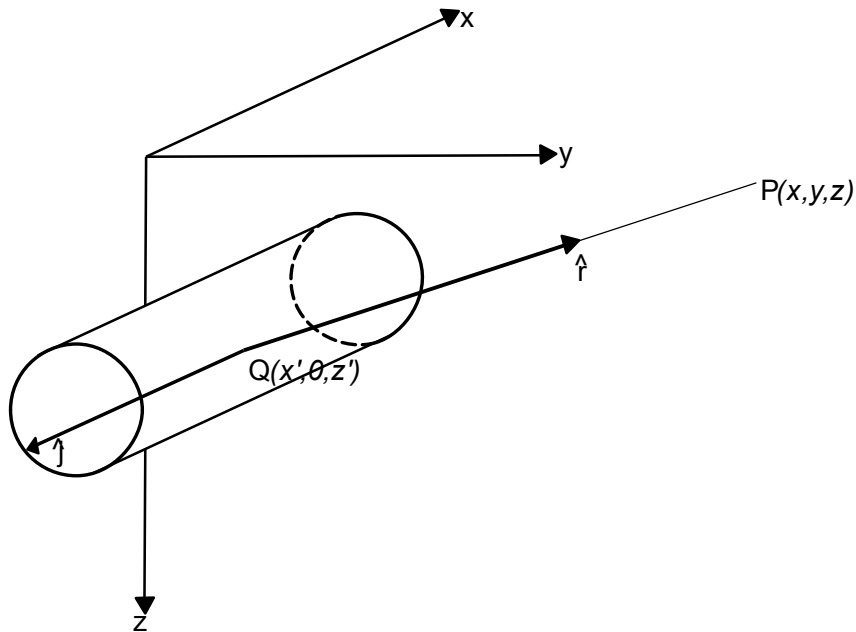


Figure 20 - schéma du cylindre étudié

Ainsi, le potentiel magnétique d'une telle structure peut être assimilé à celui d'une ligne de dipôles localisés le long de l'axe du cylindre. L'équation (32) peut ainsi être réécrite

$$\Omega = 2 C_m \frac{\mathbf{j}' \cdot \hat{r}}{r} \quad (32)$$

où \mathbf{j}' correspond au moment de dipôle magnétique par unité de longueur (Blakely, 1996). En combinant les équations (23) et (26), le champ magnétique d'une telle structure peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \vec{B} &= \vec{\nabla} \left(2 C_m \frac{\mathbf{j}' \cdot \hat{r}}{r} \right) \\ \vec{B} &= \frac{2 C_m j'}{r^2} [2(\hat{\mathbf{j}} \cdot \hat{r})\hat{r} - \hat{\mathbf{j}}]. \end{aligned} \quad (33)$$

Le champ magnétique d'un cylindre est alors apparenté à celui d'une ligne de dipôles.

Il est important de noter que lorsque que le vecteur \vec{r} est perpendiculaire au vecteur d'aimantation de la structure cylindrique, seules les composantes de l'aimantation perpendiculaires à la direction du cylindre vont être mesurées. La valeur de \vec{B} dans la direction oy est alors nulle.

2.2.3 Notions d'anomalie en méthodes potentielles

Les données utilisées pour les travaux d'interprétation sont des données d'anomalies gravimétriques et magnétiques (cf. chapitre 2.1).

2.2.3.1 Anomalie gravimétrique

2.2.3.1.1 Approximation de la mesure de l'anomalie gravimétrique

Une anomalie gravimétrique correspond aux variations du champ gravimétrique dues aux variations de densité dans le sous-sol. Il n'est cependant pas possible de mesurer avec un gravimètre le vecteur \vec{g} mais uniquement sa norme. Cette norme n'est de plus pas déviée dans la direction verticale de façon significative par la présence d'anomalies gravimétriques. La direction verticale étant la direction du champ gravimétrique, la norme peut être approximée en la composante verticale de ce champ. Il est donc admis qu'en méthodes potentielles on mesure la composante verticale de \vec{g} (Blakely, 1996). Cela ne pose pas de problèmes étant donné qu'il est possible de calculer le potentiel gravimétrique par intégration à partir d'une composante de \vec{g} et donc de retrouver le champ vectoriel en dérivant le potentiel dans les trois directions de l'espace (cf. chapitre 2.2.1).

2.2.3.1.2 Anomalie gravimétrique à l'air libre

L'anomalie gravimétrique étudiée dans les travaux suivants est l'anomalie gravimétrique à l'air libre. Cette dernière consiste à éliminer des données les effets du globe terrestre que sont la valeur moyenne de la gravité, la rotation de la Terre et la distance au centre de masse. Les effets de la latitude sont, dans un premier temps, corrigés selon la formule de Somagliana-Pizetti (Hackney and Featherstone, 2003; Moritz, 1980) :

$$g = g_e \frac{1 + k \sin^2 \phi}{\sqrt{1 - e^2 \sin^2 \phi}} \quad (34)$$

où ϕ correspond à la latitude géocentrique, g_e et k et e deux constantes de l'ellipsoïde de (Moritz, 1980) utilisé pour le calcul de la correction. Leurs valeurs sont disponibles dans le Tableau 3. La correction g est en mGal.

Paramètre	Définition	Valeur (GRS 80)
a	Demi grand axe de l'ellipsoïde	6378 137 m
b	Demi petit axe de l'ellipsoïde	6356 752,3141 m
g_e	Gravité normale à l'équateur	9,780 326 771 5 m s ⁻²
g_p	Gravité normale au pôle	9,832 186 368 5 m s ⁻²
k	Constante de gravité $(bg_p/ag_e) - 1$	0,001 931 851 353
e^2	$(a^2 - b^2)/a^2$	0,006 694 380 022 90
f	$(a - b)/a$	0,003 352 810 681 18
m	$(\omega^2 a^2 b)/(GM)$	0,003 449 786 003 08

Tableau 3 - valeurs des paramètres nécessaires au calcul des équations (34) et (35) issus de l'ellipsoïde GRS 80 défini par Moritz (1980)

La deuxième correction est celle due à l'effet de l'altitude h , également en mGal (Featherstone & Dentith, 1997) :

$$g = \frac{2g_e}{a}(1 + f + m - 2f \sin^2 \phi)h - \frac{3g_e}{a^2}h^2 \quad (35)$$

avec a le demi grand-axe de l'ellipsoïde de Moritz (1980) et f et m deux constantes liées à la forme de cet ellipsoïde (Moritz, 1980). L'anomalie gravimétrique à l'air libre est ainsi obtenue en appliquant les équations (35) et (36) aux données.

2.2.3.2 Anomalie magnétique

Le champ d'anomalie magnétique \vec{A} correspond à la différence entre le vecteur champ magnétique terrestre \vec{B} mesuré et le vecteur champ magnétique régional \vec{R} (Blakely, 1996 Figure 21) :

$$\vec{A} = \vec{B} - \vec{R}. \quad (36)$$

\vec{R} est obtenu à partir du modèle de référence du champ magnétique terrestre qu'est l'IGRF. Ce modèle est recalculé tous les cinq ans (Thébault et al., 2015). L'équation (36) traduit donc une variation non prévue mesurée en \vec{B} par le modèle de champ régional \vec{R} du fait d'un objet présent

dans le sous-sol possédant une direction d'aimantation différente de celle du champ magnétique terrestre ou bien un contraste d'aimantation.

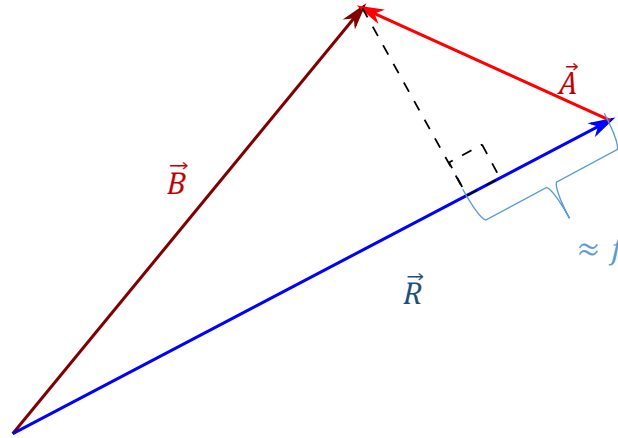


Figure 21 – représentation vectorielle du champ d'anomalie magnétique (modifié d'après (Blakely, 1996)); f correspond à l'approximation de l'anomalie d'intensité du champ magnétique

Etant une grandeur vectorielle, le champ magnétique est déterminé par ses trois composantes dans l'espace. Cependant, comme en gravimétrie, ce ne sont pas les trois composantes de \vec{B} dans un repère géographique qui sont généralement mesurées en géophysique marine. Les seuls capteurs magnétiques permettant cette mesure sont en effet les capteurs fluxgate nécessitant une correction d'altitude trop complexe pour les mesures marines. C'est alors la norme $\|\vec{B}\|$ du champ magnétique qui est mesurée avec $\|\vec{B}\| = \sqrt{\vec{B} \cdot \vec{B}}$ (Blakely, 1996; Fleury, 2011).

Il est alors nécessaire d'introduire une nouvelle grandeur. Il s'agit de l'intensité de l'anomalie du champ magnétique f définie par l'équation

$$f = \|\vec{B}\| - \|\vec{R}\|. \quad (37)$$

f correspond ainsi à la différence des normes du champ magnétique terrestre mesuré et du champ magnétique régional (Blakely, 1996). f étant une différence de normes, il ne présente pas d'information angulaire et ne peut pas être approximé en $\|\vec{A}\|$. En considérant que l'anomalie magnétique est négligeable par rapport au champ magnétique régional, c'est-à-dire $\|\vec{A}\| \ll \|\vec{R}\|$ avec $\|\vec{R}\| \approx 60000$ nT au niveau des marges Australie-Antarctique, il est

possible d'approximer au premier ordre f comme la projection de \vec{A} dans la direction de \vec{R} (Blakely, 1996).

On a alors

$$f \approx \|\vec{A}\| \cos(\vec{A} \cdot \vec{R}) \approx \vec{A} \left(\frac{\vec{R}}{\|\vec{R}\|} \right). \quad (38)$$

2.2.4 Interprétation des données gravimétriques et magnétiques

Les méthodes d'interprétation peuvent être regroupées en trois grandes catégories.

La première méthode correspond aux opérateurs de transformations. Plutôt que de chercher à obtenir directement les paramètres des sources, ces transformations permettent par le biais d'opérateurs de transformer le signal observé pour extraire des informations plus précises sur les paramètres des sources. Ces transformations ont ainsi pour but de faciliter l'interprétation des données (Blakely, 1996).

La deuxième est le problème direct ou modélisation. Il s'agit ici de construire un modèle à partir des informations connues sur les sources, d'en calculer l'anomalie gravimétrique ou magnétique et de la comparer aux données. Les paramètres du modèle sont ensuite ajustés de façon empirique jusqu'à ce que l'anomalie modélisée ajuste suffisamment l'anomalie mesurée. Si cette méthode permet de se donner une idée sur la variabilité des paramètres des sources, le modèle obtenu n'est qu'une solution parmi d'autres au problème. De plus, en présence d'un problème complexe, le nombre d'ajustements nécessaire pour obtenir une réponse satisfaisante du problème peut rendre l'opération laborieuse. Il s'agit donc plus d'une méthode de test et d'ajustement (Blakely, 1996; Gavazzi, 2015).

La dernière est le problème inverse ou inversion. On cherche ici à réaliser l'inverse du problème direct. Un calcul des paramètres des sources à partir des données est pour cela réalisé. L'objectif de ce calcul est alors de minimiser d'un point de vue mathématique l'erreur entre les données et le modèle. Le principal souci de cette méthode est de bien poser les conditions du problème, au risque d'entraîner une non-unicité des solutions (Hadamard, 1907).

2.2.4.1 Opérateurs

En méthodes potentielles, des opérateurs dits de transformation peuvent être appliqués sur les cartes ou profils de champ ou d'anomalie. Ils consistent en une transformation de la carte ou du profil étudié afin de mieux comprendre les composantes de l'aimantation ou la densité du sous-

sol et ce, sans *a priori* préalable sur les sources des anomalies magnétiques et gravimétriques. Trois opérateurs ont été utilisés sur les cartes d'anomalies magnétiques et gravimétriques des marges Australie/Antarctique : la double réduction aux pôles, les dérivées directionnelles et le signal analytique.

2.2.4.1.1 Double réduction aux pôles

Un opérateur classique de méthodes potentielles est la double réduction aux pôles (DRP). Elle s'applique pour les cartes et profils d'anomalie magnétique. Cet opérateur vise à corriger la direction du champ magnétique régional qui, en dehors des pôles magnétiques terrestres, rend les anomalies magnétiques asymétriques selon sa direction (Baranov, 1957). La nature dipolaire de ces anomalies complexifie en conséquence leur interprétation. La DRP consiste ainsi à recalculer le champ d'anomalie magnétique comme s'il se situait au niveau des pôles magnétiques terrestres en rendant les vecteurs aimantation et champ magnétique régional verticaux. Les anomalies magnétiques sont alors symétriques suite à cette transformation, avec leurs maxima ou minima situés à l'aplomb de leurs sources. La direction du champ magnétique régional au niveau de la zone d'étude est retrouvée grâce au modèle IGRF (Thébault et al., 2015) calculé pour l'époque de la mesure. Concernant le vecteur aimantation, il est généralement considéré comme induit et est alors parallèle au champ magnétique régional. Il doit néanmoins être défini dans le cas où l'aimantation des sources est considérée comme rémanente, comme c'est par exemple dans le cas d'une région volcanique ou bien d'une croûte océanique ayant enregistré des ICMT. La DRP est calculée dans le domaine spectral afin de gagner en simplicité au niveau des équations et de pouvoir être appliquée numériquement. Elle est dans ce domaine définie par l'équation suivante

$$H_{drp}(u, v) = \left(\frac{\sqrt{u^2 + v^2}}{iLu + iMv - N\sqrt{u^2 + v^2}} \right) \left(\frac{\sqrt{u^2 + v^2}}{ilu + imv - N\sqrt{u^2 + v^2}} \right), \quad (39)$$

où (u, v) représentent les fréquences spatiales dans les directions nord et (L, M, N) est le vecteur unitaire du champ magnétique régional, (l, m, n) celui du vecteur aimantation et i tel que $i^2 = -1$. La carte réduite au pôle est obtenue en appliquant une transformée de Fourier inverse au produit du spectre de la carte du champ d'anomalie magnétique par la DRP.

2.2.4.1.2 Dérivées directionnelles

Considérons une direction θ dont les cosinus directeurs a , b et c sont définis dans un repère à trois dimensions (x, y, z) . Dans le domaine spatial, la dérivation selon θ d'une anomalie magnétique ou gravimétrique est définie par la relation suivante

$$\frac{\partial}{\partial \theta} = a \frac{\partial}{\partial x} + b \frac{\partial}{\partial y} + c \frac{\partial}{\partial z} \quad (40)$$

et par conséquence dans le domaine spectral comme

$$\frac{\partial}{\partial \theta} = (iau + ibv - cw). \quad (41)$$

Il est alors possible d'écrire de façon plus générale

$$\frac{\partial^n}{\partial \theta^n} = (iau + ibv - cw)^n \quad (42)$$

où n correspond à un ordre de dérivation si positif ou d'intégration si négatif et pouvant être fractionnaire (Cooper and Cowan, 2003). Cette relation présente un intérêt particulier dans le domaine des méthodes potentielles. Le laplacien étant nul en dehors des sources et admettant dans le domaine spectral une solution de la forme $w \pm \sqrt{u^2 + v^2}$, on obtient en remplaçant cette solution dans l'équation (42) l'opérateur de dérivation

$$\left(iau + ibv - c\sqrt{u^2 + v^2}\right)^n \quad (43)$$

Cet opérateur présente plusieurs applications, avec notamment deux cas particuliers. Le premier est la dérivée directionnelle verticale ($a = b = 0, c = 1$), qui accentue les longueurs d'ondes les plus courtes et met en valeur leurs variations. Cette dérivée augmente néanmoins l'effet du bruit. La seconde est la dérivée directionnelle horizontale qui permet de d'étudier les variations latérales des anomalies et de localiser les limites de leurs sources, à condition que celles-ci soient verticales et que les anomalies soient symétriques (Grauch and Cordell, 1987). Cette dérivée est en conséquence généralement appliquée conjointement à la DRP.

2.2.4.1.3 Signal analytique

Le signal analytique d'une anomalie magnétique est une fonction complexe définie par (Nabighian, 1972) pour des objets bidimensionnels. Dans le cas des méthodes potentielles, cet opérateur associe le signal réel avec le nombre imaginaire et sa transformée de Hilbert, ce qui permet de passer d'un signal réel à un signal complexe. En méthodes potentielles, le signal analytique est généralement confondu avec sa norme

$$|A(T)| = \sqrt{\left(\frac{\partial T(x,y)}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial T(x,y)}{\partial z}\right)^2} \quad (44)$$

où T correspond à la fonction à deux variables étudiée. Le signal analytique a ensuite été généralisé par Roest et al. (1992) :

$$|A(T)| = \sqrt{\left(\frac{\partial T(x,y)}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial T(x,y)}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial T(x,y)}{\partial z}\right)^2} \quad (45)$$

où $\frac{\partial T(x,y)}{\partial x}$, $\frac{\partial T(x,y)}{\partial y}$, $\frac{\partial T(x,y)}{\partial z}$ représente les dérivées partielles du signal dans les directions (x, y, z) .

L'intérêt de cet opérateur est qu'il permet de transformer une anomalie magnétique ou gravimétrique asymétrique en un signal symétrique dont le maximum se situe au droit de la source et permet ainsi d'estimer la profondeur de la source. Il ne nécessite de plus aucun a priori sur les directions des vecteurs d'aimantation de la source et du champ magnétique régional dans le cas de l'anomalie magnétique (Nabighian, 1972).

2.2.4.2 Problème direct : modélisation en deux dimensions

2.2.4.2.1 Méthodes des polygones

La première façon d'aborder le problème direct est la méthode des polygones. Cette dernière a été développée dans un premier temps par Hubbert (1948) pour l'anomalie gravimétrique. Hubbert (1948) considère un repère de coordonnées x et z d'origine O , où θ et r sont les coordonnées polaires et dont l'axe z est positif vers le bas (Figure 22). La méthode des polygones stipule que l'anomalie gravimétrique générée par un objet quelconque à deux dimensions et présentant une densité constante ρ peut être représentée par une intégrale de contour plutôt que de surface

$$g_z(0,0) = 2G\rho \oint_C \theta dz. \quad (46)$$

Cette intégrale est ainsi effectuée sur le contour de la section du corps dans le sens déterminé par les flèches en Figure 22.

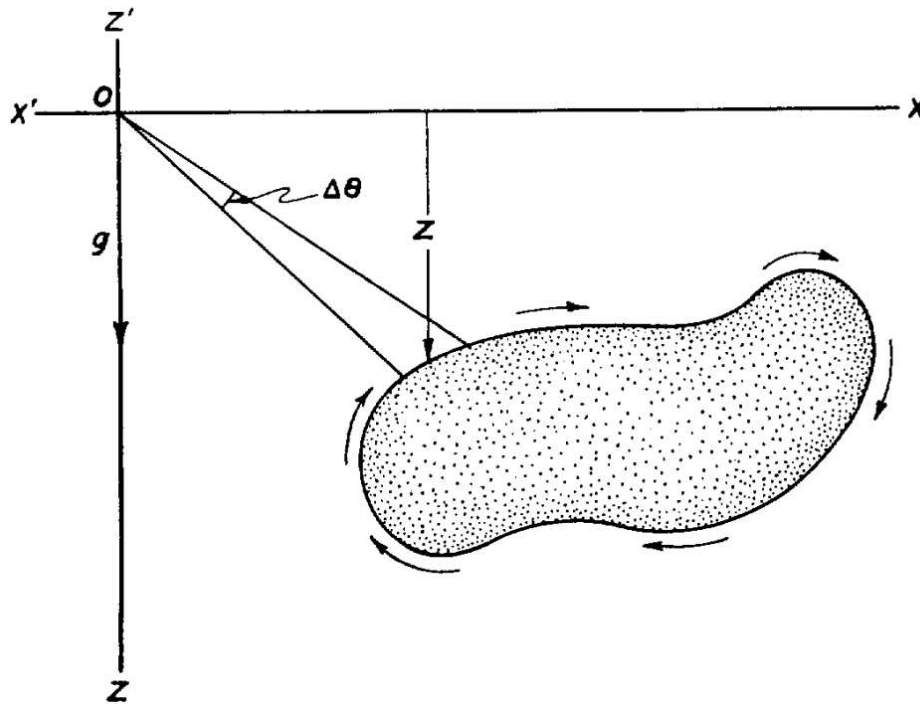


Figure 22 - éléments géométriques utilisés pour le calcul de $\oint_C \theta dz$ selon Hubbert (1948) ; le corps grisé correspond à la section d'un corps quelconque d'une densité uniforme infini dans la direction perpendiculaire ; l'intégrale permettant de calculer g_z se réalise dans le sens indiqué par les flèches

Cette méthode a ensuite été optimisée par Talwani et al. (1959). Cette méthode considère l'anomalie gravimétrique causée par un polygone qui peut alors être calculée par la somme de chacune des facettes de l'objet, rendant possible le calcul numérique de l'anomalie.

Talwani & Heirtzler, 1964) reprennent cette méthode en l'adaptant au calcul de l'anomalie magnétique, en partant du principe que la source de l'anomalie est bidimensionnelle. Cette dernière va alors pouvoir être simplifiée par en une succession de prismes semi-infinis d'aimantations opposées (Talwani & Heirtzler, 1964, Figure 23).

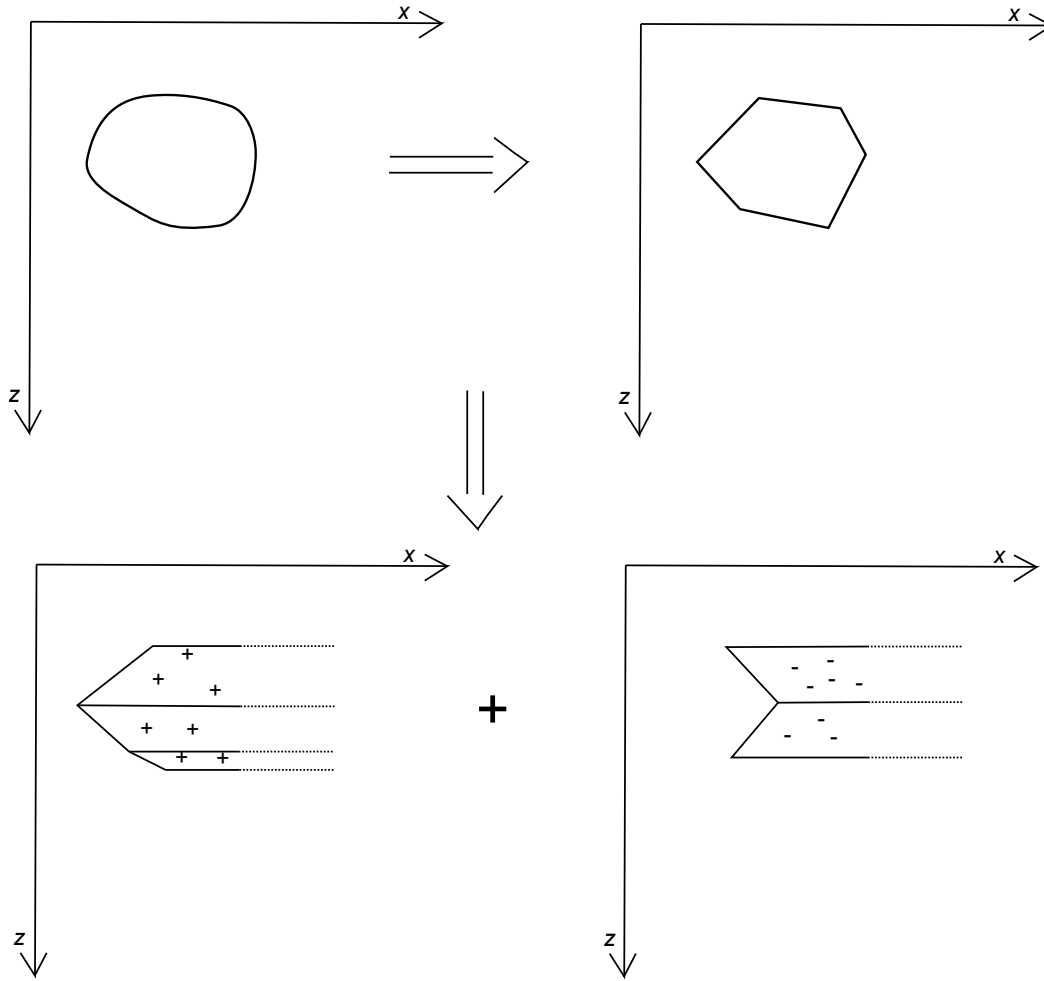


Figure 23 – représentation de la section d’une source infinie dans la direction Oy pouvant être approximée en un polygone, lui-même constitué de prismes semi-finis dont les aimantions sont opposées ; modifié d’après Gavazzi (2015)

Si l’on considère le potentiel magnétique $\Omega(x,y,z)$ d’une source quelconque d’inclinaison I_m et de déclinaison D_m et pouvant être exprimé de la façon suivante (Talwani and Heirtzler, 1964) :

$$\Omega(x,y,z) = \frac{C_m M}{r^3} (\alpha_m r_x + \beta_m r_y + \gamma_m r_z) \Delta V \quad (47)$$

avec $\alpha_m = \cos(I_m) \sin(\alpha_n - D_m)$, $\beta_m = \cos(I_m) \cos(\alpha_n - D_m)$ et $\gamma_m = \sin(I_m)$ et où α_n représente l’angle entre le Nord et l’axe Oy , il est possible de calculer le potentiel magnétique des prismes semi-infinis constituant la section. Il suffit pour cela d’intégrer l’équation (47) sur son volume dans un premier temps par rapport à y' de $-\infty$ à $+\infty$, ce qui nous donne l’équation suivante :

$$\Omega(x,z) = \frac{2C_m M}{r^3} (\alpha_m r_x + \gamma_m r_z) \quad (48)$$

Comme vu précédemment, le champ peut être dérivé du potentiel (équation (24)). On obtient ainsi, pour une ligne infinie, à partir de l'équation (27) :

$$\vec{B}(x,z) = \frac{2C_m M}{r^4} \begin{pmatrix} 2\gamma_m r_z r_z + \alpha_m (r_x^2 - r_z^2) \\ 2\alpha_m r_z r_z + \gamma_m (r_x^2 - r_z^2) \end{pmatrix}. \quad (49)$$

Pour un prisme, le champ va alors pouvoir s'exprimer de la façon suivante :

$$\vec{B}(x,z) = 2C_m M \begin{pmatrix} \alpha_m Q + \gamma_m T \\ \alpha_m T + \gamma_m Q \end{pmatrix} \quad (50)$$

où Q et T sont des constantes ne dépendant que du point d'observation du champ et de la géométrie de la source (Talwani and Heirtzler, 1964).

Finalement l'anomalie de l'intensité du champ magnétique due à une telle source peut être retrouvée en calculant la projection du champ du prisme dans la direction du champ magnétique terrestre. Si l'on considère l'inclinaison du champ régional I_r , sa déclinaison D_r et les variables $\alpha_r = \cos(I_r) \sin(D_r - \alpha_n)$ et $\gamma_r = \sin(I_r)$, l'anomalie peut s'écrire :

$$C = 2C_m M (Q|\alpha_r - \gamma_m \gamma_r| + T|\alpha_r \gamma_m + \alpha_m \gamma_r|) \quad (51)$$

2.2.4.2.2 Méthodes des interfaces

Un cas particulier de la méthode des polygones décrite précédemment pour la modélisation des anomalies en méthodes potentielles est la méthode des interfaces, où ces dernières correspondent à des limites ouvertes d'unités géologiques. Cette notion d'interface a été progressivement introduite dans les travaux d'interprétation des anomalies gravimétriques et magnétiques. Dans le cas d'étude des bassins sédimentaires, les premiers travaux de modélisation constituaient par exemple en une division de la zone d'études selon une maille de polygones sur laquelle une inversion de densité est appliquée (Bott, 1960). Ces travaux de modélisation mettent également souvent en avant l'interface entre le socle et les séries sédimentaires, au niveau de laquelle s'opère un changement important de densité ou d'aimantation (Cardozo et al., 2005; Debégliá, 1986; Edel and Fluck, 1989; Rotstein et al., 2006). La méthode des interfaces ici présentée a été développée par (Rommevaux, 1994) et démontrée par (Mercier de Lépinay, 2014).

Prenons le cas d'un polygone ABCDEF d'une densité uniforme ρ_1 (Figure 24). Ses limites latérales se situent à l'infini, avec A et F à $-\infty$ tandis que B et C sont à $+\infty$.

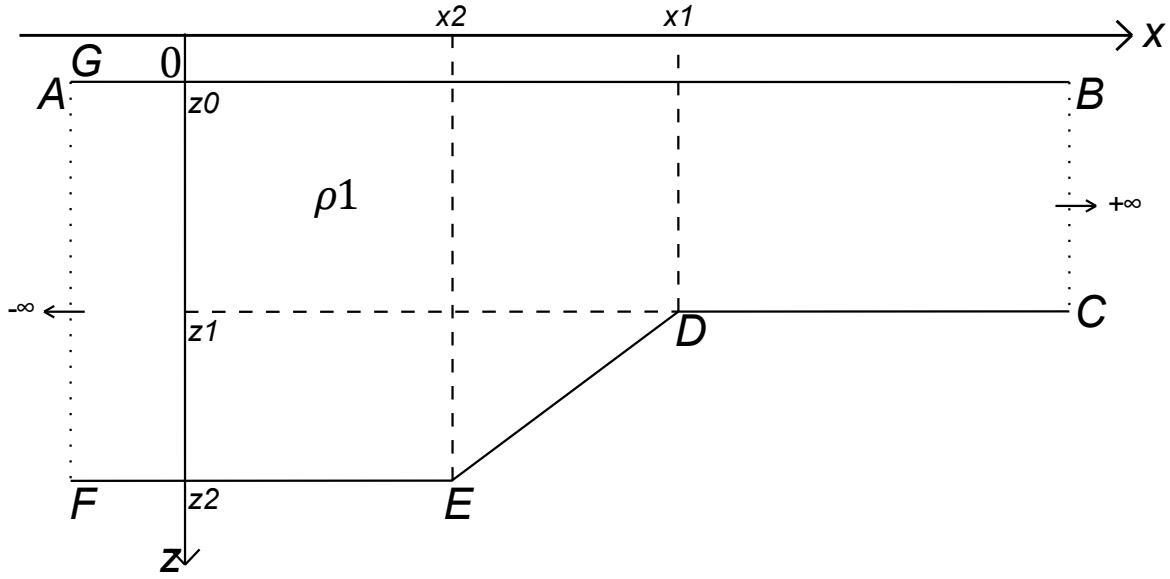


Figure 24 – Polygone ABCDEF d’une densité ρ_1 , avec les points A, B, C, F situés à l’infini (A et G sont confondus, modifié d’après Mercier de Lépinay (2014)).

On cherche dans un premier temps à calculer l’anomalie gravimétrique provoquée par le polygone selon l’équation suivante ((Won and Bevis, 1987)) :

$$g_z = 2G\rho \sum_{i=A}^G Z_i \quad (52)$$

où il est alors nécessaire de calculer Z_i sur chaque segment du polygone.

Pour le premier segment AB, $z_i = z_i + 1 = 0$. Z_i peut alors être simplifié en :

$$g_z^{AB} = -2G\rho_{z_0} \left[\tan^{-1} \left(\frac{z_0}{x_i} \right) - \tan^{-1} \left(\frac{z_0}{x_i + 1} \right) \right] \quad (53)$$

où A et B sont à l’infini, donnant $x_i \rightarrow -\infty$ et $x_i + 1 \rightarrow +\infty$. Les termes $\frac{z_0}{x_i}$ et $\frac{z_0}{x_i+1}$ tendent alors tous les deux vers 0. Ainsi, $g_z^{AB} = 0$ et le segment AB ne contribue pas à l’anomalie gravimétrique du polygone.

Concernant le segment BC, $x_i = x_i + 1 = x$. Il s’agit selon (Won and Bevis, 1987) d’un cas particulier de l’équation (53), où l’on est en présence d’une forme indéterminée. Dans ce cas-là, la contribution de BC à l’anomalie gravimétrique peut être ignorée à l’instar d’AB.

Dans le cas du segment CD, $z_i = z_i + 1 = z_1$ et seul $x_i \rightarrow +\infty$. Z_i peut alors être simplifié en :

$$g_z^{CD} = -2G\rho_{z_1} \tan^{-1} \left(\frac{z_1}{x_1} \right). \quad (54)$$

Le segment EF fonctionnant de façon similaire à CD, il est possible d’écrire :

$$g_z^{EF} = -2G\rho_{z_2} \tan^{-1} \left(\frac{z_2}{x_2} \right). \quad (55)$$

Le segment FA fonctionne de la même manière que BC et peut donc être ignoré.

Pour le dernier segment, DE, Z_i peut s'écrire de la façon suivante :

$$g_z^{DE} = 2G\rho \frac{(x_2 - x_1)(x_1 z_2 - x_2 z_1)}{(x_2 - x_1)^2 + (z_2 - z_1)^2} \cdot \left[(\theta_1 - \theta_2) + \frac{z_2 - z_1}{x_2 - x_1} \ln \frac{r_2}{r_1} \right] \quad (56)$$

avec $\theta = \tan^{-1} \left(\frac{z}{x} \right)$ et $r = \sqrt{(x^2 + z^2)}$. En considérant le segment DE comme une succession de points, on peut sommer la contribution de chacun d'entre eux à l'anomalie gravimétrique.

En reprenant la contribution de CED et EF, cette dernière peut ainsi s'écrire :

$$g_z = 2G\rho \cdot \sum_{j=D}^E \frac{(x_{j+1} - x_j)(x_j z_{j+1} - x_{j+1} z_j)}{(x_{j+1} - x_j)^2 + (z_{j+1} - z_j)^2} \cdot \left[(\theta_j - \theta_{j+1}) + \frac{z_{j+1} - z_j}{x_{j+1} - x_j} \ln \frac{r_{j+1}}{r_j} \right] + 2G\rho \cdot (z_1 \theta_1 - z_2 \theta_2). \quad (57)$$

La contribution du polygone à l'anomalie gravimétrique correspond ainsi à celle de sa base et de deux termes signifiant que ses limites latérales se situent à l'infini. Si la limite horizontale du polygone est de profondeur constante, l'effet de ce dernier sera nul.

Considérons désormais deux polygones A_0 et A_1 de densités respectives ρ_0 et ρ_1 (Figure 25). Le toit de A_0 et la base de A_1 étant de profondeurs constantes, ils n'ont pas d'effet sur l'anomalie gravimétrique. La seule contribution à l'anomalie gravimétrique de ces deux polygones est donc leur interface de profondeur variable, comparable au segment DE dans le cas précédent. L'équation (52) est de plus linéaire en ρ , ce qui dans notre cas revient à sommer les densités ρ_0 et ρ_1 pour ajouter les deux contributions sur le segment de profondeur variable. Les intégrales doivent néanmoins toujours être calculées dans le même sens comme vu précédemment. Ainsi, la base de A_1 doit être calculée de D à E avec une densité ρ_1 tandis que le toit de A_0 doit être calculé de E à D avec une densité ρ_0 . Si l'on veut sommer les densités afin de factoriser le calcul de l'anomalie le long de l'interface, il faut alors calculer l'anomalie due à l'interface de D à E avec des densités ρ_1 et $-\rho_0$. Il en résulte un calcul réalisé avec un contraste de densité $\Delta\rho = \rho_1 - \rho_0$.

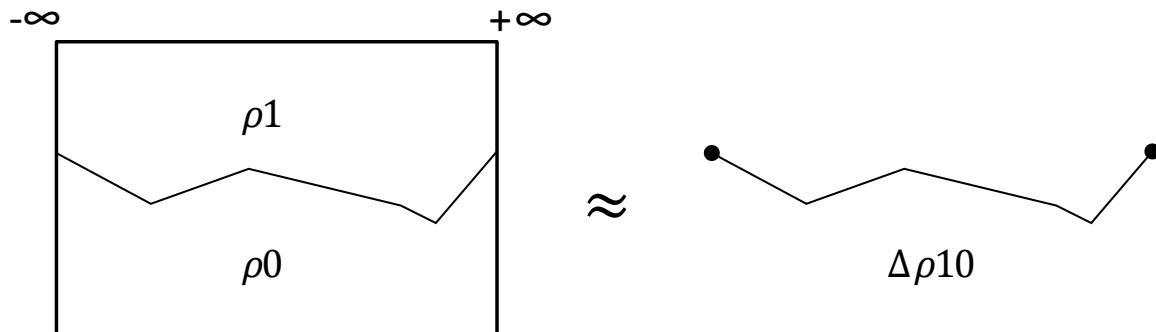


Figure 25 – explication de la méthode des interfaces où il est possible calculer l'anomalie gravimétrique le long de l'interface uniquement par le biais d'un contraste de densité $\Delta\rho =$

$\rho_1 - \rho_0$; un terme est ajouté à chaque extrémité pour signifier qu'elles se situent à l'infini ;
modifié d'après Mercier de Lépinay (2014)

Il est ainsi possible de calculer l'anomalie gravimétrique provoquée par deux corps infinis de densités distinctes par le biais d'une interface de densité $\Delta\rho_{10}$. Concernant l'anomalie magnétique, le principe est similaire, mais le calcul doit cette fois-ci s'effectuer sur V et H (Talwani and Heirtzler, 1964).

L'intérêt d'une telle méthode est une représentation plus fidèle des sources pour les travaux de modélisation. En effet, les différentes couches du sous-sol contribuant aux anomalies gravimétriques et magnétiques ne correspondent pas à une succession de polygones bien délimités dans les directions horizontales. Elles se rapprochent plutôt de structures géométriques ouvertes et variant progressivement dans les deux directions horizontales, avec des interfaces marquant des limites plus ou moins nettes dans la direction de z. Ce point est particulièrement visible dans l'interprétation des lignes de sismique réflexion des marges Australie/Antarctique. Elle permet ainsi de respecter le principe de couche infinie et donc une meilleure modélisation et une interprétation des sources pour les travaux suivants. Un autre avantage est un nombre plus réduit de points de calcul de l'intégrale. Elle est en effet calculée seulement le long des interfaces qui contribuent réellement à l'anomalie et une seule fois au lieu de deux dans la méthode des polygones.

2.2.4.3 Inversion

Le principe de l'inversion établit un lien entre le modèle d_m et les paramètres du système d_p (Tarantola, 2005). Ces deux variables sont reliées entre elles par une matrice G :

$$d_m = Gd_p. \quad (58)$$

En considérant le nombre de mesures N_m et le nombre de paramètres N_p , la résolution de l'équation (58) va passer par celle de N_m équations à N_p inconnues (Tarantola, 2005). Le problème résultant sera alors soit sous-déterminé (pas assez d'informations pour déterminer correctement les paramètres), soit bien déterminé (les informations permettent d'obtenir une solution exacte) ou bien surdéterminé (les informations sont trop nombreuses pour déterminer une solution exacte au problème).

Plusieurs méthodes sont envisageables pour la résolution de ces problèmes. L'une des plus répandues de par sa simplicité et sa rapidité d'exécution est la méthode des moindres carrés (Gauss, 1855). Il s'agit alors de minimiser la somme du carré des erreurs entre les données et les paramètres, en annulant pour cela les dérivées partielles par rapport à chaque variable. Un autre intérêt de cette méthode est la possibilité de déterminer les paramètres du système qu'ils soient linéaires ou non.

2.2.4.3.1 Problème linéaire

Si G est linéaire, l'équation (58) peut être reformulée $G(d_p) = Gd_p$. Il est alors nécessaire d'introduire l'erreur ε pour une bonne résolution du problème. Elle représente la différence entre les données et le modèle déterminé pour chaque équation N_m définie selon l'équation (58). Cette erreur peut se formuler ainsi

$$\varepsilon = D_m - Gd_p, \quad (59)$$

où D_m représente les mesures gravimétriques ou magnétiques. Selon l'équation (59), on peut poser la somme des carrés des erreurs du système S_m

$$S_m = \sum_{i=1}^{N_m} (D_m - Gd_p)^2, \quad (60)$$

qui doit être la plus faible possible afin d'estimer les paramètres qui, d'un point de vue mathématique, expliquent le mieux les mesures. On peut pour cela calculer les dérivées de cette somme selon chaque paramètre et en déterminant les valeurs de tous les d_p selon lesquelles les dérivées sont nulles. Autrement dit, il faut la solution de l'équation (60) passe par la résolution de N_p équations de la forme suivante (Tarantola, 2005)

$$\frac{\partial S_m}{\partial d_p} = 0. \quad (61)$$

2.2.4.3.2 Problème non linéaire

En méthodes potentielles, les problèmes posés ne sont pas toujours linéaires. Cela signifie que les dérivées définies par l'équation (61) peuvent dépendre à la fois des paramètres et des données de l'opérateur G . C'est par exemple le cas lorsque, pour une anomalie magnétique ou gravimétrique mesurée, l'on cherche à inverser en profondeur pour déterminer la géométrie de la source, où l'équation de calcul de la profondeur n'est pas linéaire.

La résolution des moindres carrés démontrée en partie 2.2.4.3.1 ne peut alors pas être appliquée. Lorsque la linéarisation du problème n'est pas réalisable, il est possible d'aborder la méthode des moindres carrés selon un procédé itératif (Tarantola, 2005). Cette itération peut s'écrire selon la forme suivante

$$dp^{n+1} = dp^n + \Delta p \quad (62)$$

avec n l'indice et Δp le pas de l'itération. Il est alors possible de linéariser le problème en dp^n par le biais d'un développement de Taylor au premier ordre. On obtient alors

$$S_m = \sum_{i=1}^{N_m} \left(D_m - Gdp^n - \sum_{j=1}^{N_p} J_{ij} \Delta dp_j \right)^2, \quad (63)$$

où J_{ij} représente la matrice des dérivées partielles. Le problème peut ainsi être résolu de la même manière qu'un problème linéaire.

2.2.5 Equivalence

Le principe de l'équivalence ou couche équivalente a été développé par Dampney (1969) en gravimétrie pour l'anomalie de Bouguer. Il stipule que le potentiel calculé à une surface quelconque (z) peut être expliqué par le biais d'une source localisée à une autre surface (z'). La localisation et la géométrie de la surface (z') ne sont de plus pas nécessairement représentatives de la source réelle, ce qui signifie que plusieurs sources équivalentes permettent d'expliquer un potentiel calculé. La source est alors non-unique.

2.2.5.1 Gravimétrie

On considère un profil gravimétrique constitué de M points (x_i, z_i) . Ce postulat implique qu'il n'y a pas de variation du champ gravimétrique dans la direction orthogonale à l'axe ox , c'est-

à-dire oy . Les structures sont donc considérées comme invariantes et infinies dans cette direction. Chaque mesure gravimétrique g_i se voit attribuée une erreur σ_i . L'objet de l'équivalence est alors de trouver une répartition de points permettant d'expliquer l'ensemble des mesures gravimétriques.

Le potentiel gravimétrique U à un point de coordonnées (x_i, y_i, z_i) situé dans le même repère que le profil gravimétrique dû à une masse située en $(\alpha_j, \beta_j, \gamma_j)$ d'une densité ρ_j s'exprime de la façon suivante

$$U(x_i, y_i, z_i) = G \frac{\rho_j}{\sqrt{(\alpha_j - x_i)^2 + (\beta_j - y_i)^2 + (\gamma_j - z_i)^2}}. \quad (64)$$

L'anomalie gravimétrique correspond à la dérivée verticale du potentiel (cf. chapitre 2.2.3.1), elle s'écrit alors selon Dampney (1969)

$$g(x_i, y_i, z_i) = -\frac{\partial}{\partial z} U(x_i, y_i, z_i)$$

$$g(x_i, y_i, z_i) = G \frac{\rho_j(\gamma_j - z_i)}{\left[(\alpha_j - x_i)^2 + (\beta_j - y_i)^2 + (\gamma_j - z_i)^2 \right]^{\frac{3}{2}}}. \quad (65)$$

Pour obtenir l'anomalie gravimétrique d'une couche infinie dans la direction de y , il suffit d'intégrer l'équation (57) par rapport à β entre $-\infty$ et $+\infty$. On obtient

$$g(x_i, y_i, z_i) = 2G \frac{\rho_j(\gamma_j - z_i)}{(\alpha_j - x_i)^2 + (\gamma_j - z_i)^2}. \quad (66)$$

L'équation (66) constitue la base de l'équivalence en gravimétrie (Munsch, 2017). L'inconnue est ici la densité. Pour un vecteur d'observations g constitué de M points de mesures, la sommation de l'équation (66) pour chaque point de mesure permet de calculer l'anomalie gravimétrique théorique qui diffère de g d'un vecteur d'erreur ε . g et ε sont de même longueur. En abordant le problème selon l'inversion (cf. chapitre 2.2.4.3), ce dernier peut ainsi être résumé en un système linéaire de M équations où les inconnues sont les N densités.

Un point important de ce problème est que les points de mesures et les points où l'on calcule l'anomalie gravimétrique n'ont pas à être au même niveau ni espacés du même pas (Munschy, 2017)

2.2.5.2 Magnétisme

En reprenant Talwani & Heirtzler (1964), le champ magnétique d'une couche infinie peut également être calculé. On considère ainsi un corps d'aimantation $\vec{J}_j = (J_{jx}, J_{jy}, J_{jz})$, localisé en (x_j, y_j, z_j) et entraînant un champ d'anomalie magnétique. En posant l'anomalie magnétique A comme la projection de ce champ d'anomalie magnétique dans la direction du champ magnétique régional de déclinaison D et d'inclinaison I (cf. chapitre 2.2.3.2) et considérant que la direction de l'aimantation des structures est uniforme, il est possible de calculer A en un point de coordonnées (x_i, y_i, z_i) . Soit $x_{ji} = (x_j - x_i)$ et $z_{ji} = (z_j - z_i)$. De la même manière qu'en gravimétrie, on considère que la couche est uniforme et infinie en y . En se plaçant en coordonnées sphériques, le vecteur aimantation a les coordonnées (d, i) et on peut écrire selon (Munschy, 2017)

$$A_i = 2 \sum_j J_j \frac{2x_{ji}z_{ji}a + (x_{ji}^2 - z_{ji}^2)b}{(x_{ji}^2 + z_{ji}^2)} \quad (67)$$

Avec $a = \cos(i)\cos(d - \alpha)\sin(I) + \sin(i)\cos(D - \alpha)\cos(I)$ et $b = \cos(i)\cos(d)\cos(D - \alpha)\cos(I) + \sin(i)\sin(I)$ où α correspond à l'azimut du profil de mesures magnétiques. Si l'on connaît J , l'équation (67) devient linéaire et l'on peut résoudre par la méthode des moindres carrés de la même manière que celle de l'anomalie gravimétrique.

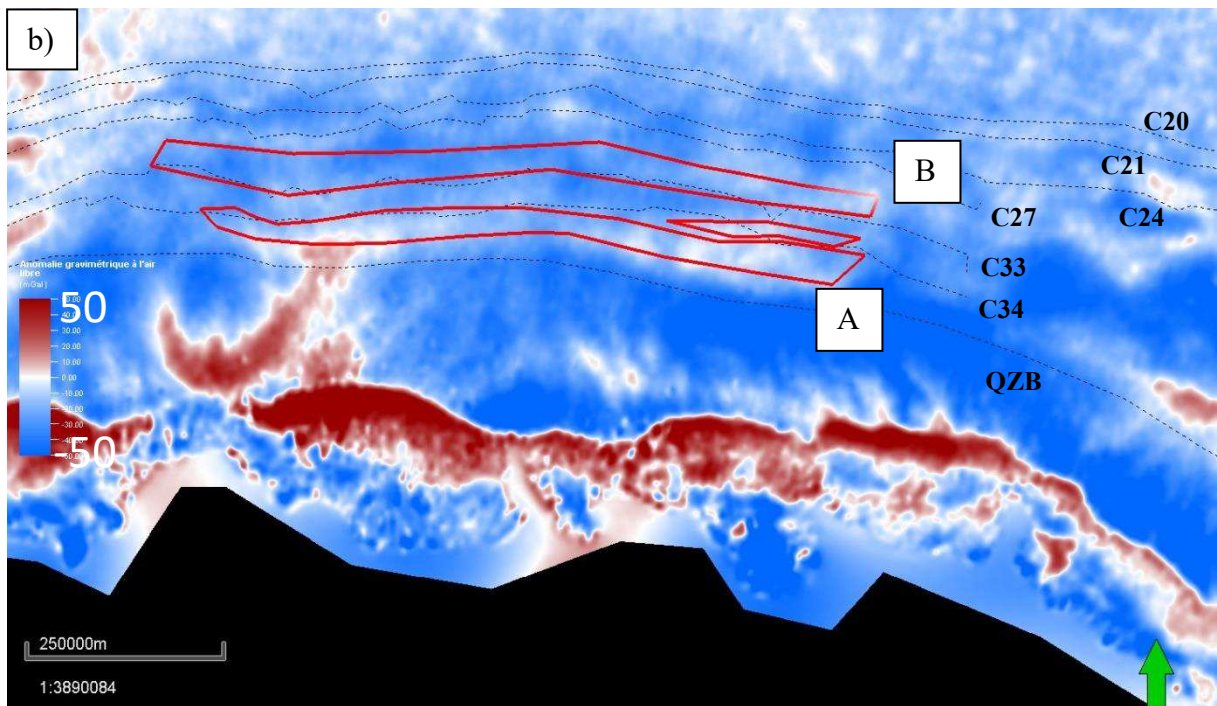
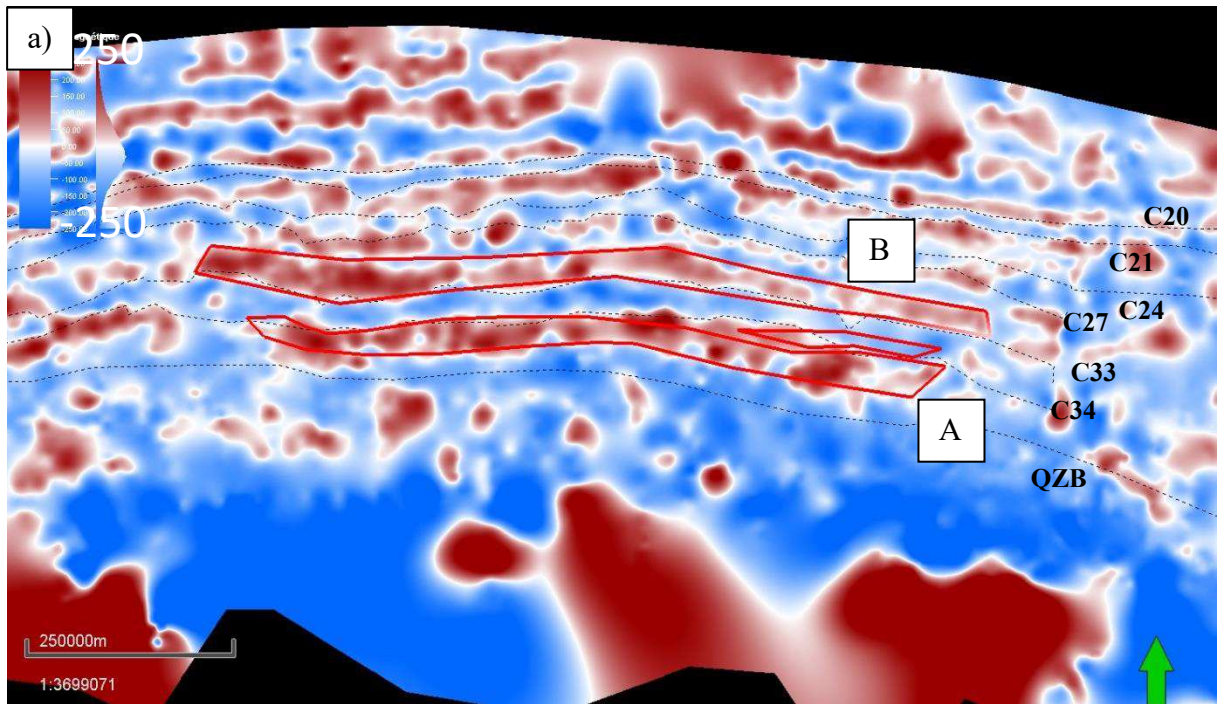
L'intérêt d'une telle approche est de pouvoir calculer l'anomalie magnétique ou gravimétrique à n'importe quel point en dehors des sources. Elle est de plus un outil intéressant pour estimer la profondeur nécessaire des sources des anomalies magnétiques et gravimétriques. Ces anomalies sont en effet couramment considérées en géophysique marine comme localisées dans la partie supérieure de la lithosphère océanique au sein d'une couche d'épaisseur constante, en particulier pour les anomalies magnétiques. La profondeur maximale des sources est ainsi souvent mal définie. La limite inférieure de la couche équivalente, c'est-à-dire lorsque la méthode des moindres carrés ne permet plus de résoudre les équations (66) et (67), permet alors d'estimer la profondeur maximale des véritables sources de l'anomalie gravimétrique ou magnétique étudiée. Cette limite va apparaître en augmentant empiriquement la profondeur de la source jusqu'à ce que l'on observe la perte des hautes fréquences dans l'anomalie modélisée ainsi que des oscillations dans la solution pour la densité ou l'aimantation (Bronner, 2013).

3 Premières observations qualitatives et application d'opérateurs sur carte

3.1 Corrélation des anomalies gravimétriques/magnétiques

La première partie de ce travail consiste en la recherche de possibles corrélations entre les anomalies gravimétriques et magnétiques linéaires des marges conjuguées. En effet, les anomalies magnétiques océaniques classiques (liées aux inversions du champ terrestre) ne présentent généralement pas de corrélation avec des anomalies gravimétriques car le matériel océanique est relativement homogène au cours du temps. Une corrélation permet donc de questionner la nature de la source de l'anomalie magnétique. Sur la marge antarctique, la corrélation la plus évidente est la corrélation A, d'environ 1 500 km de long (Figure 26 a) et b)). Ici sont corrélées une faible anomalie gravimétrique négative avec une anomalie magnétique d'environ 200 nT d'amplitude. La source de cette dernière est dans la littérature interprétée comme l'isochrone C34y (limite nord de l'anomalie) (Whittaker et al., 2007). Une autre corrélation intéressante est la corrélation B. Cette dernière s'opère entre une anomalie magnétique linéaire moins longue que A et une anomalie gravimétrique négative. Cette anomalie magnétique est interprétée dans la littérature comme les isochrones C33o à C32y (Whittaker et al., 2007).

Côté australien, la corrélation la plus évidente est la C (Figure 26 c) et d)) entre une anomalie magnétique de dimension et d'amplitude similaires à celle de A et une anomalie gravimétrique négative. L'anomalie magnétique de C est, à l'instar de A, interprétée dans la littérature comme l'isochrone C34y (limite nord de l'anomalie) (Whittaker et al., 2007). On note également la corrélation D entre une autre anomalie gravimétrique négative et l'anomalie magnétique habituellement interprétée comme les isochrones C31o à C27y (Whittaker et al., 2007).



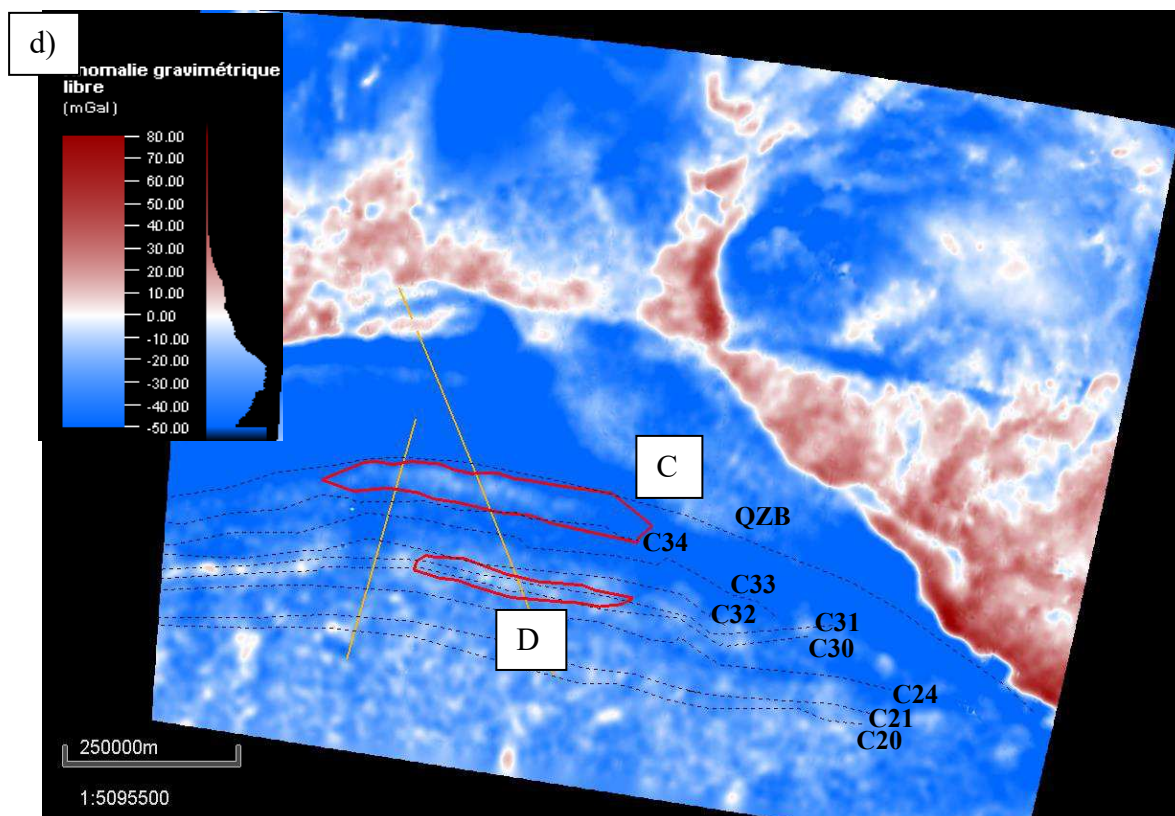
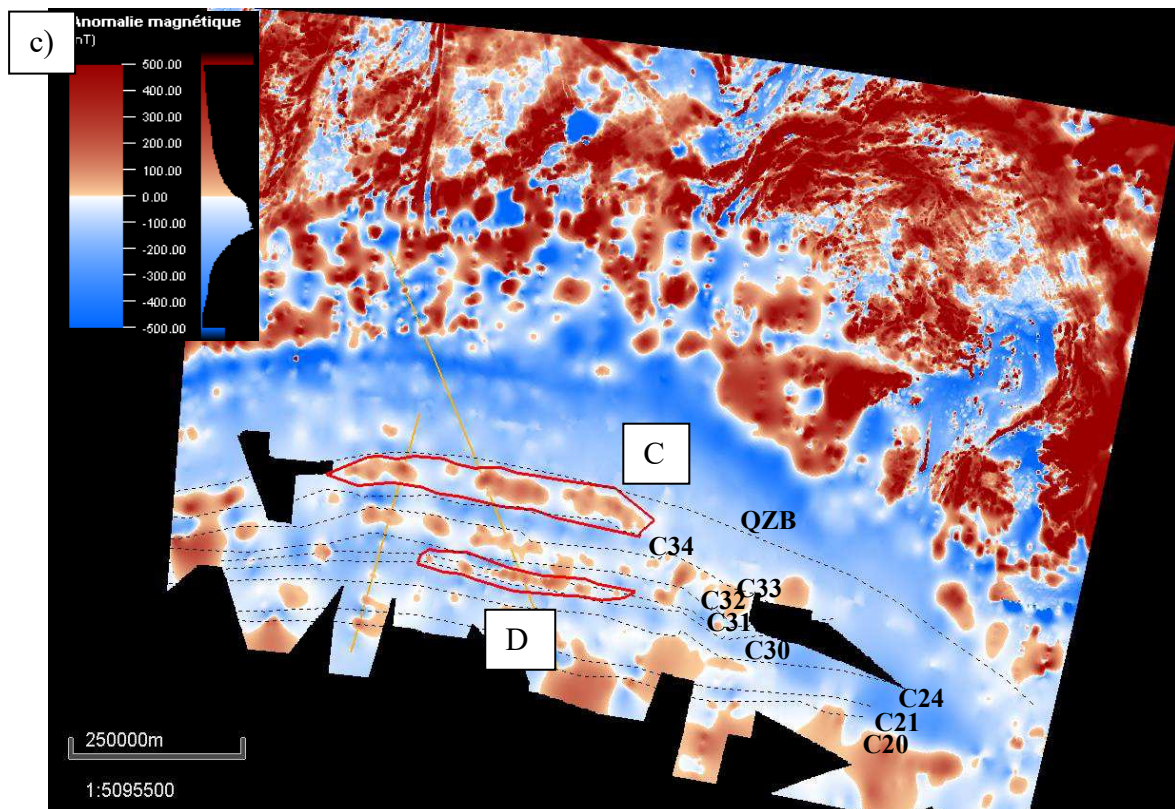


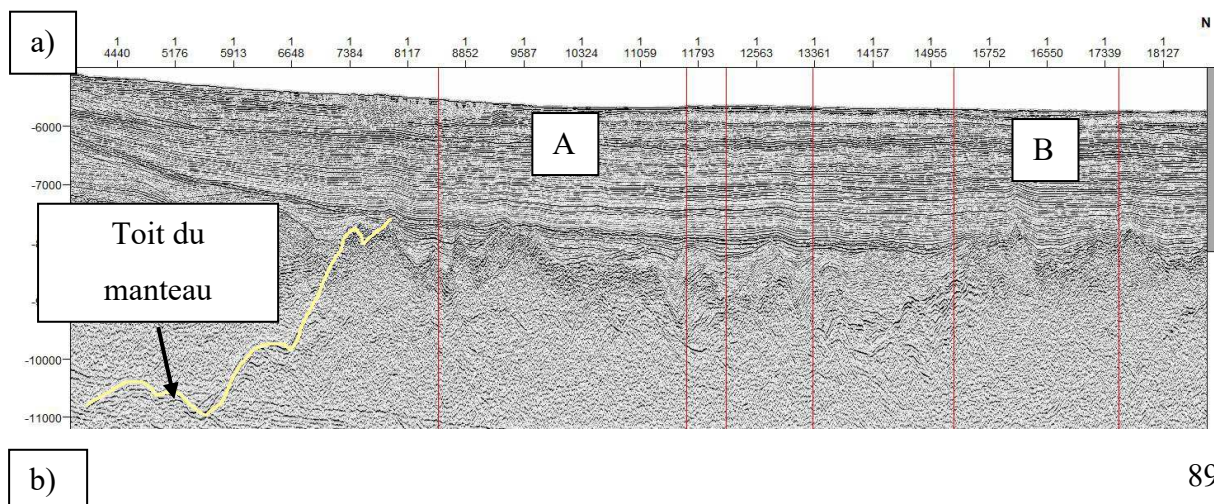
Figure 26 - position des corrélations d'anomalies magnétiques/gravimétriques pour les marges Antarctique (a/b) et Australie (c/d) ; les tirets noirs correspondent aux pointés des isochrones de Whittaker et al. (2007) selon le modèle de Tikku & Cande (1999)

3.2 Analyse conjointe avec les profils sismiques

Une fois que les corrélations sont identifiées, nous les projetons verticalement sur les lignes de sismique réflexion afin d'observer de possibles liens avec les limites structurales des marges conjuguées ou avec des événements tectono-magmatiques.

Nous projetons dans un premier temps les corrélations de la marge Antarctique sur la ligne 24 de la campagne GA228 (Figure 27, a)). Le premier résultat important montre la position de la corrélation A au-dessus d'un réflecteur très net. Ce dernier s'initie entre -11000 et -10500 s TWTT au niveau de la terminaison de la croûte continentale et remonte autour de -7500 TWTT. Ce réflecteur est de plus interprété comme le Moho continental dans les travaux d'interprétation récents (Gillard, 2014). Cette interprétation signifierait donc que la corrélation A se situe au niveau de la terminaison de la croûte continentale pour la marge Antarctique, c'est-à-dire au point d'exhumation du manteau serpentinisé. La corrélation B se situe quant à elle au niveau de la terminaison d'un bassin sédimentaire profond. D'après les travaux de Gillard (2014), il s'agit de la limite distale du domaine de manteau exhumé lié à la première faille de détachement. Le domaine plus au nord est le domaine de proto-croûte océanique, contenant plus d'additions magmatiques.

Côté australien, nous projetons les corrélations sur la ligne 03 de la campagne GA199 (Figure 27 b)). La corrélation C se situe au niveau d'un réflecteur très similaire à celui décrit au niveau de la terminaison de la croûte continentale de la marge Antarctique. Ce réflecteur est également interprété comme le Moho par les dernières études de la zone (Gillard, 2014). Quant à la corrélation D, on note à son niveau la présence d'un grand haut de socle, interprété comme un mont volcanique dans les travaux de Gillard (2014). Ce mont volcanique fait partie d'une série de monts sous-marins alignés le long de cette anomalie gravimétrique (Gillard et al., 2015).



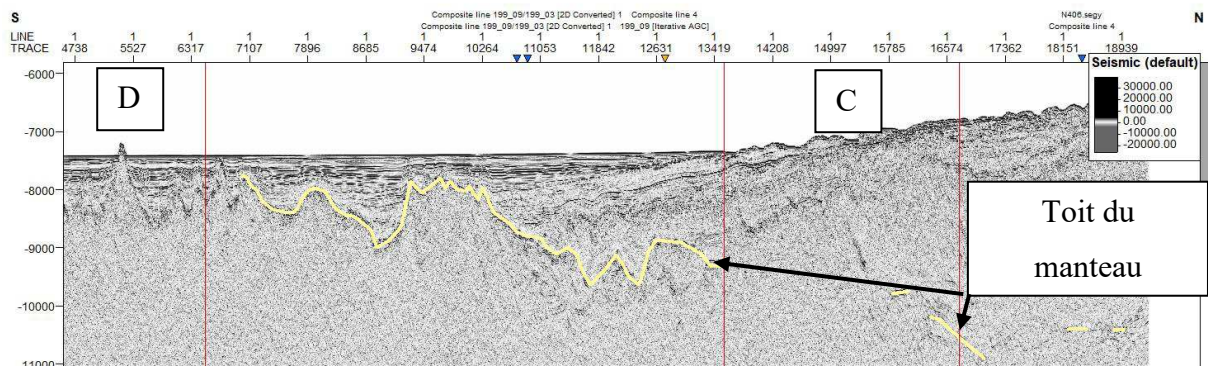


Figure 27 - corrélation des anomalies gravimétriques/magnétiques projetées verticalement sur les lignes de sismique réflexion GA228-24 (Antarctique, a) et GA199-03 (Australie, b)

Les premiers résultats montrent ainsi la corrélation systématique d'anomalies gravimétriques et magnétiques au niveau du point d'exhumation pour les marges conjuguées Australie-Antarctique, ainsi que certaines corrélées à des points d'addition magmatique ou à des remontées du toit du manteau serpentinisé lors du passage du domaine de manteau exhumé à la proto-croûte océanique. Ces dernières laissent donc supposer que l'origine de ces anomalies magnétiques peuvent être liées soit à un contraste d'aimantation entre des domaines structuraux, soit à des additions magmatiques linéaires.

Afin de pouvoir extraire plus d'informations sur les corrélations gravimétriques, nous appliquons différents opérateurs de méthodes potentielles abordés dans le chapitre 2.2.4.1.

3.3 Opérateurs sur cartes

Dans cette partie, nous appliquons les différents opérateurs de transformations décrits dans le chapitre 2.2.4.1 sur les cartes d'anomalies gravimétrique (Figure 28) et magnétique (Figure 29) des marges conjuguées Australie-Antarctique.

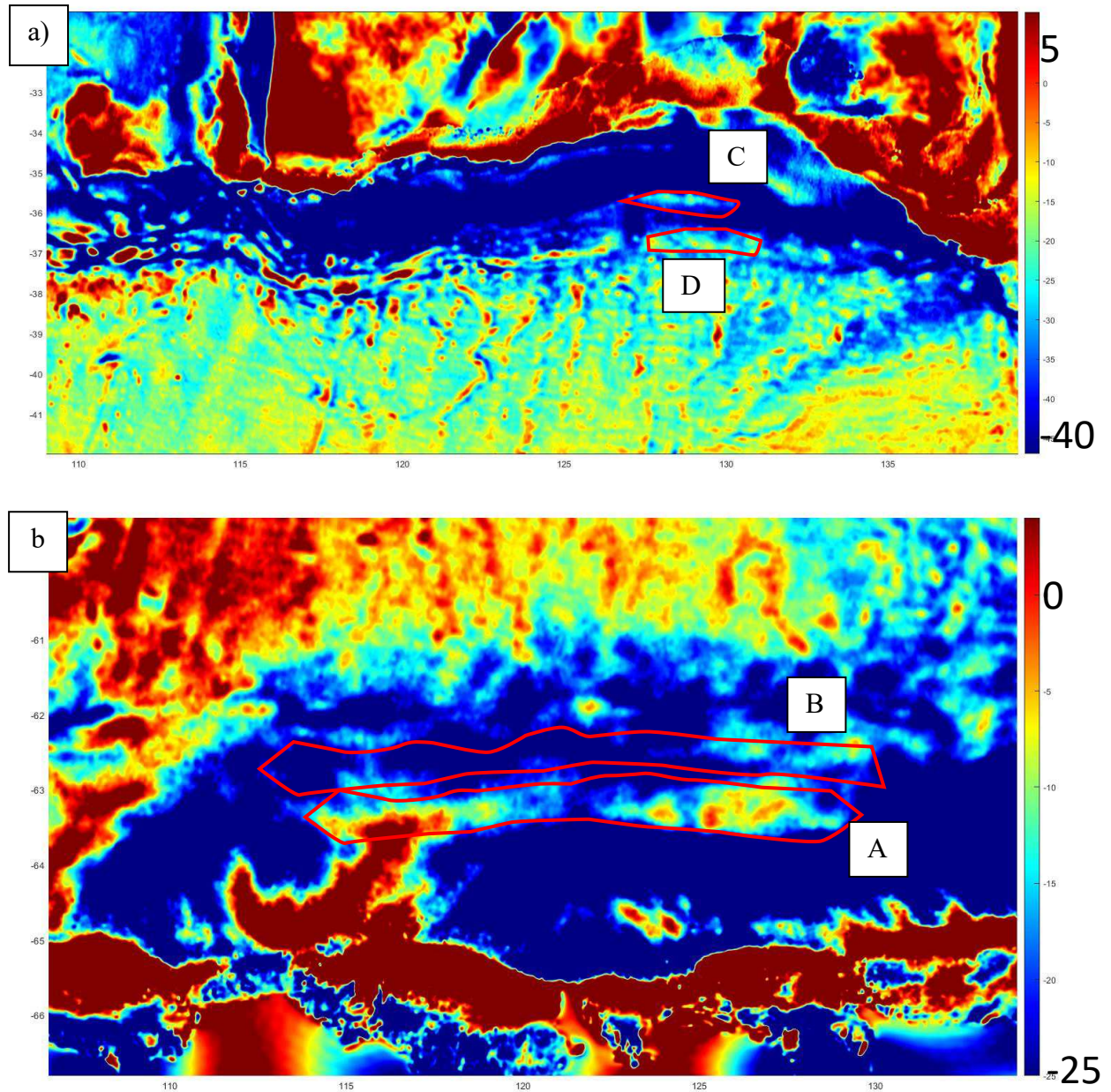


Figure 28 – Cartes de l'anomalie gravimétrique à l'air libre (mGal) des marges Australie (a) et Antarctique (b) avec les corrélations A, B, C, et D

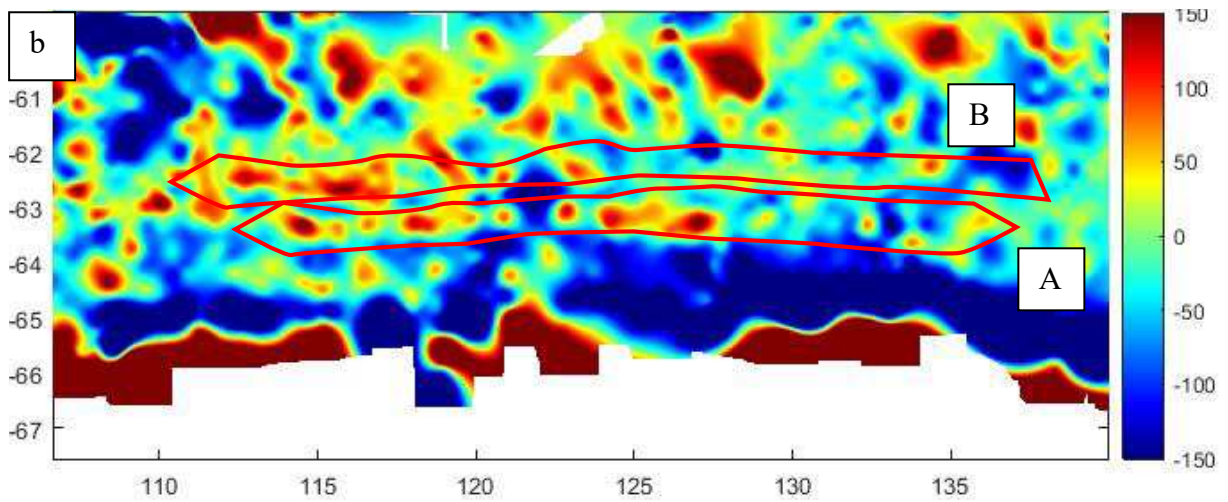
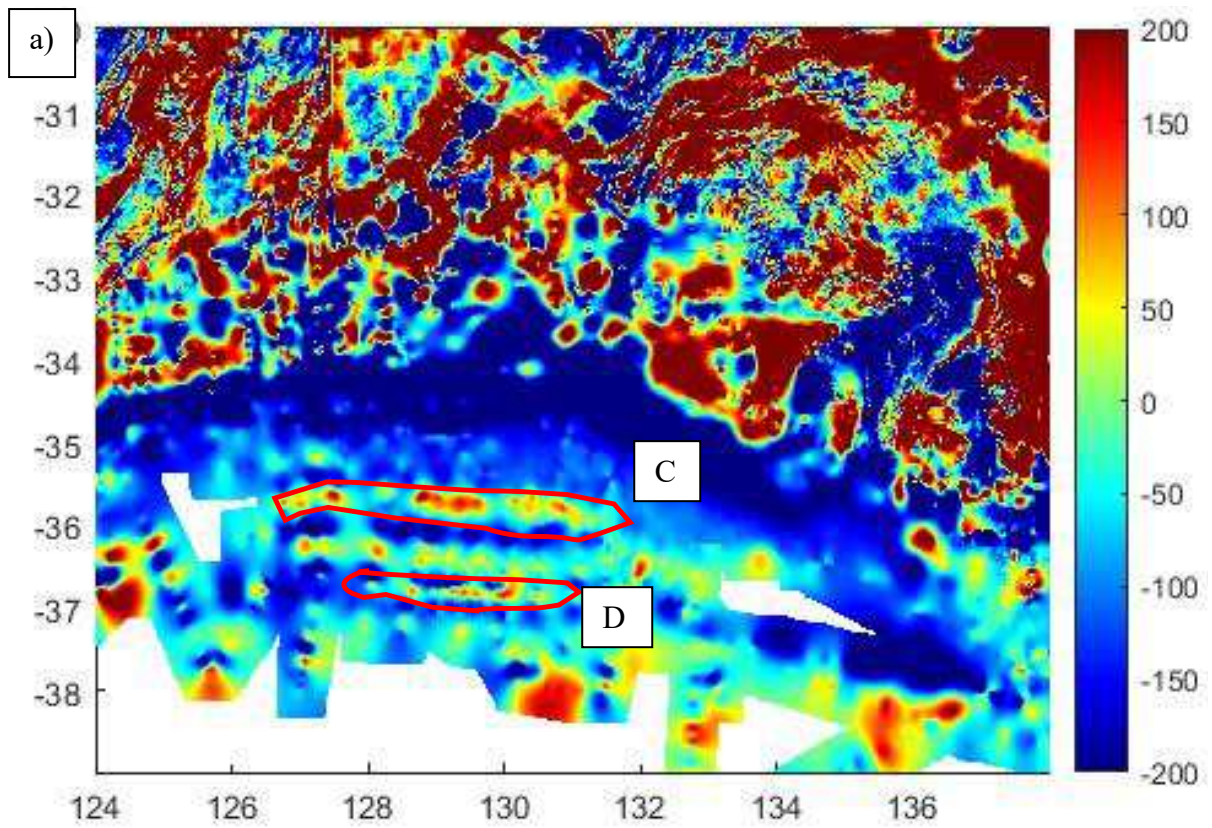
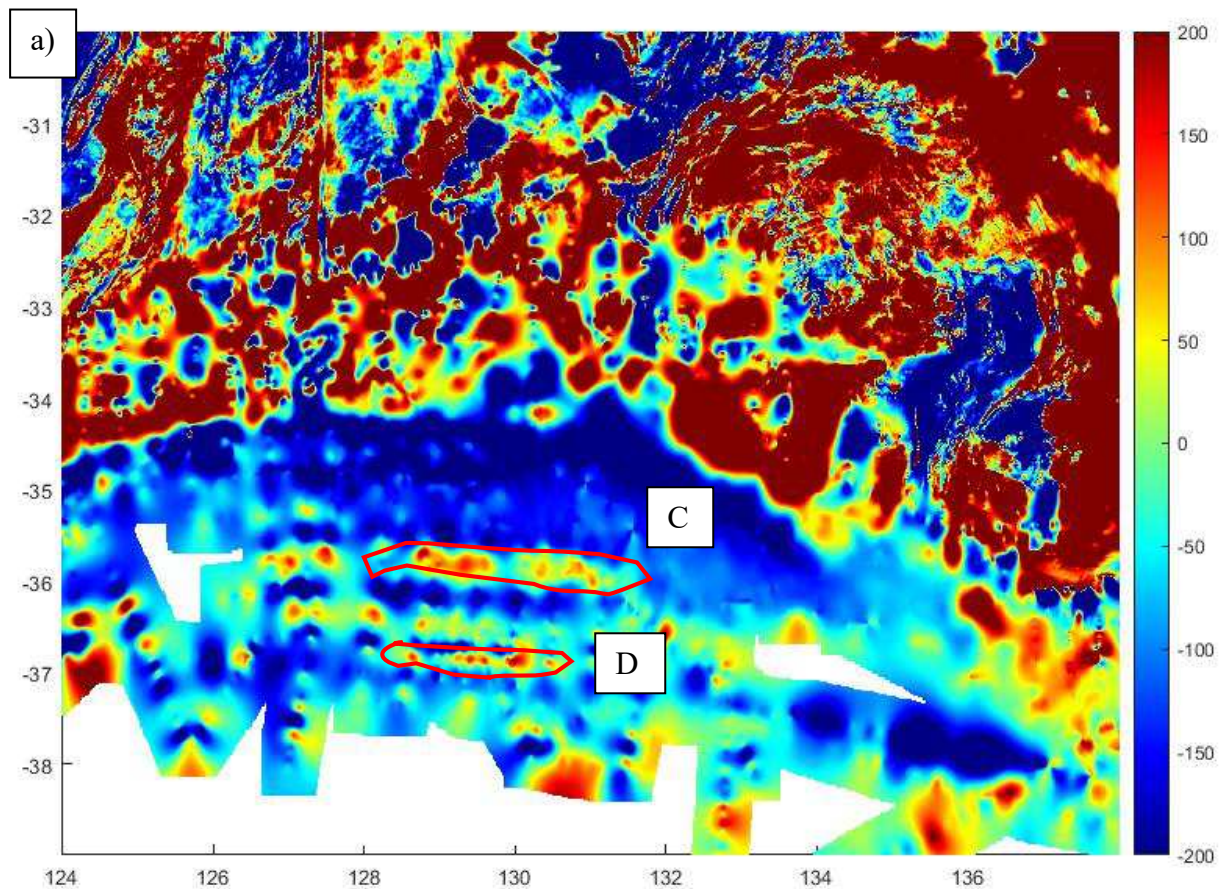


Figure 29 – Cartes de l'anomalie magnétique (nT) des marges Australie (a) et Antarctique (b) avec les corrélations A, B, C, et D

3.3.1 Double réduction aux pôles

L'anomalie magnétique est, dans un premier temps, réduite aux pôles (Figure 30). Du fait de la forte proximité des marges conjuguées australo-antarctiques par rapport au pôle Sud magnétique, l'effet de cet opérateur est modéré et n'entraîne pas une variation significative du signal. Les anomalies magnétiques de la marge australienne sont légèrement plus symétriques dans leurs géométries sans variation de leurs amplitudes. Quant aux anomalies de la marge antarctique, elles ne varient pas dans leurs géométries mais leurs maxima et minima sont réduits à la suite de l'application de la DRP.



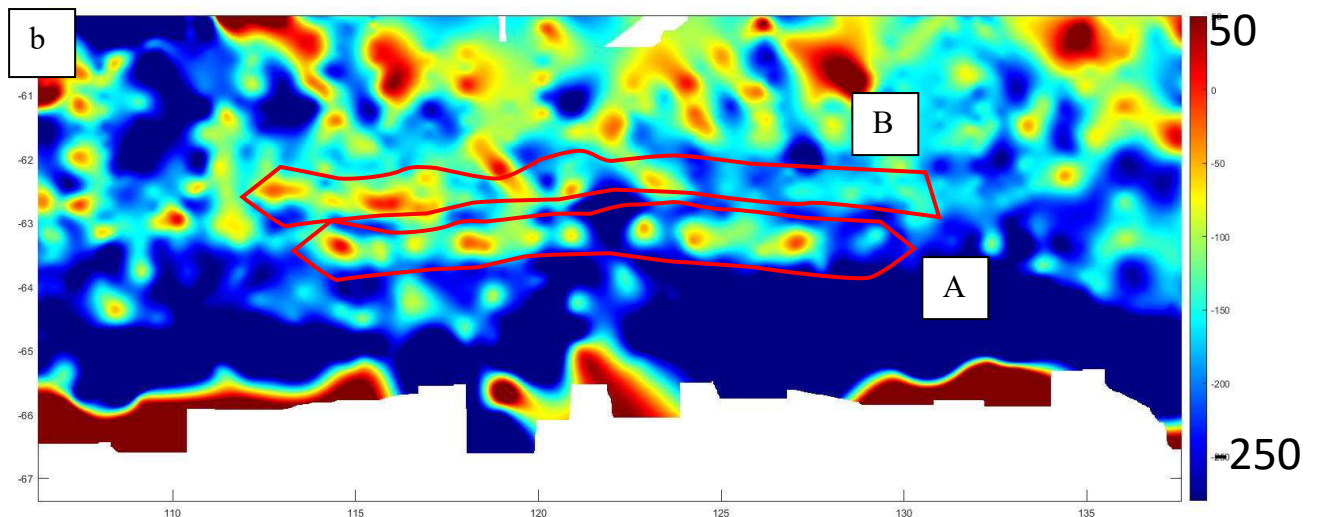


Figure 30 - Cartes de l'anomalie magnétique (nT) après double réduction aux pôles pour les marges Australie (a) et Antarctique (b) avec les corrélations A, B, C, et D

3.3.2 Dérivées verticales

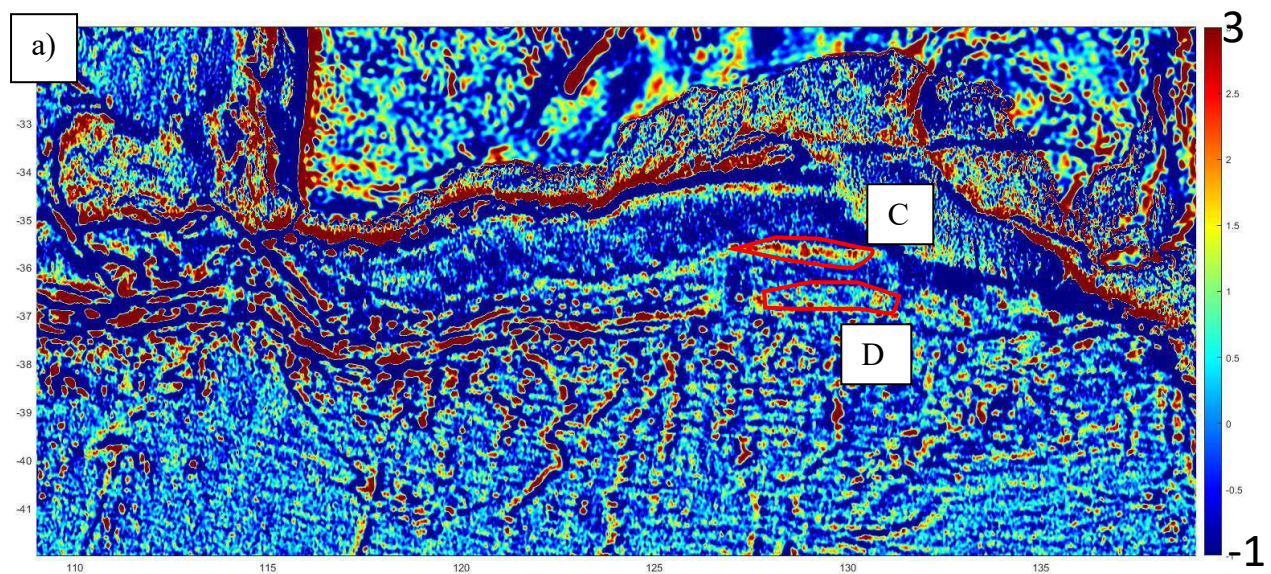
L'opérateur de dérivée verticale est appliqué à la fois pour l'anomalie gravimétrique à l'air libre et l'anomalie magnétique des marges conjuguées australo-antarctiques. L'intérêt est ici d'affiner la détection de possibles corrélations entre le signal gravimétrique et le signal magnétique observées en partie 3.1. La dérivée appliquée pour les anomalies gravimétriques et magnétiques est d'ordre 1, c'est-à-dire que le signal d'anomalie gravimétrique ou magnétique n'est dérivé dans la direction verticale qu'une seule fois, afin de ne pas trop amplifier le bruit.

3.3.2.1 Gravimétrie

Pour la marge australienne (Figure 31, a)), l'application d'une dérivée verticale d'ordre 1 permet de faire ressortir de façon significative les deux anomalies positives présentes dans la TOC et corrélées avec les anomalies magnétiques interprétées dans la littérature comme liées aux isochrones C34 et C33 (corrélation C et D, cf. partie 0, Figure 26). Ce résultat nous indique que les sources de ces anomalies gravimétriques seraient de faible longueur d'onde, et donc liées à des variations de densité localisées. Concernant l'anomalie la plus proche du continent australien, il est probable que sa source soit liée au contraste de densité entre la croûte continentale et le manteau exhumé observé sur les interprétations des lignes de sismique réflexion. A ce stade, la source de la seconde anomalie paraît plus incertaine. L'aspect linéaire de ces anomalies, déjà observable sur la carte simple d'anomalie gravimétrique à l'air libre, est renforcé par la dérivation verticale du signal. L'application de la dérivée verticale nous permet

en effet d'observer une prolongation vers l'Ouest de ces anomalies dans l'axe de la forte anomalie gravimétrique positive et linéaire située entre -37°N et -38°N et marquant le passage à la croûte océanique standard (signal d'anomalie gravimétrique plus faible au Nord de cette anomalie qu'au Sud et présence en dessous de -38°N de linéations d'orientation nord-est/sud-ouest marquant la terminaison des failles transformantes affectant la croûte océanique).

L'application de la dérivée verticale montre une influence des anomalies de faible longueur d'onde moins importante au niveau de la marge antarctique, les anomalies dérivées apparaissant comme moins continues et d'intensités plus faibles que pour la marge australienne (Figure 31, b)). Elle permet néanmoins de mieux définir l'anomalie gravimétrique liée à la corrélation gravimétrie/magnétisme A (cf. partie 0, Figure 26). La dérivée verticale d'ordre 1 permet également de dégager une linéation d'axe E-W à -62°N . Cette linéation montre ainsi une continuité entre les différentes anomalies gravimétriques liées à la corrélation B non visible sur la carte de l'anomalie gravimétrique à l'air libre (cf. partie 0, Figure 26)



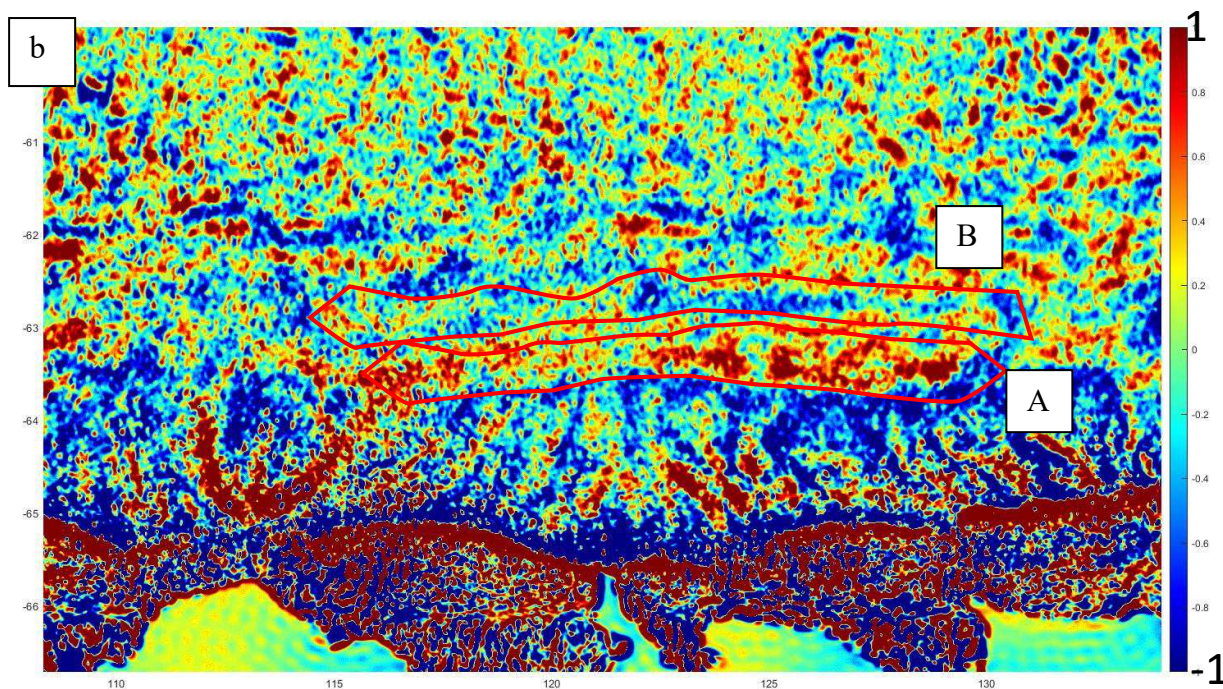


Figure 31 - Dérivée verticale d'ordre 1 (mGal/m) de l'anomalie gravimétrique à l'air libre des marges Australie (a) et Antarctique (b) avec les corrélations A, B, C, et D

3.3.2.2 Magnétisme

La dérivée verticale d'ordre 1 de l'anomalie magnétique de la marge australienne (Figure 32, a)) est marquée par la trace des profils ayant servi à construire la grille de (Petkovic et al., 1999), pouvant rendre l'interprétation difficile. La dérivée verticale d'ordre 1 permet néanmoins une meilleure distinction de la succession des anomalies magnétiques au sein de la TOC par rapport à la carte d'anomalie magnétique simple, les maxima et minima des différentes anomalies étant en effet clairement dissociés. Les anomalies prennent ainsi la forme de lignes de dipôles localisés au niveau des profils ayant servi à construire la grille. Cette meilleure distinction permet d'observer que l'anomalie magnétique la plus proche du continent et interprétée dans la littérature comme l'isochrone C34 (cf. partie 0) est localisée au même niveau que l'anomalie gravimétrique à l'air libre de la corrélation C.

La dérivée verticale de l'anomalie magnétique de la marge antarctique est quant à elle affranchie de la trace des profils (Figure 32, b)). Elle permet, de la même manière que pour la marge australienne, une amélioration de la distinction des anomalies situées dans la TOC (de -62°N à -66°N). L'anomalie magnétique linéaire située à -63°N montre alors clairement une corrélation dans sa position avec l'anomalie gravimétrique la plus proximale (cf. Figure 32Figure 31, b)), confirmant ainsi la corrélation A décrite en partie 3.1.

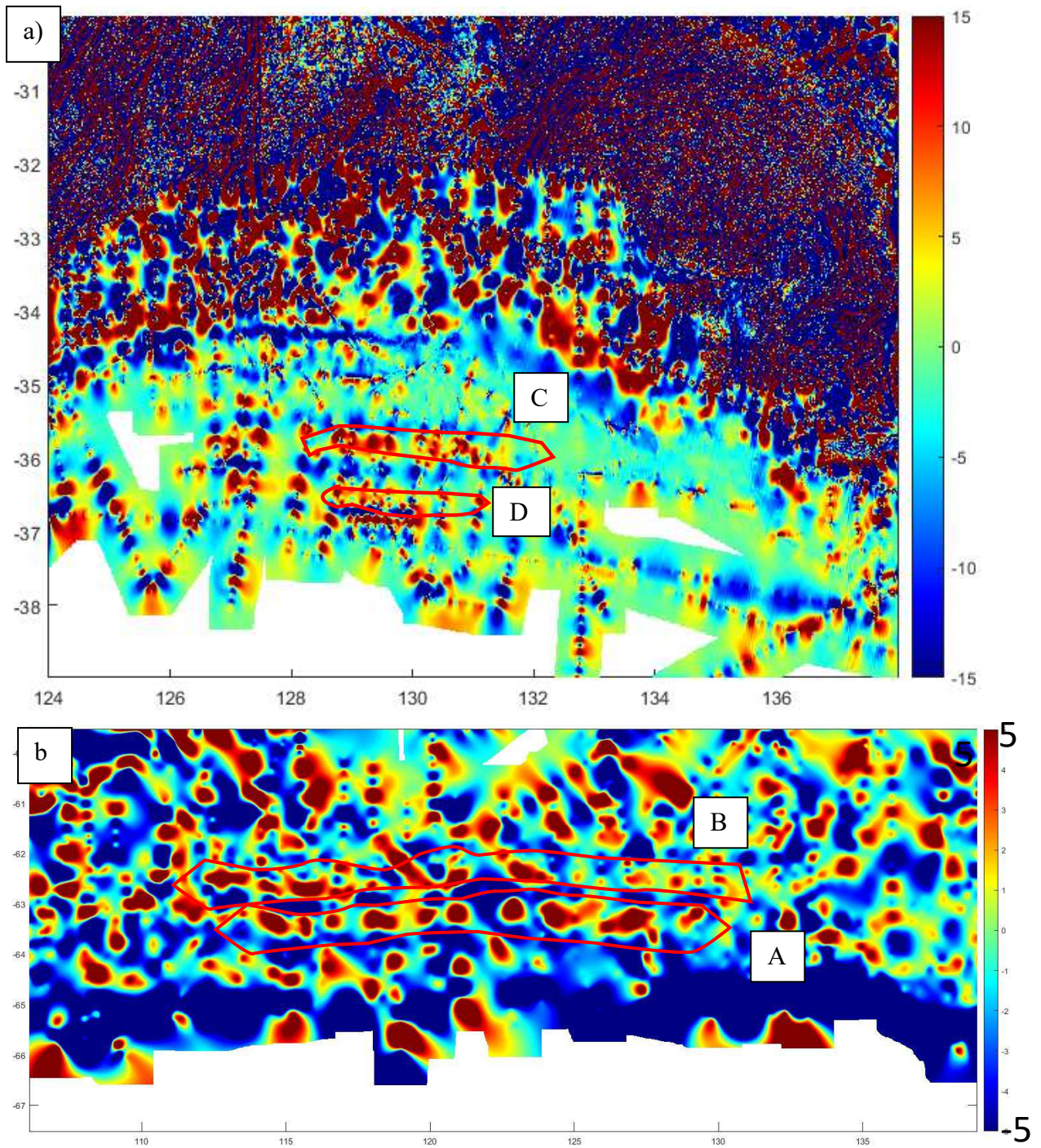


Figure 32 - Dérivée verticale d'ordre 1 (nT/m) de l'anomalie magnétique réduite aux pôles des marges Australie (a) et Antarctique (b) avec les corrélations A, B, C, et D

3.3.3 Dérivées horizontales

3.3.3.1 Gravimétrie

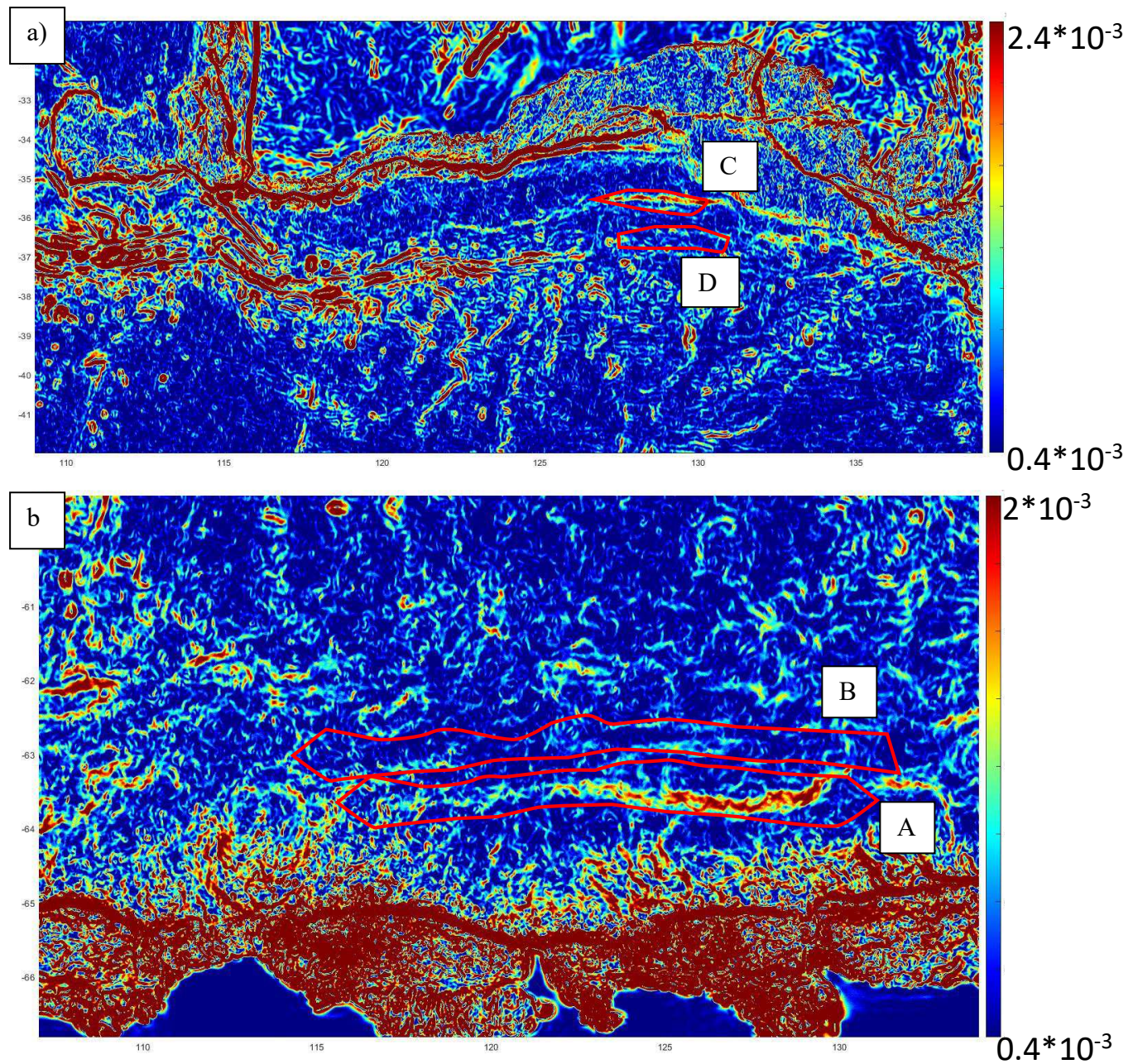


Figure 33 - Dérivée horizontale d'ordre 1 de l'anomalie gravimétrique à l'air libre des marges Australie (a) et Antarctique (b) avec les corrélations A, B, C, et D

3.3.3.2 Magnétisme

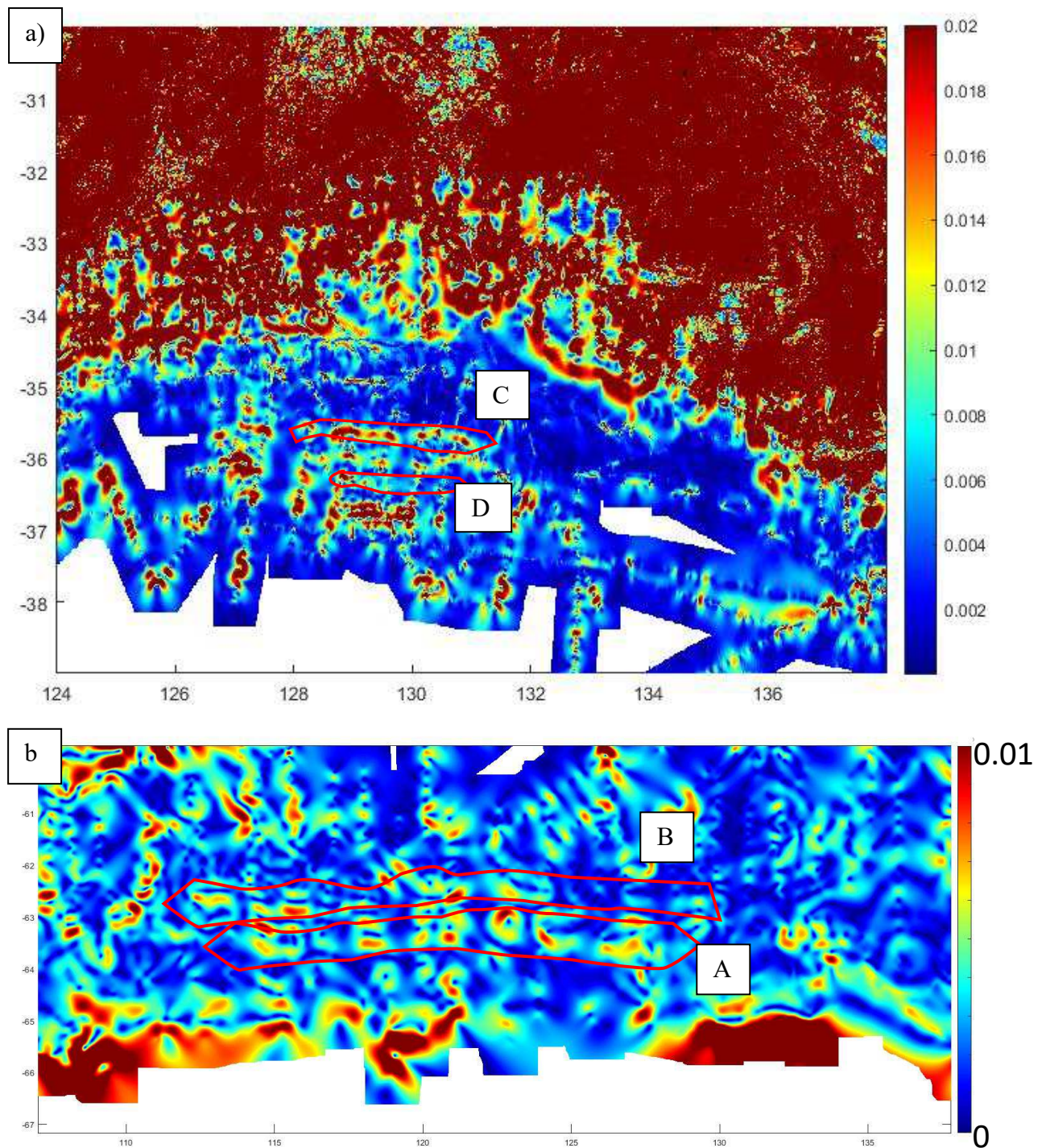


Figure 34 - Dérivée horizontale d'ordre 1 de l'anomalie magnétique réduite aux pôles des marges Australie (a) et Antarctique (b) avec les corrélations A, B, C, et D

Le résultat principal de l'application d'une dérivée horizontale d'ordre 1 est la mise en évidence de fortes similarités dans les limites de plusieurs anomalies gravimétriques et magnétiques des marges conjuguées australo-antarctiques. C'est particulièrement le cas pour la marge australienne (Figure 33 a) et Figure 34 a)) au niveau de laquelle une forme quasi-identique se dégage pour les deux types d'anomalies. On retrouve en effet une succession d'anomalies parallèles d'axe E-W se confondant une seule anomalie à l'Est de la marge australienne, et ce malgré la trace de profils pour la carte de dérivée horizontale de l'anomalie magnétique. La seule différence est alors la présence d'une anomalie magnétique dans le Great Australian Bight n'ayant pas d'équivalent dans la carte d'anomalie gravimétrique à l'air libre.

Au niveau de la marge antarctique, les tendances similaires entre l'anomalie gravimétrique à l'air libre et l'anomalie magnétique sont moins claires que pour la marge australienne (Figure 33 b), Figure 34,b). Il est néanmoins possible d'observer à nouveau une corrélation dans la limite des anomalies gravimétriques et magnétiques les plus proximales, renforçant ainsi la corrélation entre elles.

3.3.4 Signal analytique

Afin de localiser les maxima des anomalies gravimétriques et magnétiques des marges Antarctique et Australie au droit de leurs sources, un signal analytique d'ordre 1 leur est également appliqué (Figure 35, Figure 36).

3.3.4.1 Gravimétrie

Le signal analytique de l'anomalie gravimétrique à l'air libre de la marge australienne (Figure 35) montre une géométrie du maximum de l'anomalie similaire à celle de la dérivée horizontale, avec une convergence des anomalies à l'Est identifiable. L'analyse du signal analytique est néanmoins plus difficile en raison de valeurs au niveau de la terminaison de la croûte continentale qui a tendance à masquer le signal analytique, plus faible, de l'anomalie gravimétrique la plus proximale.

Le signal analytique de l'anomalie gravimétrique de la marge antarctique (Figure 35, b) montre quant à lui une délimitation assez nette de l'anomalie la plus proximale comme pour les opérateurs de dérivées verticales et horizontales.

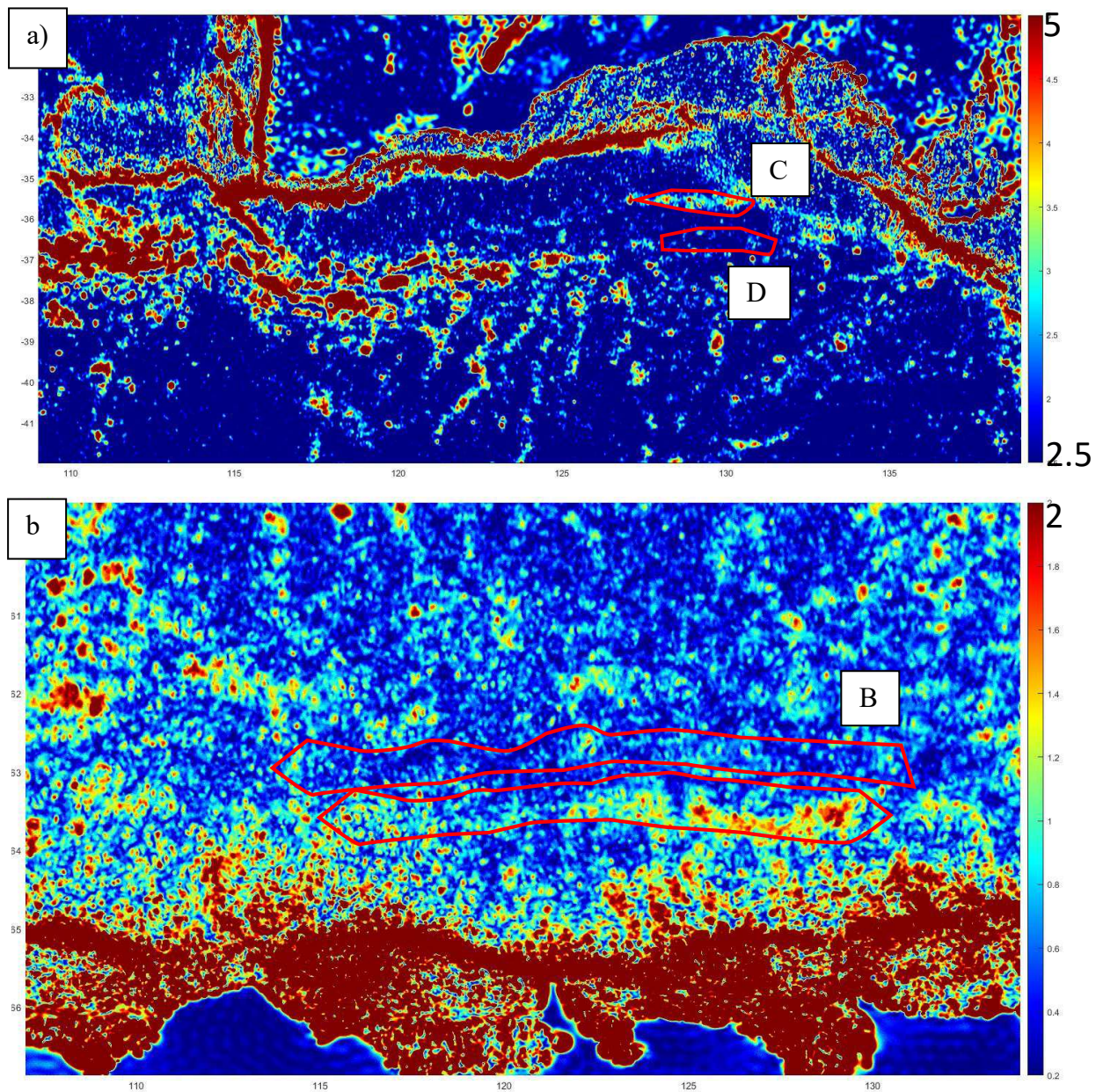


Figure 35 - Signal analytique (mGal/m) de l'anomalie gravimétrique à l'air libre des marges Australie (a) et Antarctique (b) avec les corrélations A, B, C, et D

3.3.4.2 Magnétisme

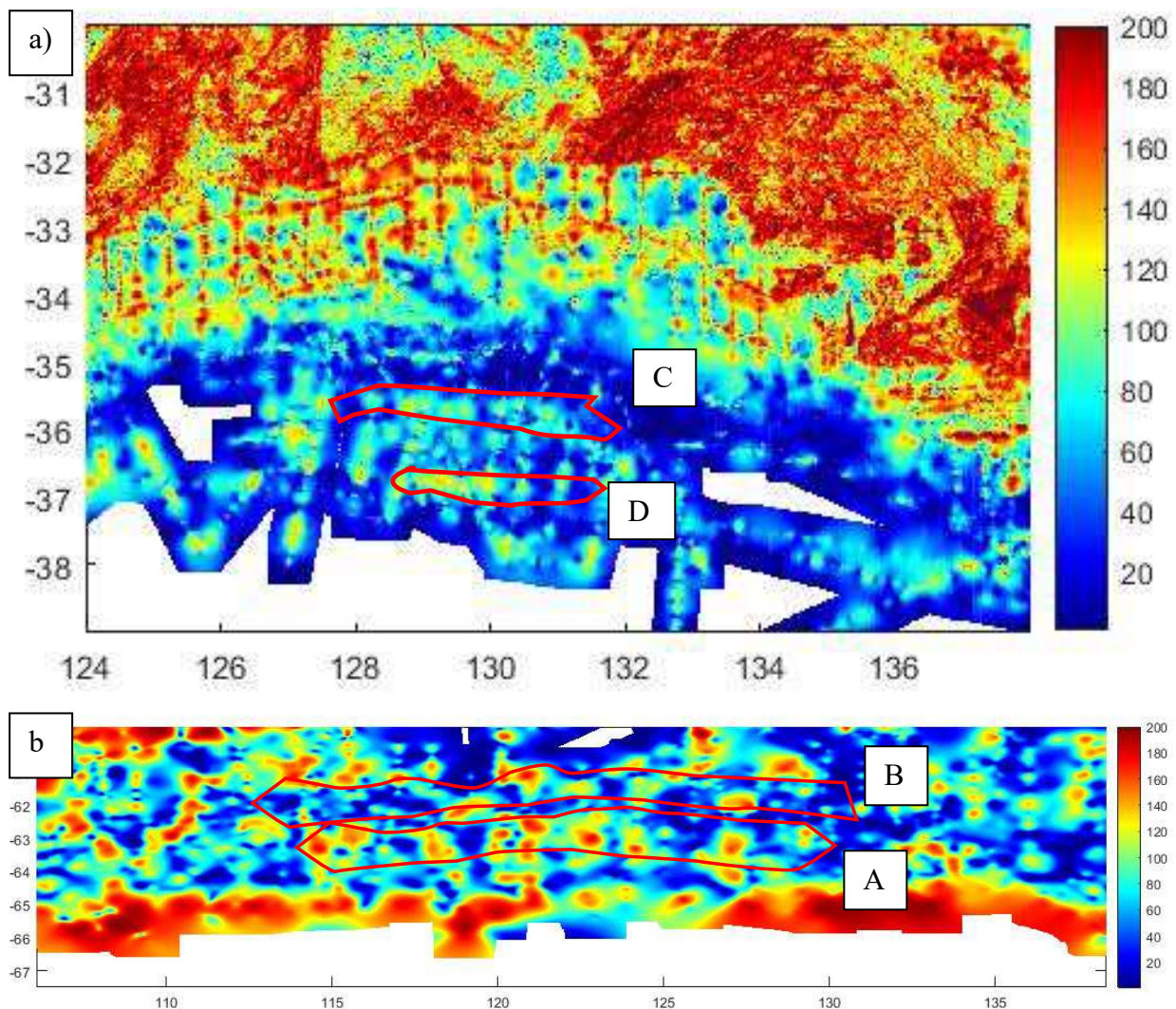


Figure 36 - carte du signal analytique (nT/m) de l'anomalie magnétique réduite aux pôles des marges Australie (a) et Antarctique (b) avec les corrélations A, B, C, et D

Le signal analytique de la marge antarctique (Figure 36, b)) montre une série de maxima pseudo-circulaires d'une valeur de 140 à 160 nT/m. Le signal analytique de la marge australienne (Figure 36, a)) montre des linéations de maxima mieux définies que pour la marge antarctique. Leurs valeurs sont comprises entre 100 et 120 nT/m. Le résultat principal pour la marge australienne est, comme pour l'opérateur de dérivée horizontale, la forte similarité de la forme du signal analytique de l'anomalie magnétique avec celui de l'anomalie gravimétrique. Le résultat est moins clair pour le signal analytique de la marge antarctique où la série de maxima pseudo-circulaires est moins bien corrélée avec le signal analytique de l'anomalie gravimétrique à l'air libre.

L'application d'opérateurs de transformation sur l'anomalie magnétique et l'anomalie gravimétrique à l'air libre des marges conjuguées australo-antarctiques permet ainsi de confirmer les corrélations déduites d'une première interprétation de ces anomalies. Les résultats conjoints similaires, en particulier pour la marge australienne, montrent ainsi un lien entre les anomalies magnétiques et gravimétriques. La dérivée verticale montre une position similaire pour les anomalies les plus proximales tandis la dérivée horizontale et le signal analytique mettent en évidence une corrélation dans la géométrie des sources de plusieurs anomalies, ainsi que dans la localisation du maximum des anomalies. Ces résultats, couplés aux interprétations des lignes de sismique réflexion, supposent fortement un lien entre les sources des anomalies magnétiques et gravimétriques.

Certaines anomalies magnétiques, notamment l'anomalie magnétique centrale dans le Great Australian Bight, ne présentent cependant pas de corrélation claire avec l'anomalie gravimétrique à l'air libre. Certains opérateurs, notamment le signal analytique pour la marge antarctique, sont quant à eux moins concluants. Cela peut être dû au fait que la couverture sédimentaire est plus importante au niveau de la marge antarctique que pour la marge australienne. Cette couverture pourrait en effet atténuer le signal d'anomalie, en particulier celui de l'anomalie magnétique, et réduire l'effet des opérateurs. Afin de confirmer les liens entre l'anomalie magnétique et l'anomalie gravimétrique des marges australo-antarctiques et de pouvoir interpréter les anomalies ne présentant pas de corrélation claires, une interprétation des profils d'anomalies magnétiques et gravimétriques sous forme de modélisation est appliquée afin de pouvoir suivre l'évolution latérale des anomalies.

4 Modélisation des anomalies gravimétriques et magnétiques des marges Australie/Antarctique

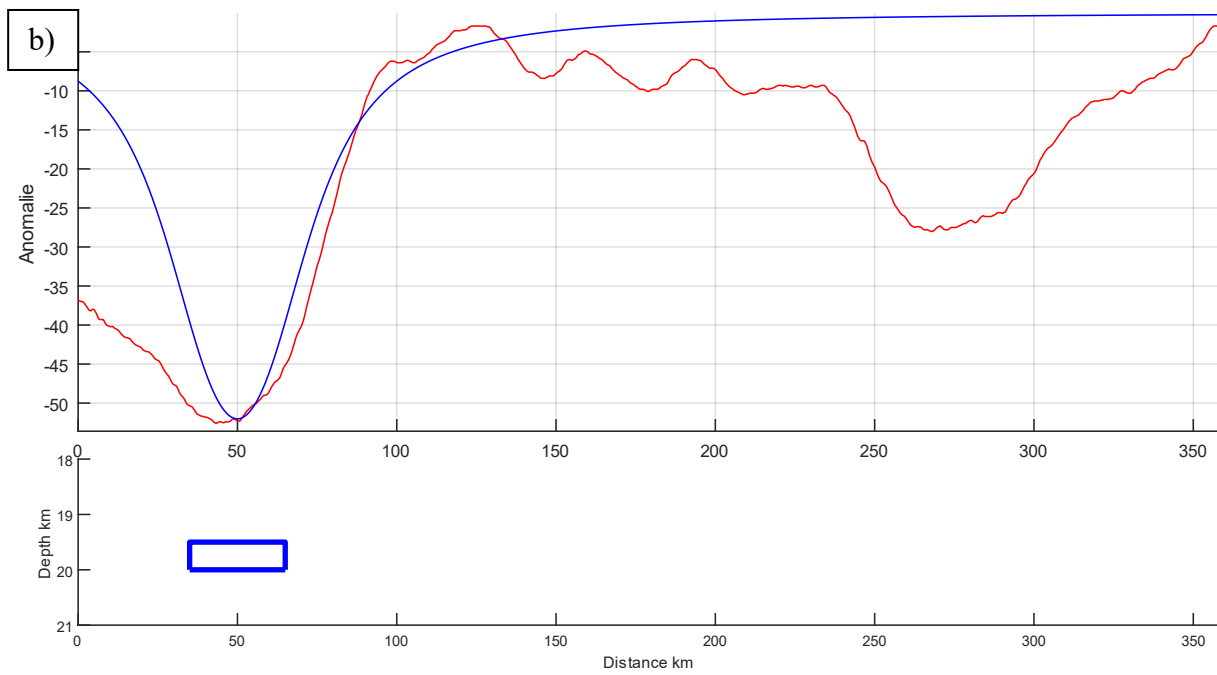
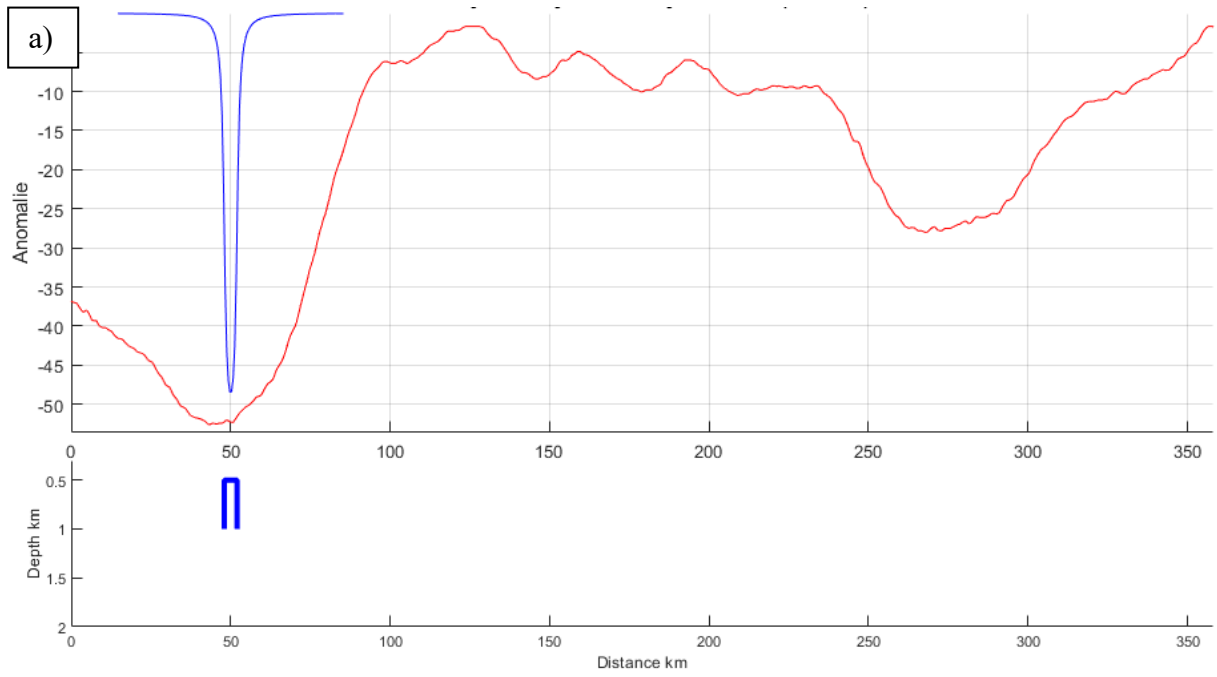
4.1 Gravimétrie

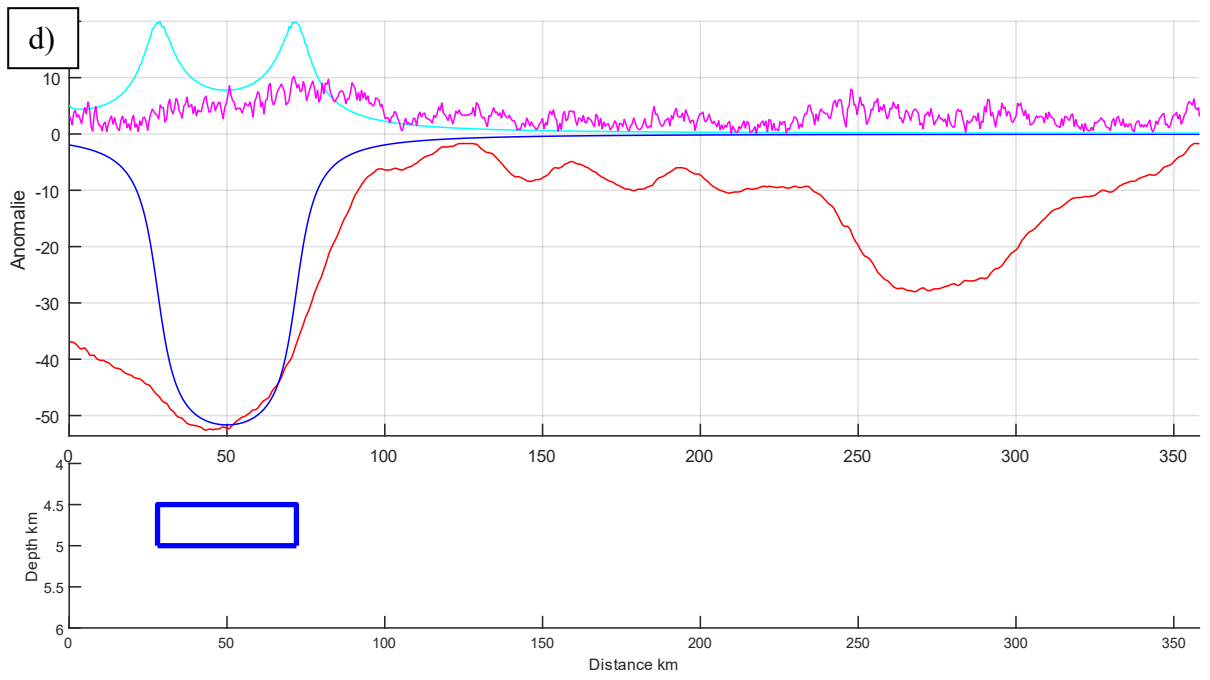
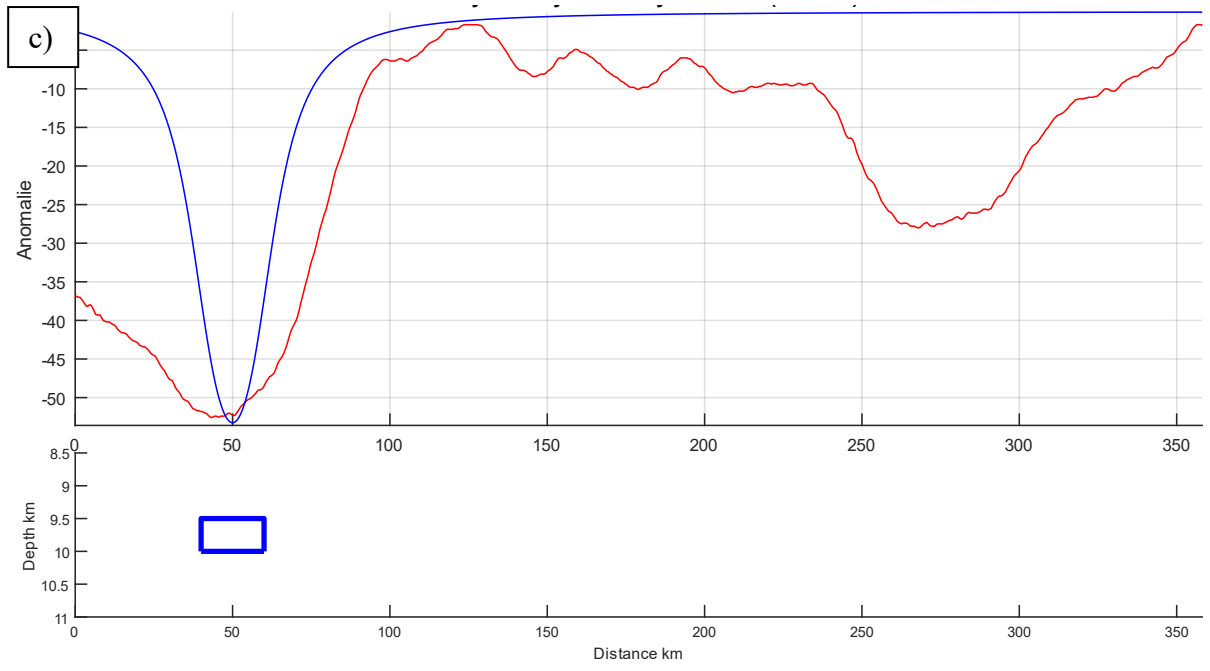
Les modélisations suivantes portent dans un premier temps sur l'anomalie gravimétrique le long des marges Australie-Antarctique. Comme il est rappelé dans le chapitre 2.2.3.1, les paramètres influant sur l'anomalie gravimétrique sont les variations de densité du sous-sol ainsi que la géométrie des corps. Ces deux paramètres sont ainsi ceux pris en compte pour l'application des problèmes direct et inverse au niveau des marges Australie-Antarctique. On s'intéresse ici à l'anomalie gravimétrique à l'air libre et les données utilisées pour la modélisation proviennent des campagnes GA-228 (Antarctique) et GA-199 (Australie), détaillées dans le chapitre 2.1.1..

4.1.1 Estimation de la profondeur des sources

4.1.1.1 Blocs

Une première approche pour estimer la profondeur des sources des anomalies gravimétriques des larges australo-antarctiques est d'utiliser des blocs représentant les structures géologiques dont la position, la densité et la géométrie sont modifiées de façon empirique. Elle est appliquée tout d'abord pour l'Antarctique (Figure 37). On se focalise ici sur l'anomalie gravimétrique négative la plus continentale (50 km). Il apparaît que des sources peu profondes (Figure 37, a)) ne permettent pas d'expliquer correctement l'anomalie au niveau de sa géométrie. Les sources profondes à 20 km (Figure 37, b)) nécessitent quant à elles un déficit de densité non réaliste (-6). A 10 km de profondeur (Figure 37, c)), la solution est plus satisfaisante mais le déficit de masse n'apparaît pas réaliste (densité de -4,5) et la longueur d'onde de l'anomalie n'est pas bien restituée. Les solutions à 5 (Figure 37, d)) et 8,5 km (Figure 37, e)) sont les plus satisfaisantes, avec une meilleure restitution des mesures et un déficit de masse plus réaliste (densités de -2,75 et -2,85). Le signal analytique nous permet de plus de privilégier la solution à 8,5 km (Figure 37, e). L'application de cet opérateur montre en effet une meilleure corrélation entre les données et le modèle que pour la solution à 5 km (Figure 37, d).





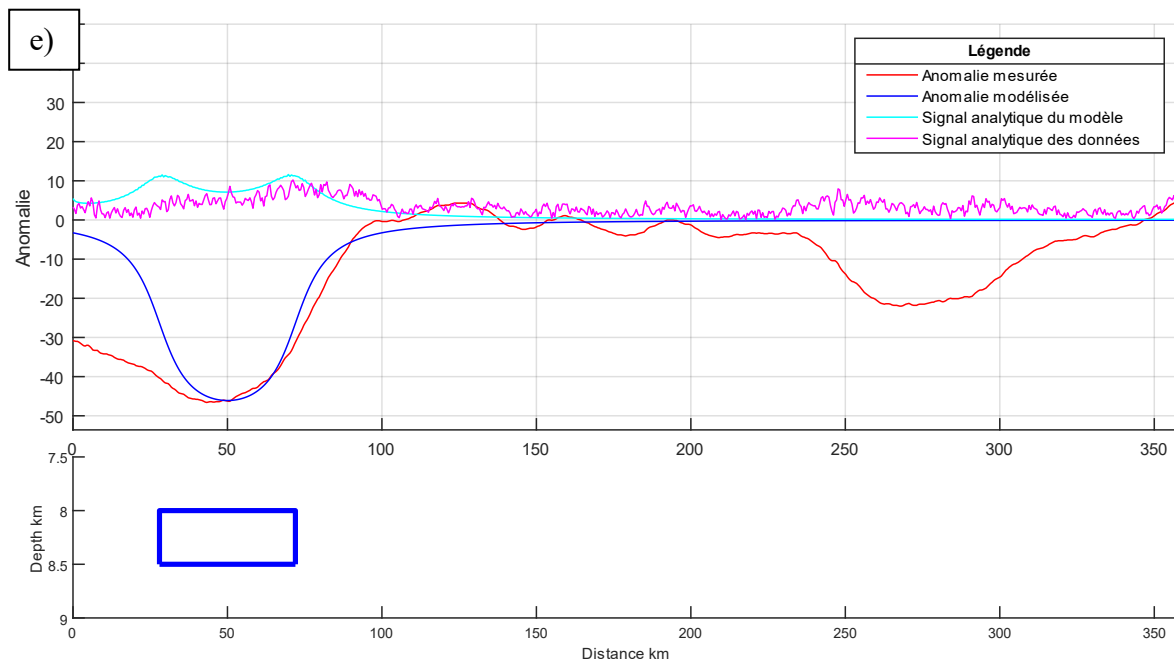
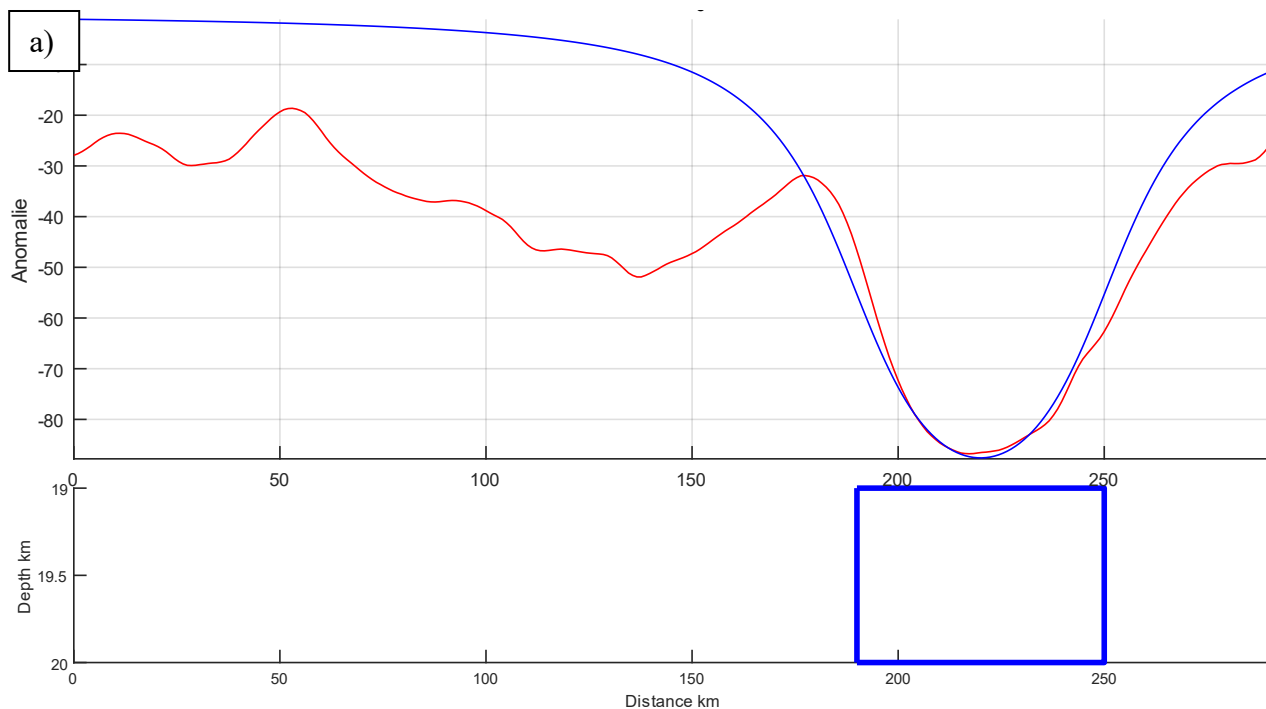


Figure 37 - modélisation de l'anomalie gravimétrique du profil GA228-24 par le biais de blocs de densité -1 (a), -6 (b), -4(c), -2,75 (d) et -2,85 (e)

Concernant la marge australienne (Figure 38), la modélisation de la source de l'anomalie apparaît plus compliquée. La meilleure profondeur pour les anomalies les plus fortes semble être entre 19 et 20 km, comme semble le montrer l'application du signal analytique.



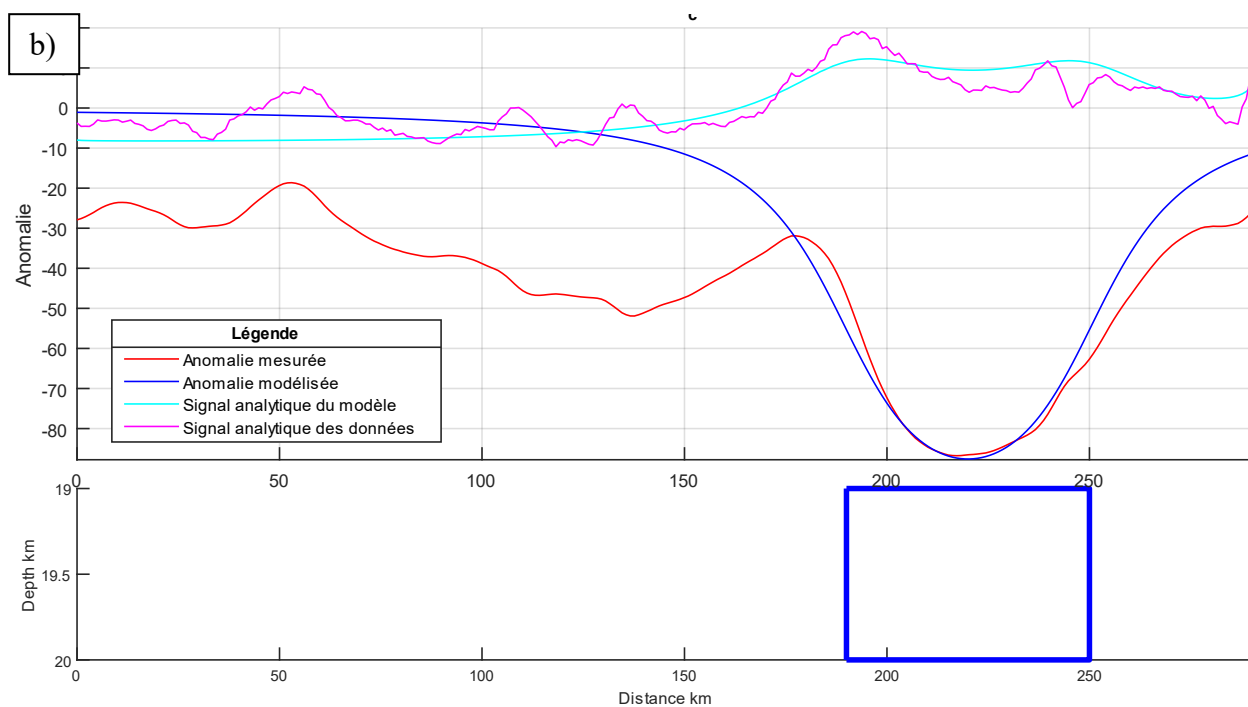
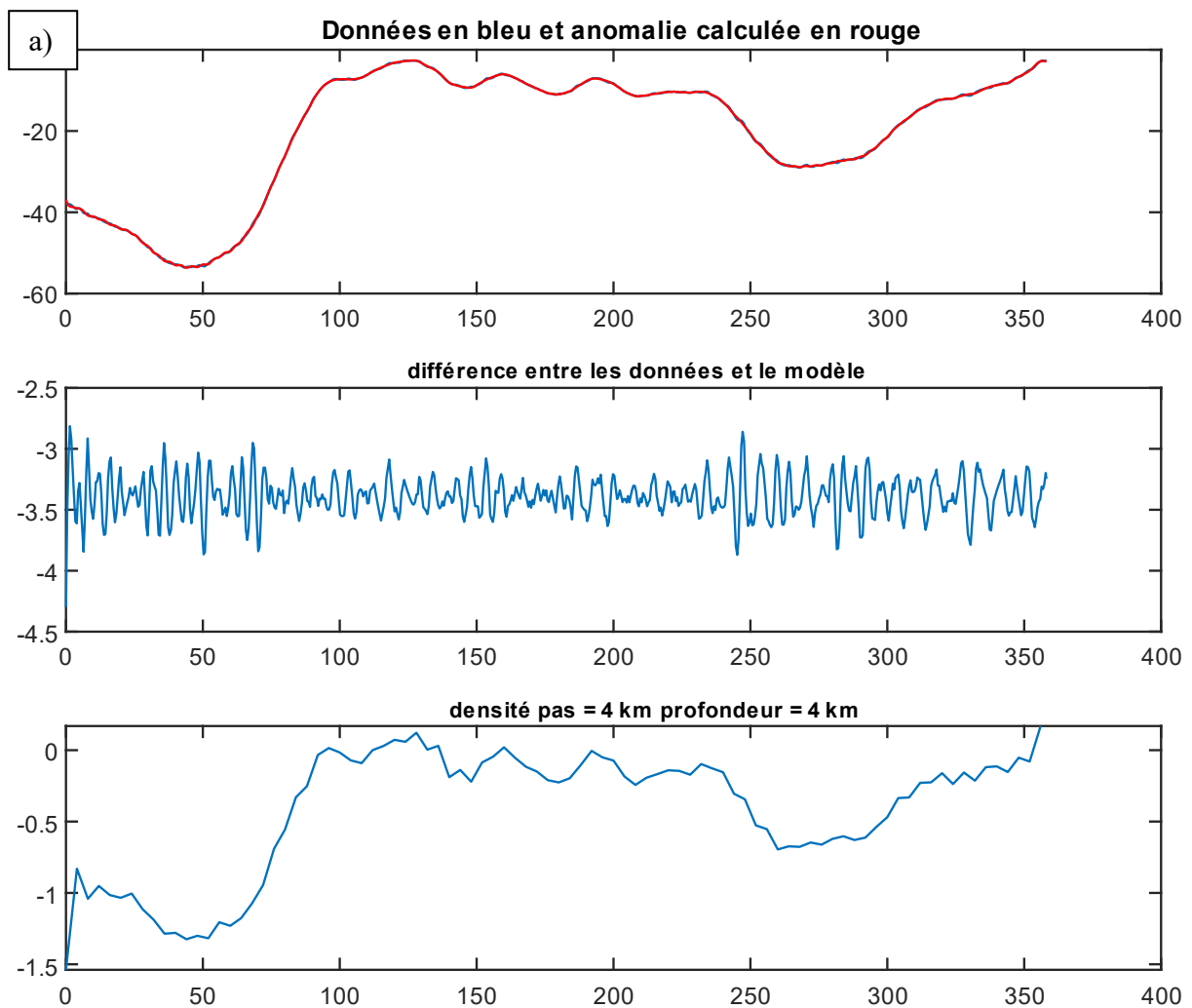


Figure 38 – modélisation de l’anomalie gravimétrique du profil GA199-05 par le biais de blocs de densité de -3,3 (a), et -2,5 (b)

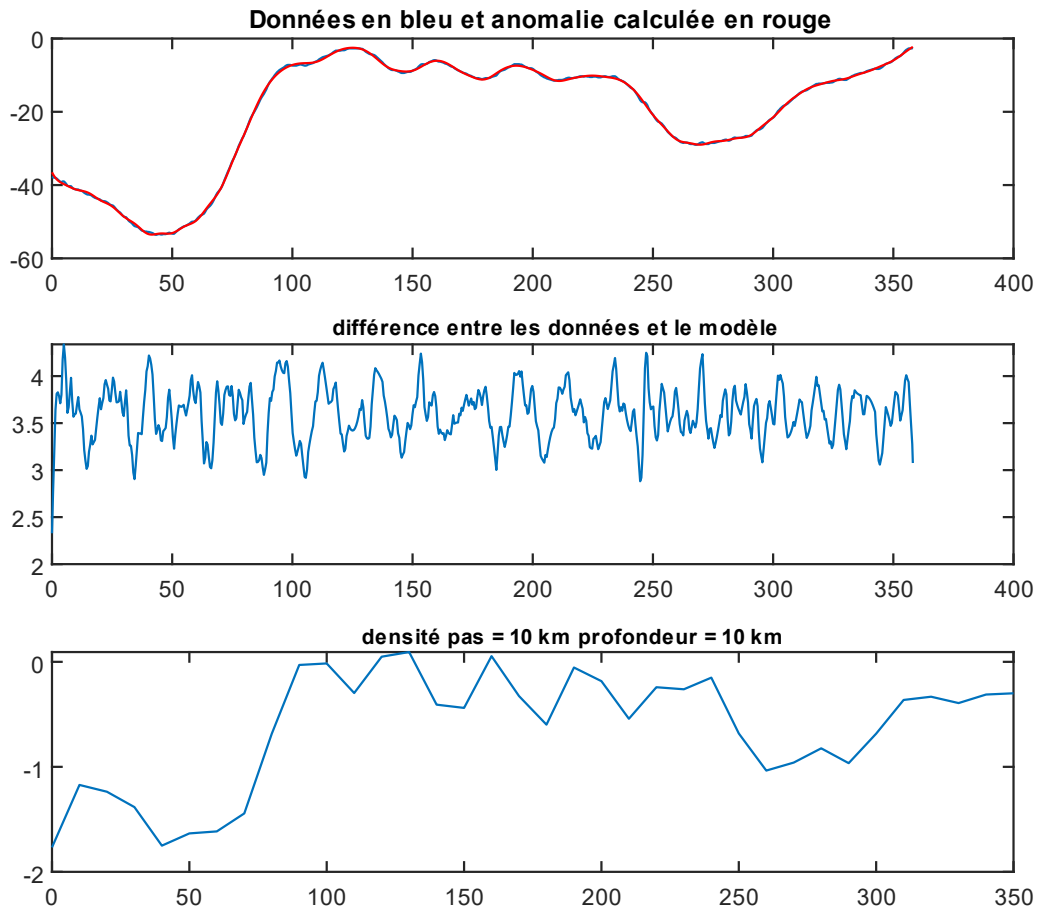
Cette approche permet ainsi d’estimer la position idéale des sources des anomalies les plus fortes des marges australo-antarctique aux alentours de 20 km de profondeur. Elle ne permet pas cependant de déterminer avec précision jusqu’à quelle profondeur ces sources peuvent se situer. Une telle approche, si elle peut être utile pour une anomalie unique, peut de plus s’avérer laborieuse pour modéliser une succession d’anomalies complexes, comme c’est le cas pour les marges australo-antarctique. Afin d’affiner cette localisation des sources et de l’étendre à l’ensemble des anomalies des deux marges, nous appliquons la méthode de la couche équivalente (cf. chapitre 2.2.5).

4.1.1.2 Couche équivalente

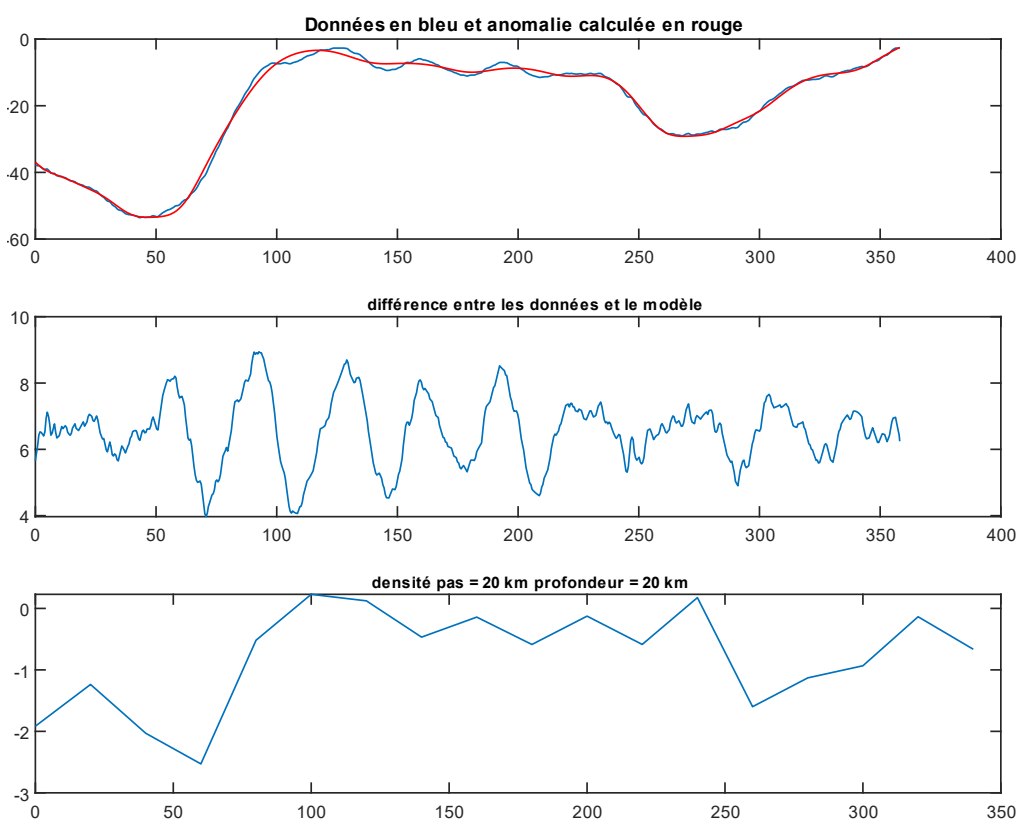
La couche équivalente pour la marge antarctique (Figure 39) montre une bonne restitution de l'anomalie gravimétrique pour des solutions à faible (Figure 39, a)) et moyenne profondeur (Figure 39, b)). En effet le modèle permet de restituer toutes les fréquences des mesures avec de faibles différences entre eux. Il apparaît que le modèle commence à présenter des divergences significatives avec les mesures et permet plus de reproduire les fréquences les plus faibles (anomalies de 100 à 200 km). La couche équivalente permet donc d'estimer une profondeur maximale de 20 km pour les sources des anomalies gravimétriques.



b)



c)



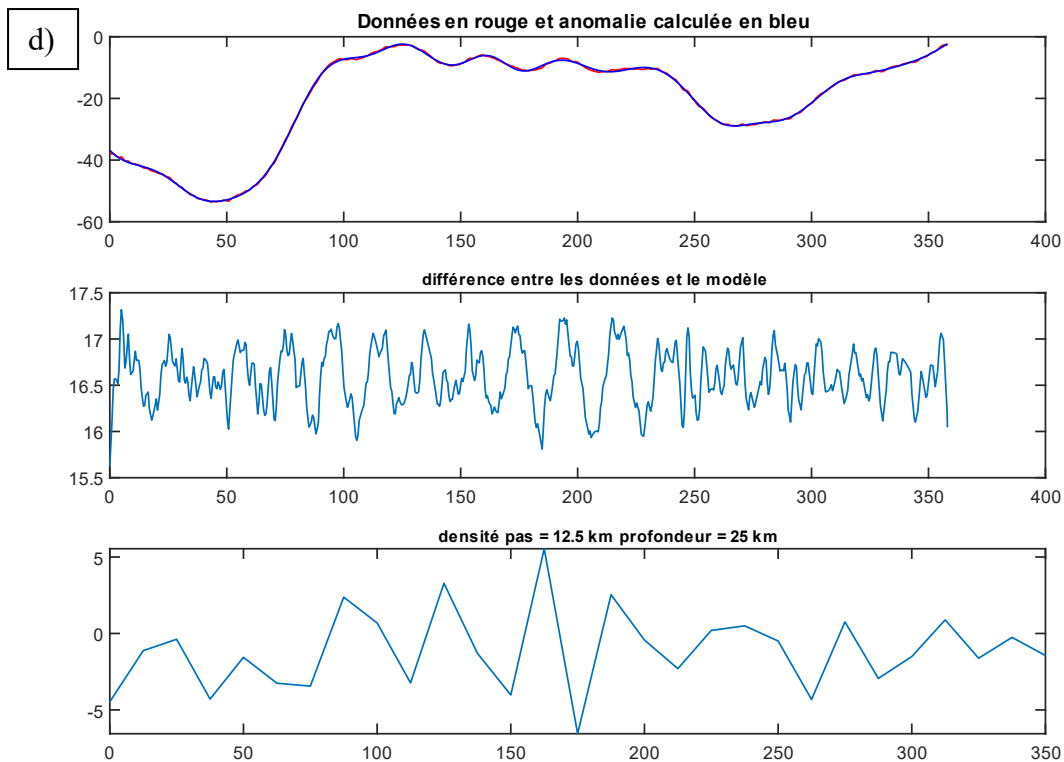
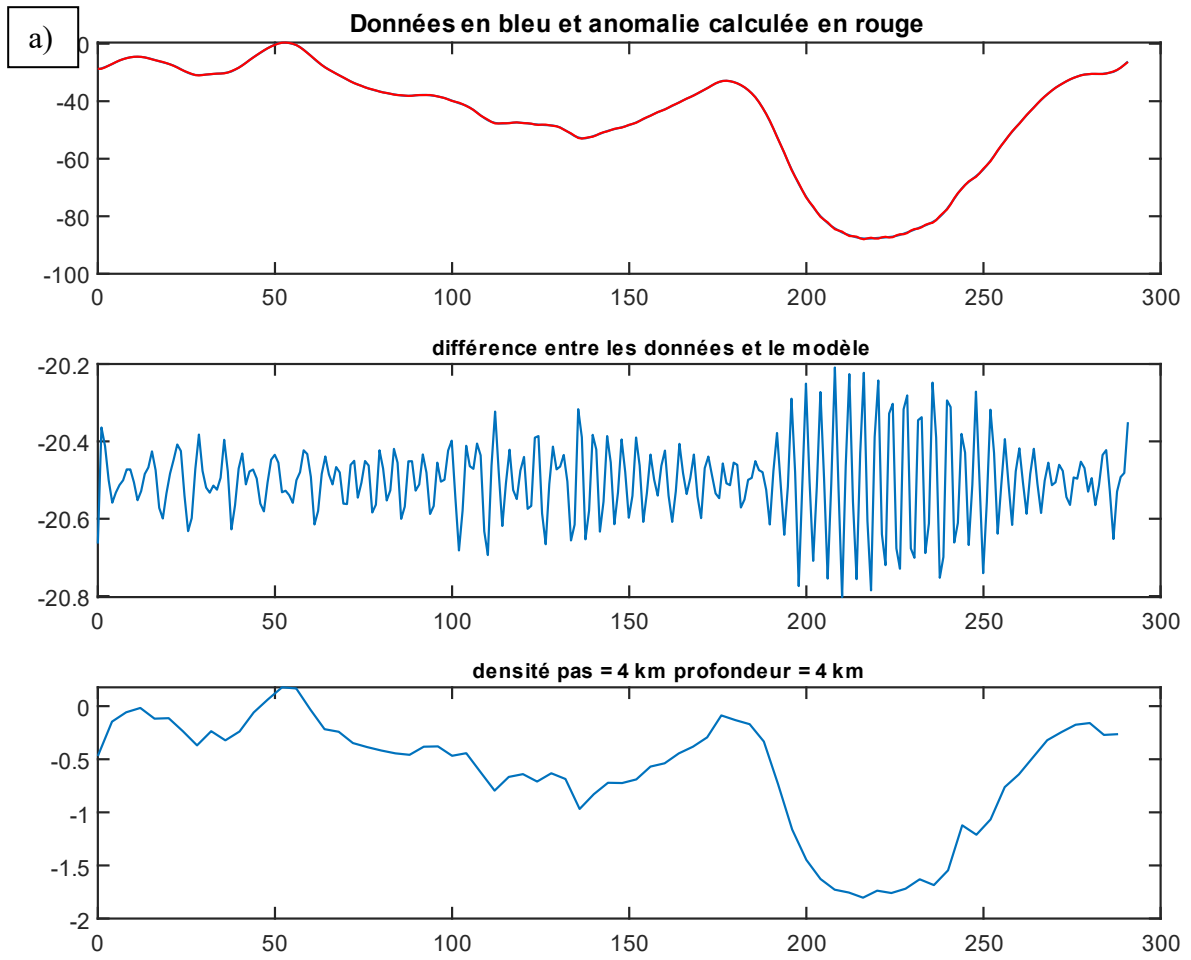
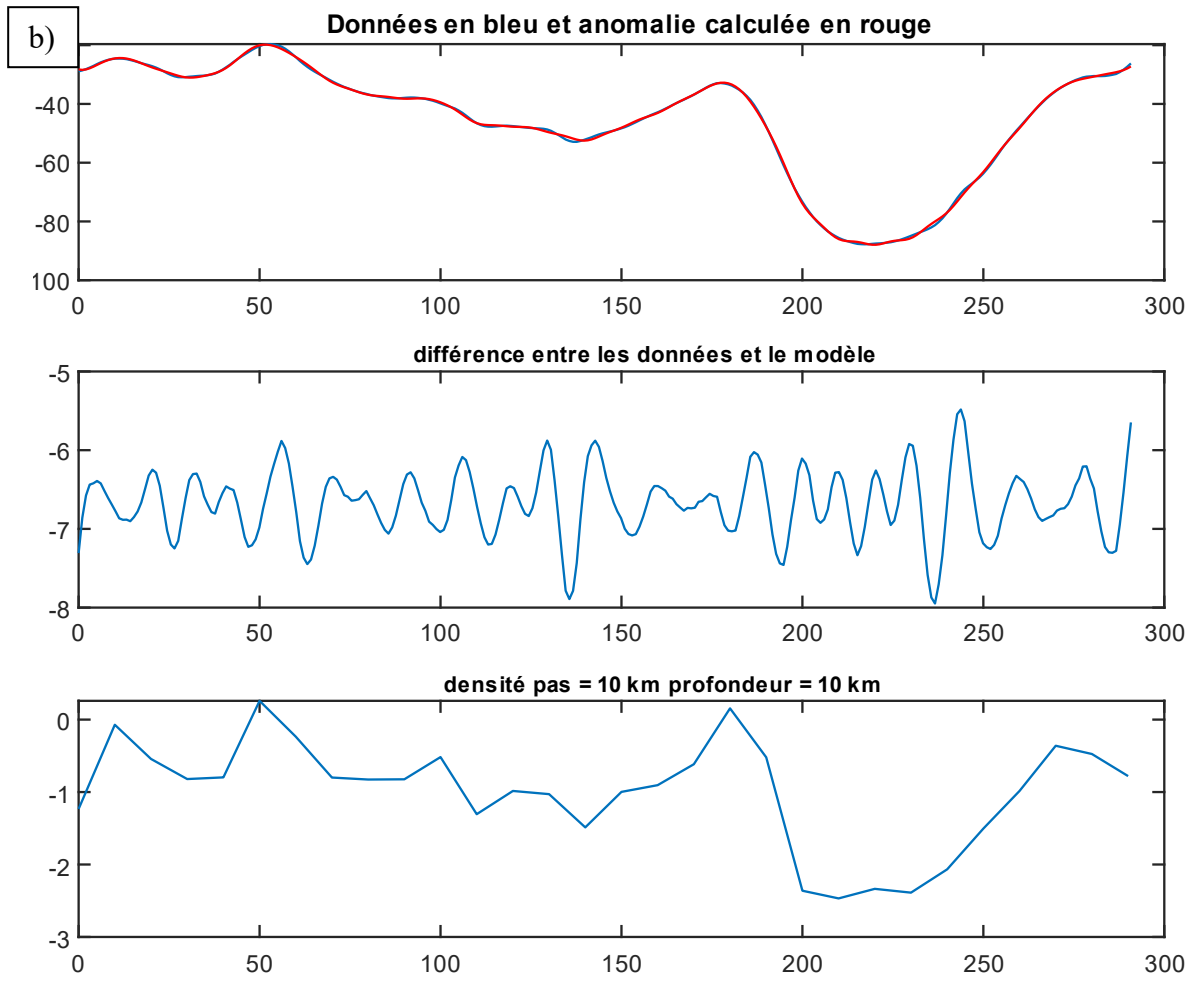
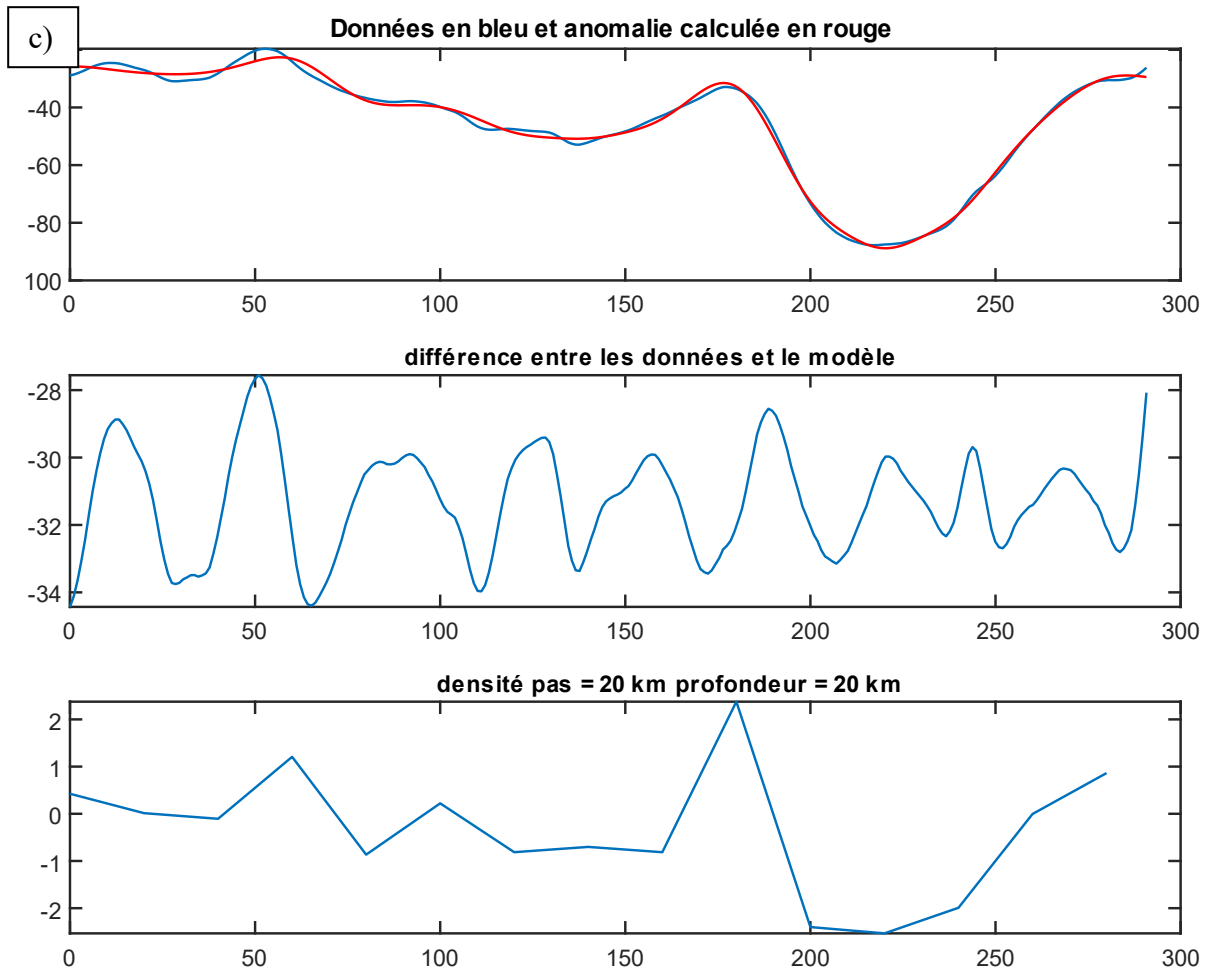


Figure 39 - calcul de l'anomalie gravimétrique du profil GA-224-28 par le biais de trois couches équivalentes situées à 4 km (a), 10 km, (b), 20 km (c) et 25 km (d) de profondeur

Les résultats sont similaires pour la marge australienne (Figure 40) où une couche à 4 (Figure 40, a) ou à 10 km (Figure 40, b)) de profondeur permet d'expliquer l'anomalie gravimétrique, tandis qu'une couche située à 20 km (Figure 40, c)) commence à présenter des différences significatives avec les données. La profondeur maximale des sources serait donc ici de 20 km. Ce résultat est confirmé, de la même manière que pour le profil GA228-24 (Figure 39, d)), par les résultats de modélisation d'une couche plus profonde (Figure 40,d)) où le modèle diverge de façon trop importante par rapport aux données.







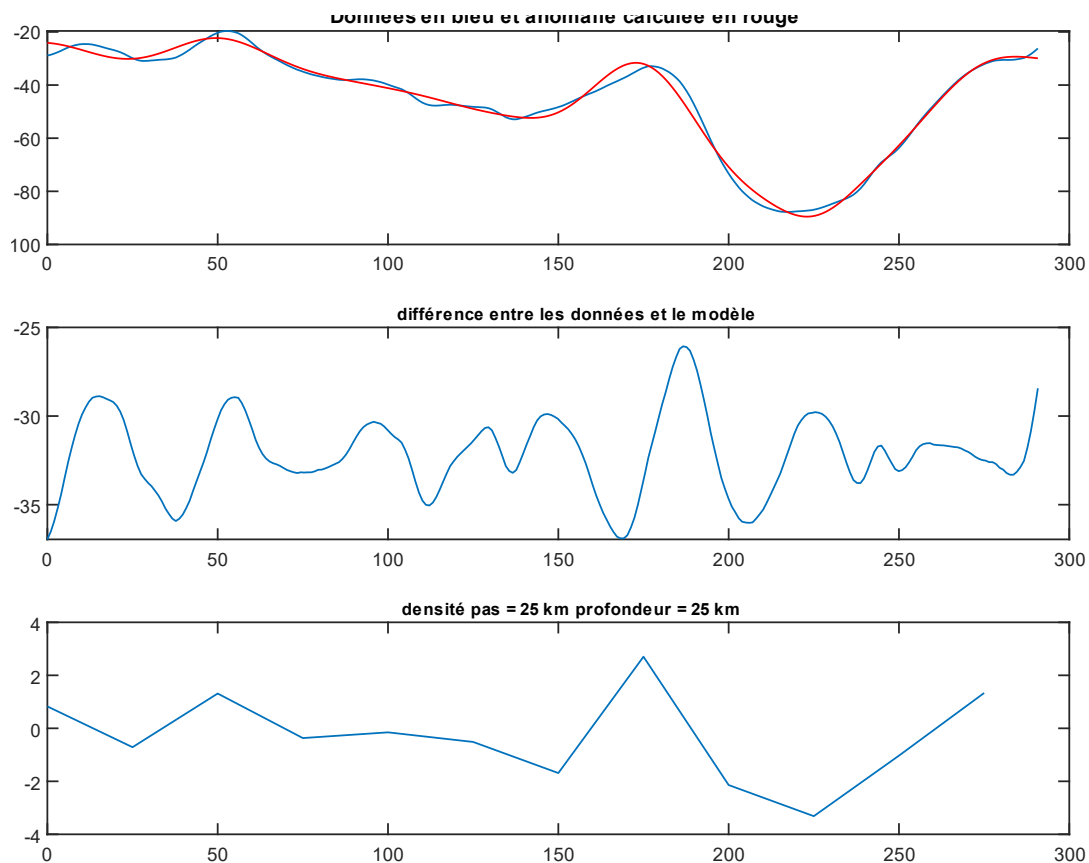


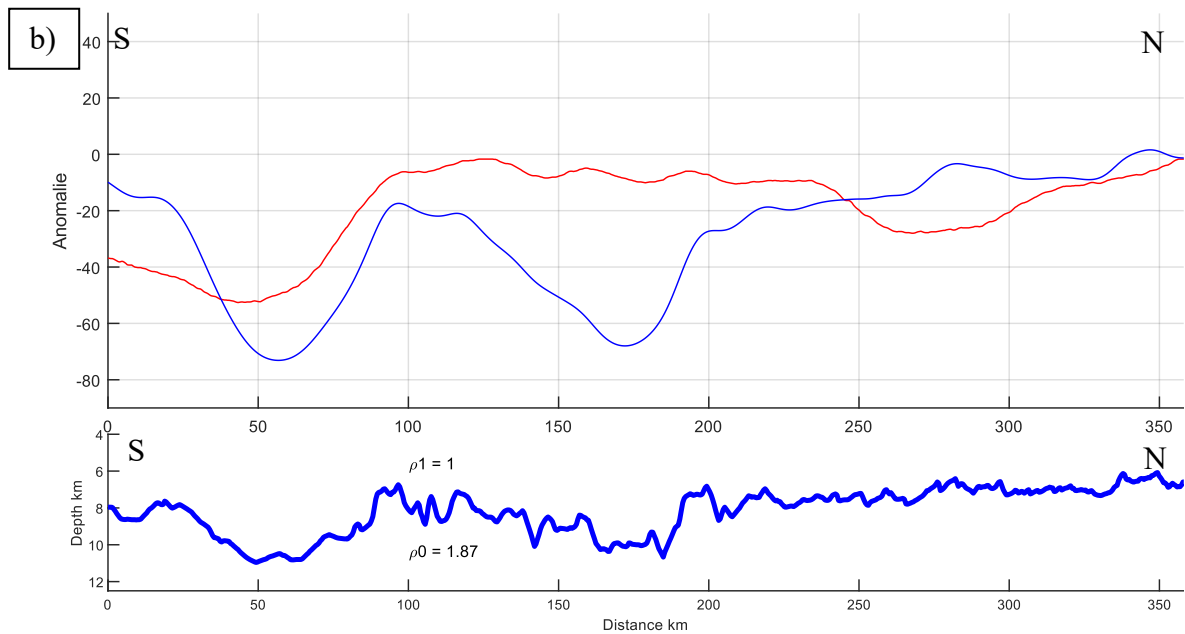
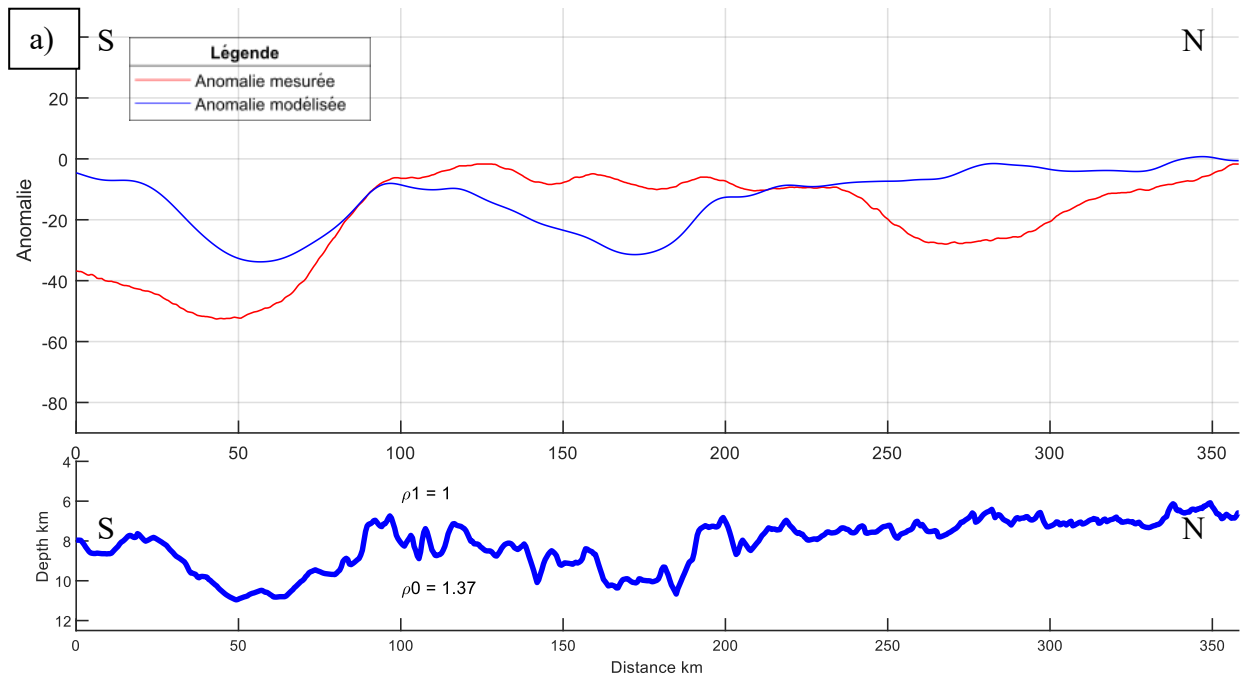
Figure 40 - calcul de l'anomalie gravimétrique du profil GA199-05 par le biais de trois couches équivalentes situées à 4 km (a), 10 km, (b), 20 km (c) et 25 km (d) de profondeur

Cette approche permet ainsi d'estimer la position idéale maximale des sources de l'anomalie gravimétrique des marges australo-antarctique aux alentours de 20 km de profondeur. Contrairement à la méthode des blocs, cette profondeur maximale est estimée sur l'ensemble du profil et non seulement sur une unique anomalie, puisqu'avec cette méthode chaque anomalie doit correspondre à un bloc. La couche équivalente permet ainsi une interprétation des sources plus complète que la méthode des blocs.

4.1.2 Modèle n°1 : couche de densité uniforme

La première hypothèse considère que le contraste de densité entre le socle et le matériel au-dessus participe fortement au signal gravimétrique. L'anomalie gravimétrique résulterait alors des variations topographiques du toit du socle uniquement. La modélisation est dans un premier temps focalisée sur un seul profil de la campagne GA228, ici le profil 24. La partie la plus proximale du profil se situe à 0 km (au sud) et la plus distale à 358 km (au nord) sur la Figure 41. Le modèle n°1 consiste ainsi en l'application d'un problème direct correspondant à deux couches dont les densités ne varient pas latéralement. L'interface entre ces deux couches est le toit du socle. Cette dernière est fixée par l'interprétation des lignes de sismique réflexion On

cherche alors la densité du socle ρ_0 qui produit l'anomalie gravimétrique la plus semblable aux données, la couche supérieure ayant une densité $\rho_1 = 1$ pour l'instant. Le résultat est visible en Figure 41 et comparé avec deux autres valeurs possibles pour ρ_0 .



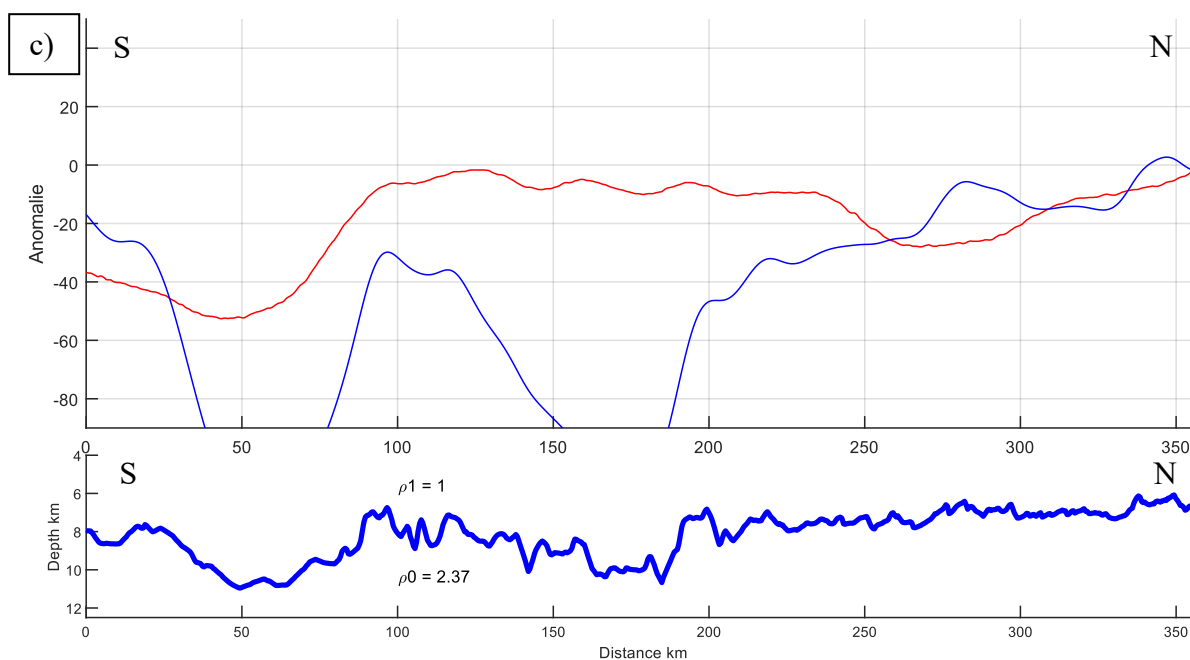


Figure 41 - a) test de modélisation de l'anomalie gravimétrique à l'air libre de la marge antarctique le long du profil GA228-24 par le biais de deux couches de densité uniforme avec $\rho_0 = 1,37$; b) modèle n°1 avec $\rho_0 = 1,87$ ($\Delta\rho=0,87$) ; c) test de modélisation avec $\rho_0 = 2,37$; la ligne bleue correspond à la topographie du toit du socle

La Figure 41 montre les anomalies gravimétriques en bleu pour plusieurs densités du socle, 1,37, 1,87 et 2,37. Il apparaît ainsi qu'une densité ρ_0 plus faible que celle proposée par le modèle n°1 ne permet pas de reproduire correctement l'amplitude des anomalies les plus fortes. Une valeur de ρ_0 supérieure à celle proposée par le modèle n°1 conduit à modéliser des anomalies dont l'amplitude est trop forte par rapport aux mesures. Il apparaît que la meilleure valeur de ρ_0 est 1,87, produisant pour le modèle n°1 un contraste de densité égal à 0,87 avec ρ_1 . L'amplitude des anomalies est alors comparable entre le modèle et les données. On observe cependant des différences entre eux, notamment entre 150 et 200 km le long du profil où une forte anomalie négative dans le modèle est absente des données. Le modèle en Figure 41 - a) test de modélisation de l'anomalie gravimétrique à l'air libre de la marge antarctique le long du profil GA228-24 par le biais de deux couches de densité uniforme avec $\rho_0 = 1,37$; b) modèle n°1 avec $\rho_0 = 1,87$ ($\Delta\rho=0,87$) ; c) test de modélisation avec $\rho_0 = 2,37$; la ligne bleue correspond à la topographie du toit du socle ne permet pas de reproduire non plus l'anomalie négative visible sur les données entre 250 et 300 km ainsi que le gradient positif de 300 km jusqu'à la fin du profil. Il apparaît que prendre uniquement le socle en compte n'est pas suffisant et que d'autres couches géologiques et interfaces doivent être ajoutées.

On observe que la topographie du socle génère à elle seule des variations importantes qui miment cette topographie mais que le signal gravimétrique est contrôlé aussi par d'autres paramètres.

4.1.3 Modèles multicouches

4.1.3.1 Marge antarctique

Pour ces modèles, plusieurs couches sont considérées afin de restituer au mieux l'anomalie gravimétrique. Le premier de ces modèles n'ajoute qu'une seule couche par rapport aux précédents, qui correspond aux sédiments. Ainsi, une interface correspondant à la bathymétrie au niveau de la marge est, dans un premier temps, ajoutée (figure 2). Elle est située entre 3 et 4,5 km de profondeur. La densité des sédiments en-dessous de cette interface est considérée comme uniforme et de valeur $\rho_1 = 1,8$, tandis que la couche au-dessus correspond à l'eau de mer de densité $\rho_2 = 1$. La valeur de ρ_0 est de 1,87 (modèle n°2, Figure 42).

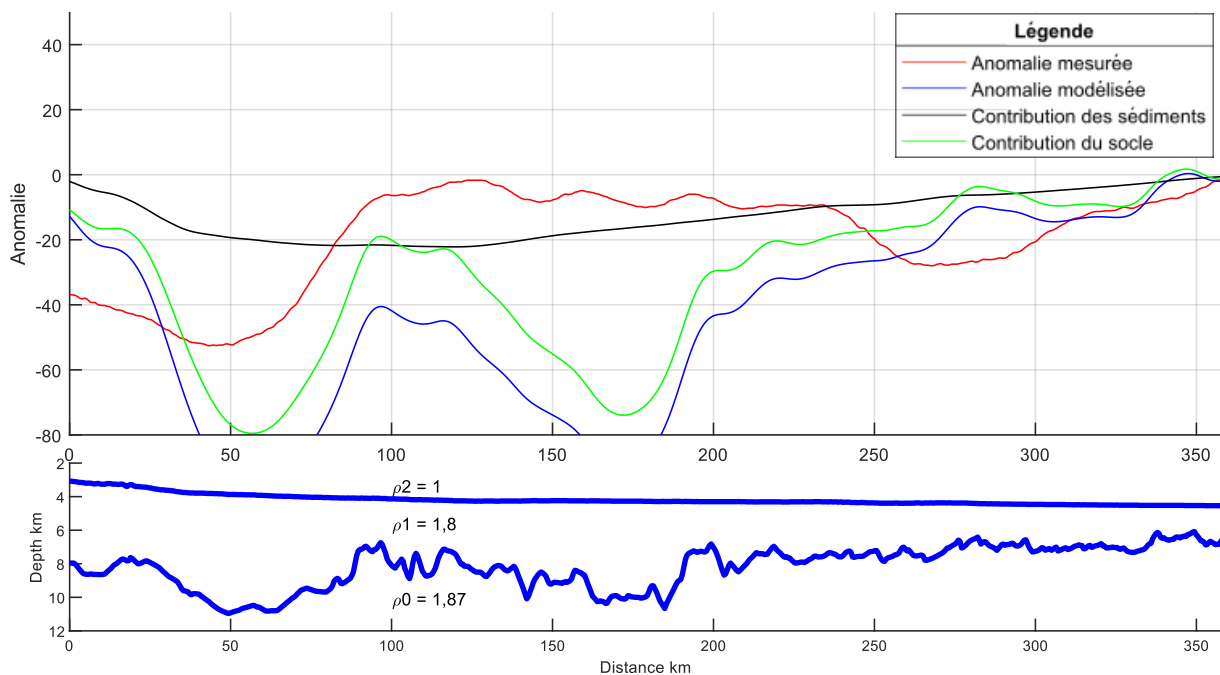


Figure 42 - modèle n°2 de l'anomalie gravimétrique à l'air libre de la marge antarctique le long du profil GA228-24 avec trois couches (eau de mer, sédiments et socle)

La tendance générale du modèle n°2 est similaire à celle du modèle n°1. Il montre cependant une légère augmentation des amplitudes des anomalies modélisées. La valeur moyenne de l'anomalie du modèle est aussi plus faible que sur le modèle n°1. Cela est dû à l'ajout d'une couche de densité de 1,8 que sont les sédiments et à sa géométrie. Celle-ci entraîne en effet la

diminution de la valeur de l'anomalie modélisée comme le montrent les différentes contributions de chaque interface en Figure 42. A ces différents points s'ajoutent les différences entre les mesures et le modèle n°1, toujours présentes dans le modèle n°2. Un réajustement de la densité du socle permet de mieux expliquer les données dans le modèle n°3 (Figure 43).

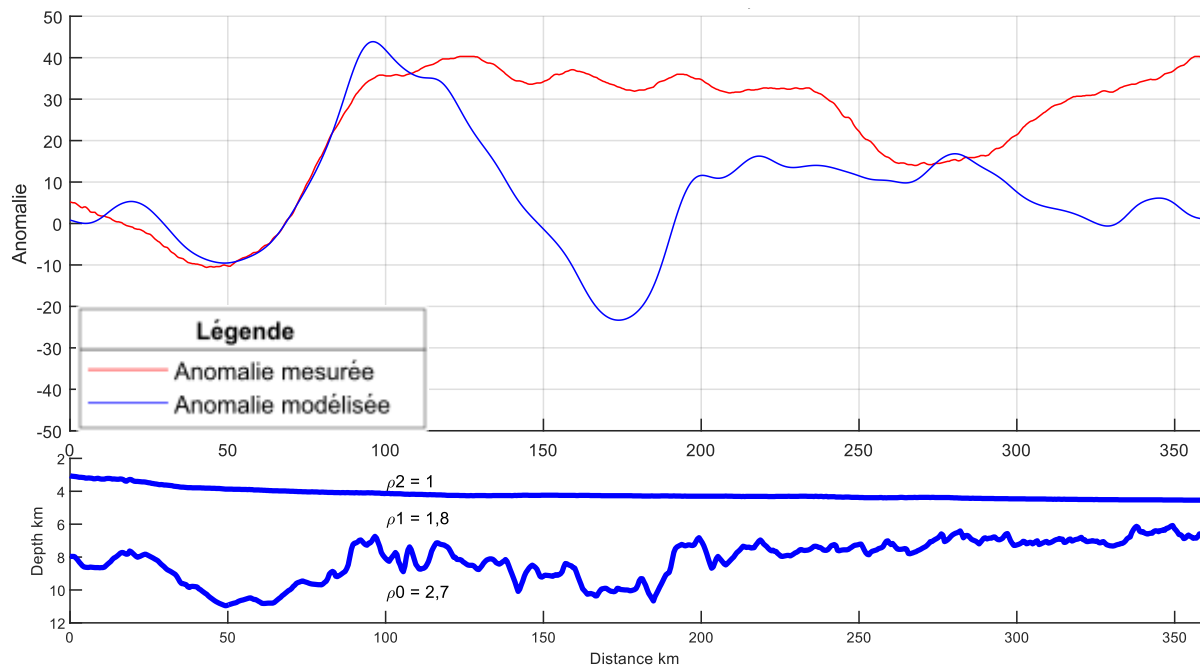


Figure 43 - modèle n°3 de l'anomalie gravimétrique à l'air libre de la marge antarctique le long du profil GA228-24 avec trois couches (eau de mer, sédiments et socle)

Pour le modèle n°3, la densité du socle est ajustée à 2,7 afin de rehausser les valeurs de l'anomalie modélisée et de reproduire la forme et les amplitudes des mesures. L'anomalie gravimétrique est ici reproduite de façon satisfaisante jusqu'à 100 km. L'ajustement du modèle n°3 ne permet cependant pas de supprimer la forte anomalie négative entre 100 et 190 km absente des données. Malgré un décalage dans les valeurs, le modèle reproduit la tendance des données de 190 à 240 km. La dernière partie de l'anomalie de 240 à 358 km n'est pas idéalement reproduite par le modèle. Si le plateau entre 250 et 300 km est partiellement reproduit, le gradient positif de 290 à 358 km est totalement absent du modèle où l'on observe l'inverse un gradient négatif. En poursuivant la modélisation à 3 couches, la prochaine étape pour ajuster au mieux les données est de faire varier latéralement la densité du socle. Pour cela, un ajustement de $\Delta\rho$ le long du toit du socle est nécessaire (modèle n°4, Figure 44). La densité ρ_0 du socle est alors de 2,7 de 0 à 105km, de 3,1 de 105 à 142 km, de 3,5 entre 142 et 161 km, de 1 entre 161 entre 218 km et de 2,6 entre 2218 et 358 km.

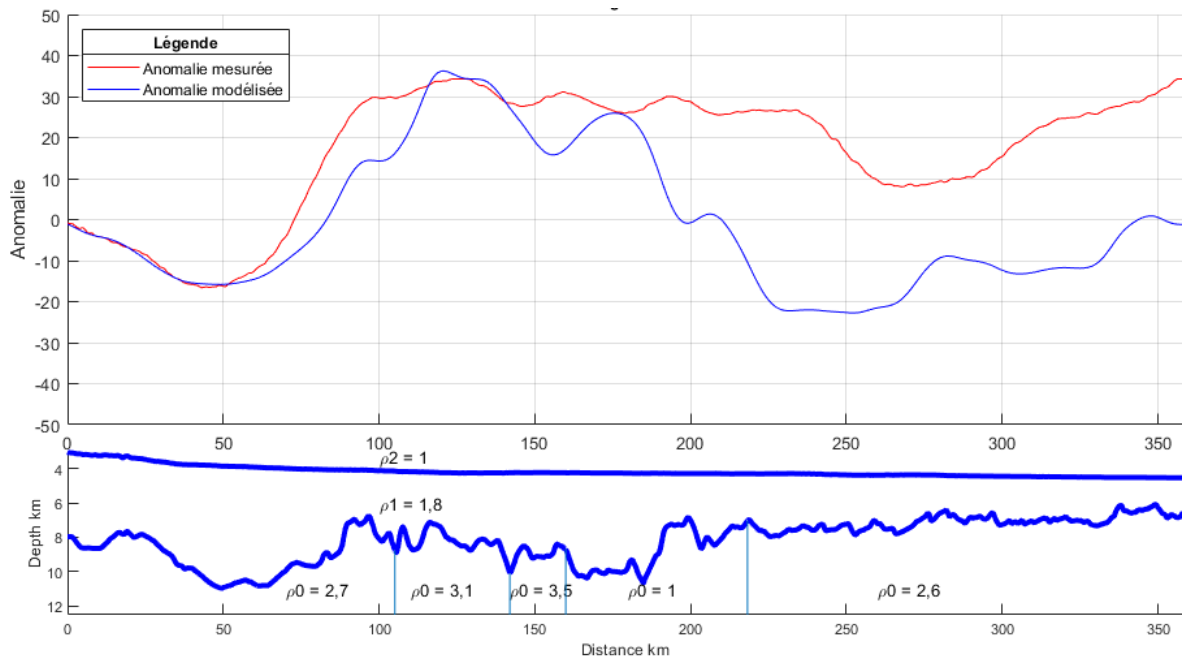


Figure 44 - modèle n°4 de l'anomalie gravimétrique à l'air libre de la marge antarctique le long du profil GA228-24 avec trois couches (eau de mer, sédiments et socle)

Sur ce modèle, les anomalies centrales entre 100 et 200 km sont mieux reproduites que sur les modèles précédents. L'anomalie négative et le gradient positif présents dans les mesures de 250 à 358 km sont également reproduits malgré un décalage de 20 à 30 mGal entre les données et le modèle. La valeur de ρ_0 entre 161 et 218 km n'est de plus pas cohérente par rapport à celles considérées comme réalistes pour un socle géologique continental (environ 2,7) ou océanique (environ 2,9). Aussi, l'importante épaisseur de sédiments (entre 2 et 8 km) laisse supposer des variations verticales de densité à l'intérieur même de cette couche. Le modèle doit donc être ajusté par rapport à ces deux points. Pour cela, une nouvelle interface est rajoutée. Cette dernière représente la limite entre les sédiments syn-tectoniques (unités U1 à U3b) et post-tectoniques (unité U4, Gillard, 2014). La densité $\rho_{1,}$ attribuée aux sédiments syn-tectoniques est de 2,3, tandis que la densité ρ_1 des sédiments post-tectoniques reste à 1,8.

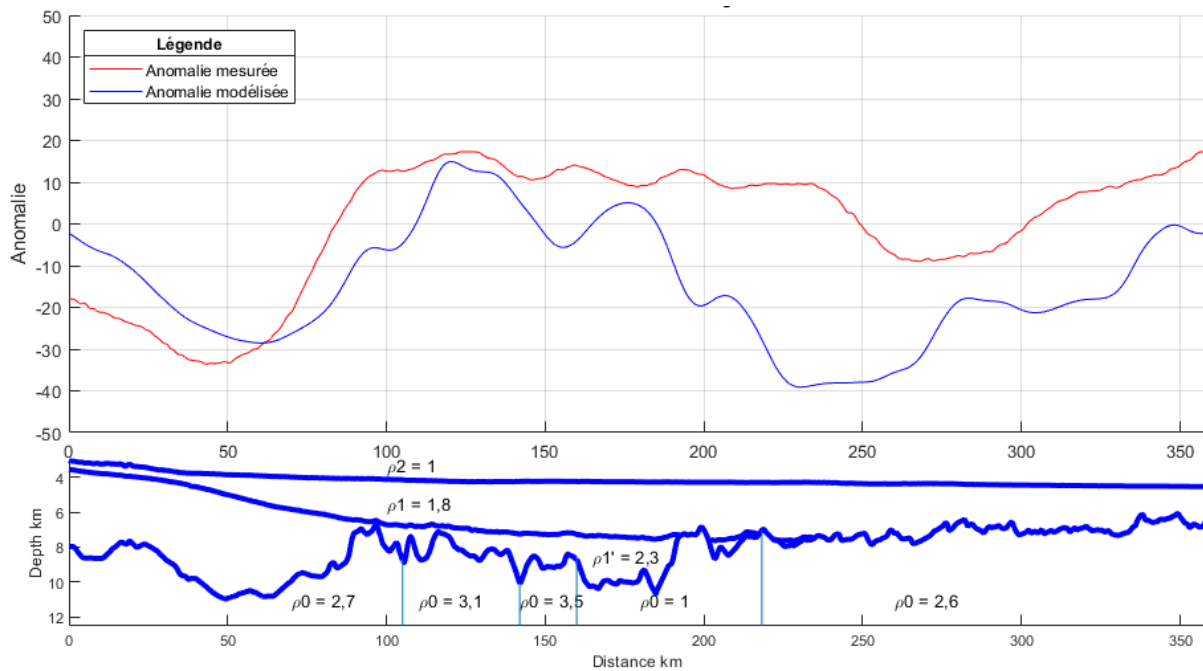


Figure 45 - modèle n°5 de l'anomalie gravimétrique à l'air libre (mGal) de la marge antarctique le long du profil GA228-24 avec trois couches (eau de mer, sédiments et socle)

L'ajout d'une nouvelle interface sur le modèle n°5 permet une meilleure reproduction du gradient positif de 290 à 358 km par rapport au modèle n°4. Les anomalies de 200 à 290 km sont cependant toujours décalées en position et en amplitude sur le modèle. Il apparaît aussi que faire varier la densité du socle dans la partie centrale du profil ne permet pas non plus de parvenir à un modèle satisfaisant de l'anomalie gravimétrique. Une autre approche est donc appliquée sur le modèle suivant.

A l'inverse de variations de densités sur des distances relativement faibles, le modèle n°6 reprend la densité uniforme du socle du modèle n°4. Afin d'ajuster au mieux les données dans la partie la plus distale du profil, des objets géométriques simples sont ajoutés au modèle. Ils sont utilisés pour deux cas de figures :

- représenter des sédiments plus compactés, et donc plus denses, dans les bassins présents,
- représenter des variations de densité entre les différents domaines structuraux constituant le socle des marges conjuguées interprétées par M. Gillard (croûte continentale hyper-étirée, domaine de manteau exhumé, domaine proto-océanique, croûte océanique standard, Gillard, 2014).

Ces objets géométriques simples augmentent ou diminuent ainsi la densité de la couche concernée selon le contraste de densité qui leur est assigné. Deux blocs triangulaires sont, dans un premier temps, rajoutés pour le profil 24 : le premier se situe entre 114 et 192 km de distance

pour une profondeur maximale située à 10,7 km et présente un contraste de densité de 0,6, tandis que le second se situe entre 192 et 252 km avec une profondeur maximale de 10,7 km et un contraste de densité de 0,3. Ces ajustements sont visibles en Figure 46.

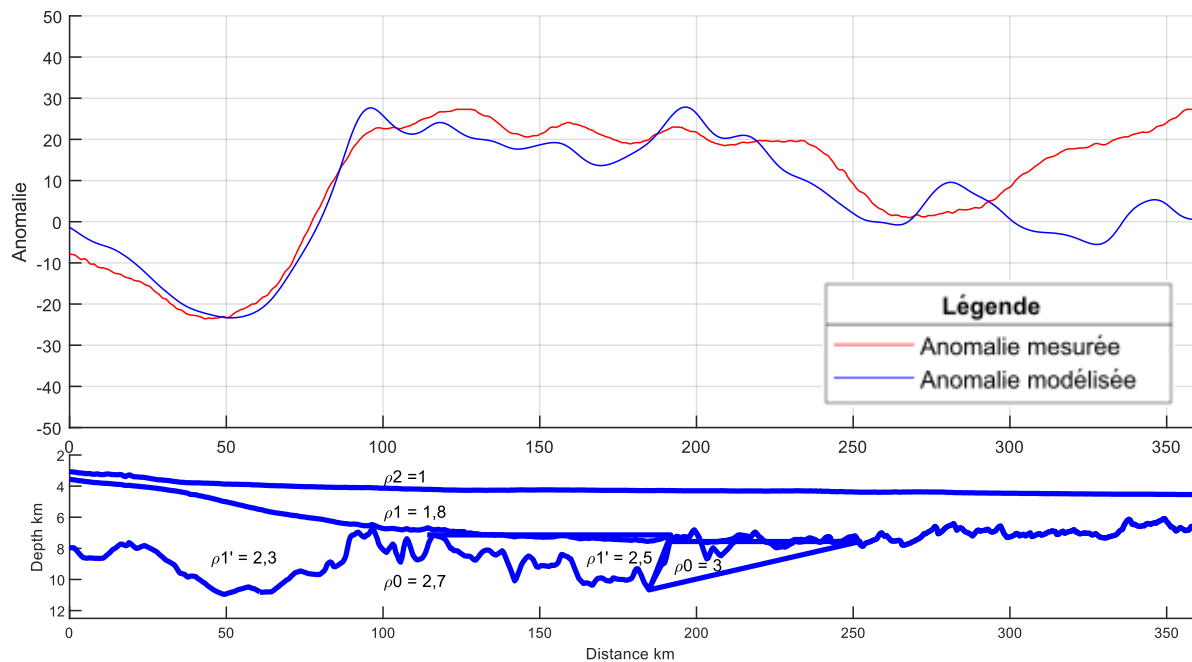


Figure 46 – modèle n°6 de l’anomalie gravimétrique à l’air libre (mGal) de la marge antarctique le long du profil GA228-24 avec 4 couches (eau de mer, sédiments post-rifts, sédiments pré/syn-rifts et socle)

Le modèle n°6 permet d’ajuster de façon beaucoup plus satisfaisante les données par rapport aux modèles précédents. Les anomalies centrales ainsi que l’anomalie négative entre 250 et 300 km sont ainsi mieux modélisées au niveau de leurs amplitudes. Le gradient positif de 300 à 358 km n’est en revanche pas restitué par le modèle n°6. Un objet géométrique peut être rajouté dans cette zone afin de mieux modéliser le gradient de la partie distale. Le dernier objet ajouté est un triangle situé entre 329 et 358 km, de profondeur maximale de 12,5 km et présentant un contraste de densité de 0,25 (modèle n°7, Figure 47). Malgré une anomalie positive à 280 km absente des données, le modèle n°7 restitue le gradient positif de l’anomalie gravimétrique dans la partie distale du profil. La différence de valeur entre les données et le modèle entre 350 et 358 km est possiblement dû à un effet de bord.

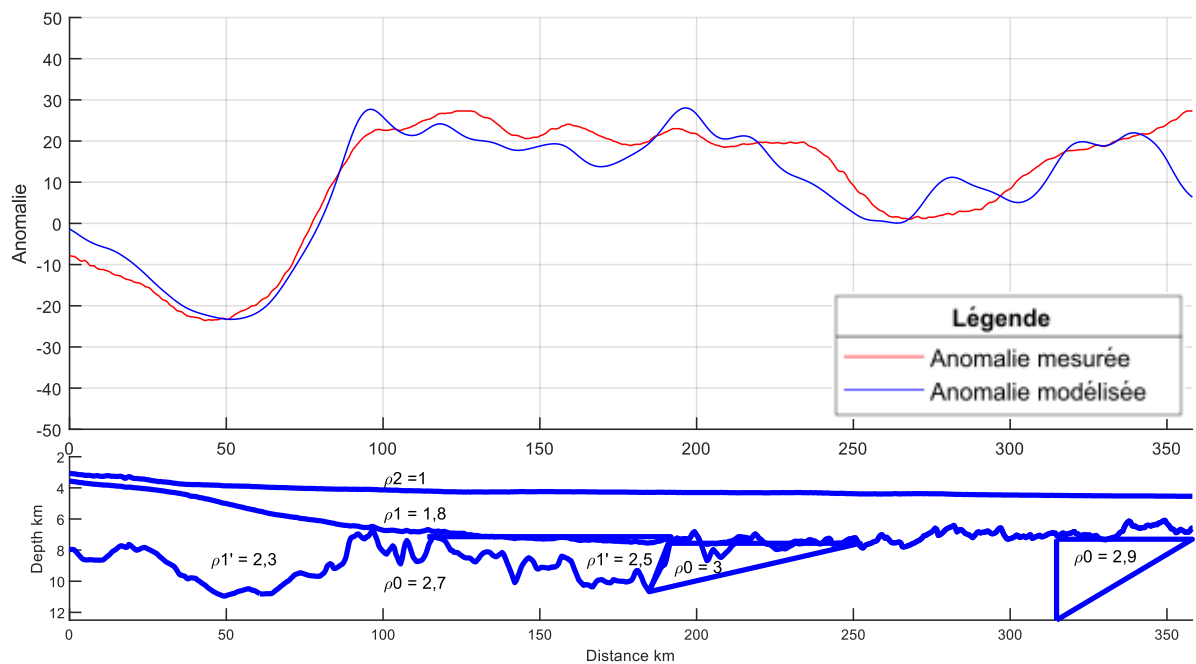
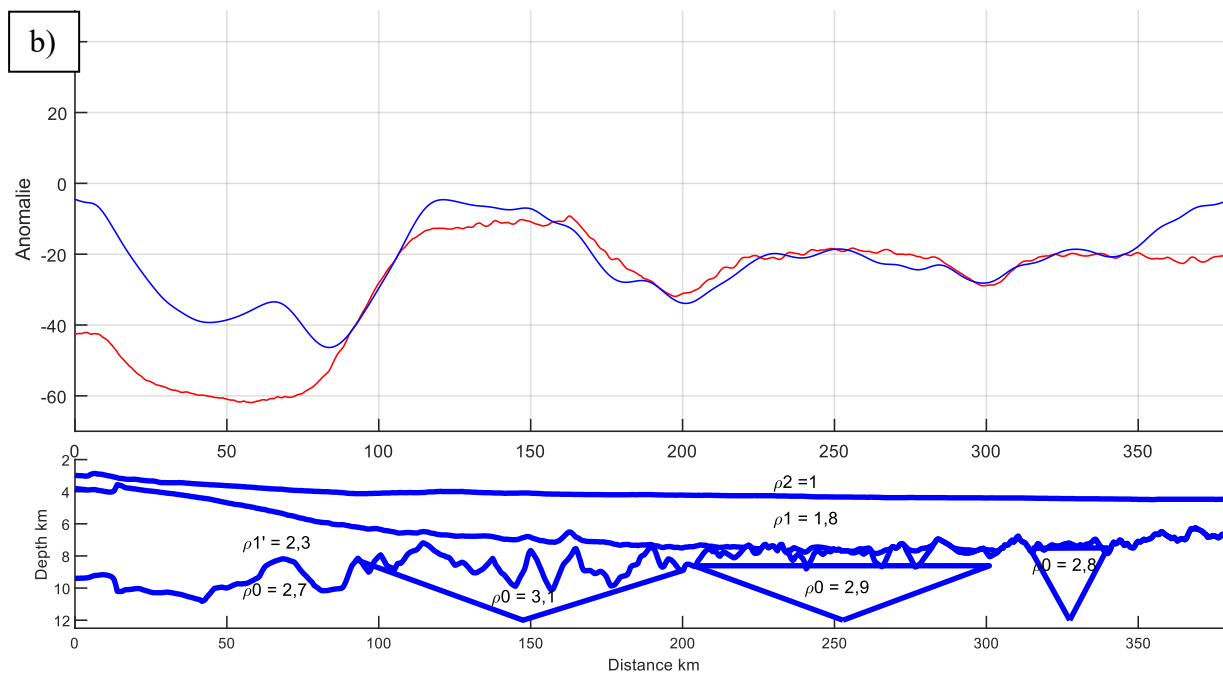
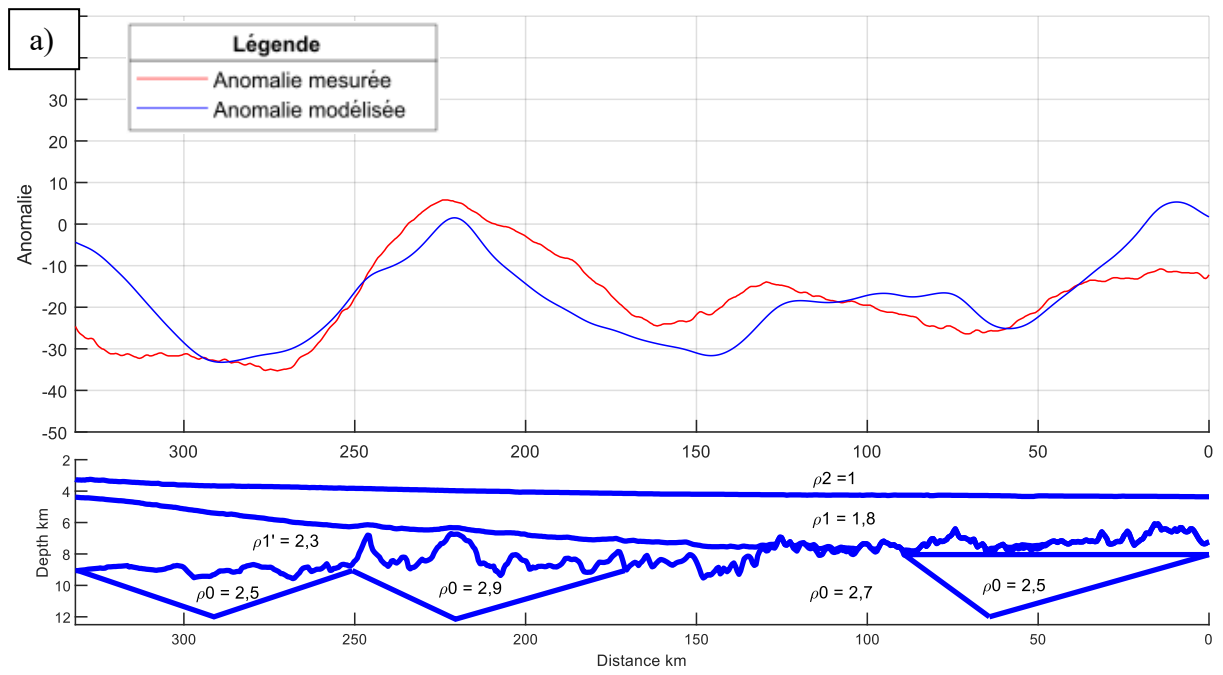
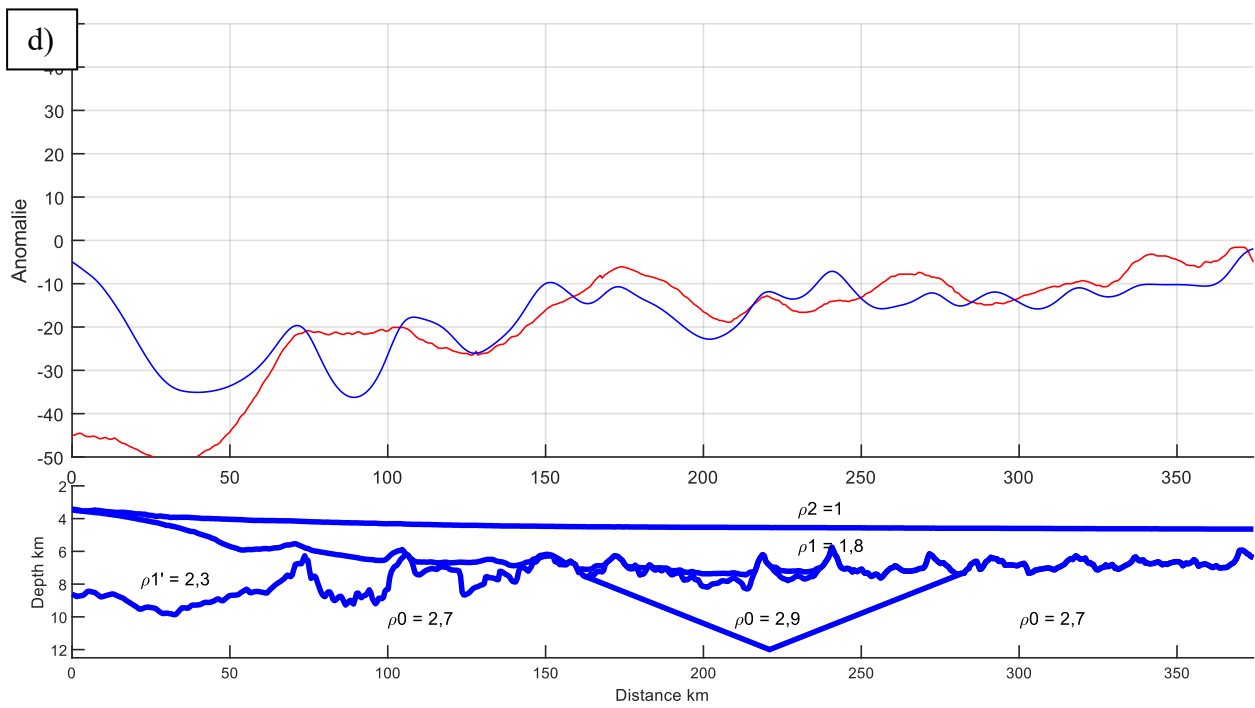
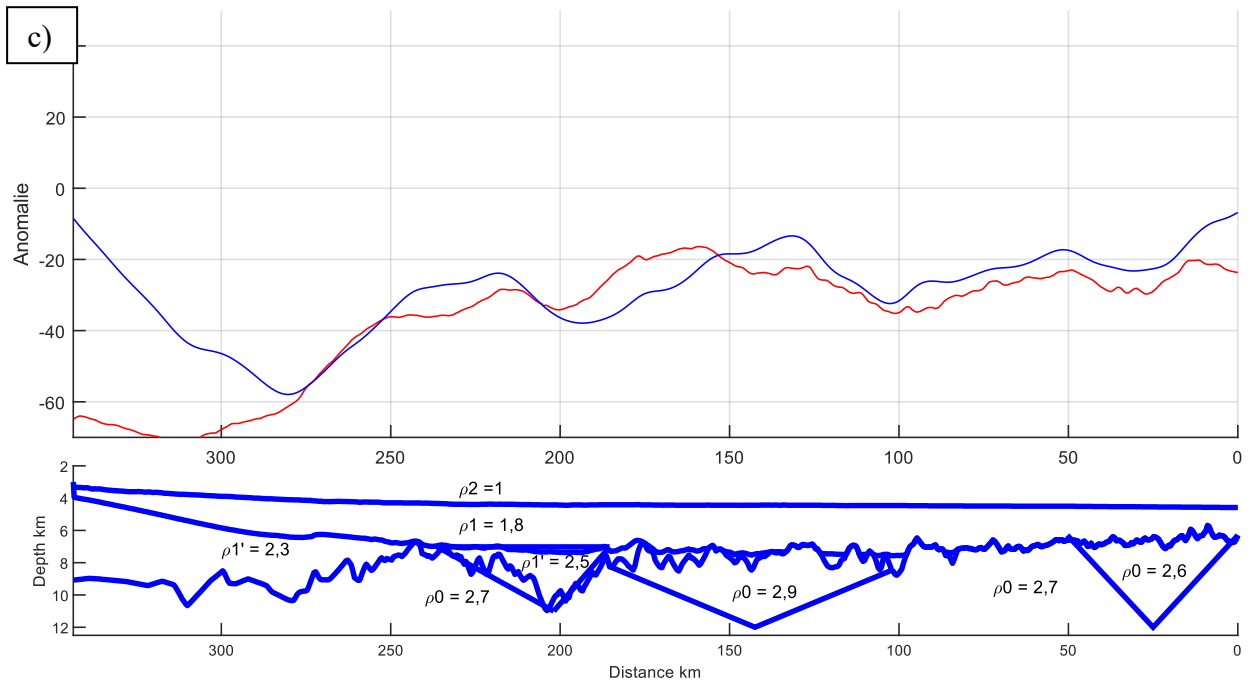


Figure 47 – modèle n°7 de l’anomalie gravimétrique à l’air libre (mGal) de la marge antarctique le long du profil GA228-24 avec 4 couches (eau de mer, sédiments post-rifts, sédiments pré/syn-rifts et socle)

Le résultat principal du modèle n°7 est que l’anomalie gravimétrique de la marge antarctique peut être reproduite au premier ordre par le biais de contrastes de densité au niveau des interfaces géologiques importantes (toit du socle/mur des sédiments pré et syn-rifts, toit des sédiments pré et syn-rifts/mur des sédiments post-rift et plancher océanique) et l’ajout de corps géométriques simples pouvant représenter des variations locales de matériau géologique et donc de densité. L’ajout du triangle entre 329 et 358 km et de contraste de densité égal à 0,2 permettrait aussi de représenter le passage entre deux domaines structuraux, l’un proto-océanique avant 329 km et une croûte océanique au-delà de cette distance. Le contraste de densité de 0,2 rehausserait en effet la densité du socle à 2,9, qui constitue la valeur de densité moyenne d’une croûte océanique.

L’étape suivante de modélisation consiste à observer si une telle approche du problème direct permet d’obtenir des résultats similaires sur les autres profils de la marge antarctique (GA228-22, 23, 25, 26, 27). Les paramètres de densité pour les 4 couches de ces profils sont les mêmes que ceux fixés pour le profil 24 dans le modèle n°7 (modèle n°8, Figure 48).





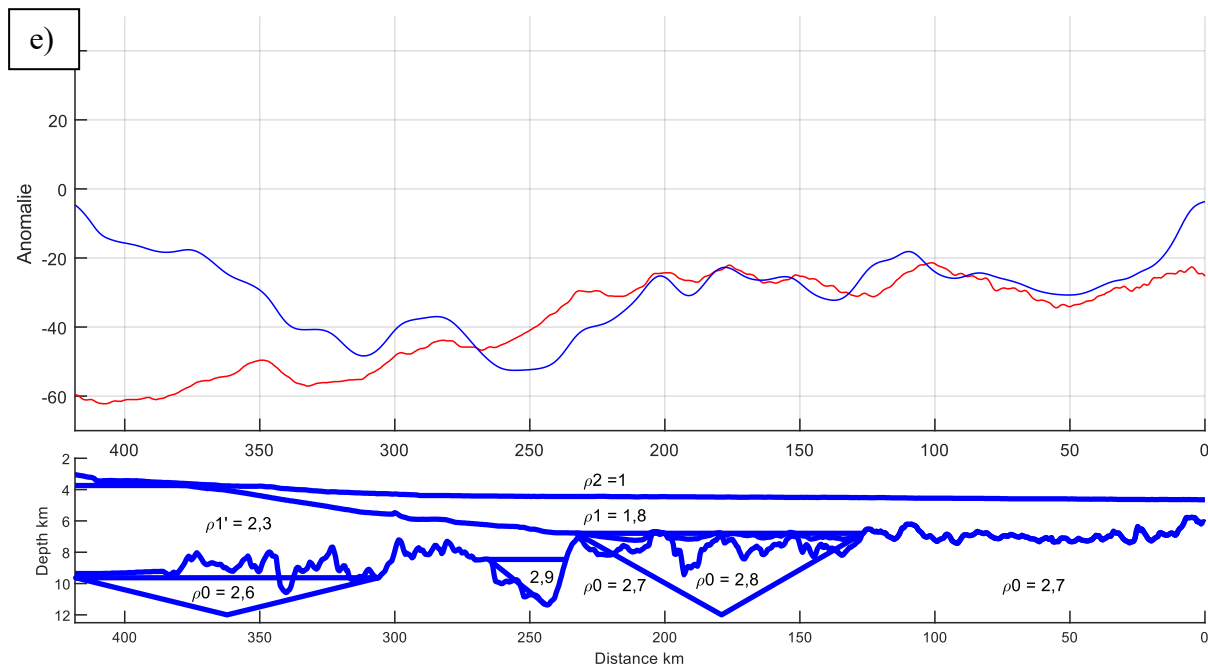


Figure 48 - modélisation de l'anomalie gravimétrique à l'air libre (mGal) de la marge antarctique le long des profils GA228-22 (a), 23 (b), 25 (c), 26 (d) et 27 (e) avec trois interfaces (plancher océanique, toit des sédiments syn-rifts et toit du socle)

Les contrastes de densité au niveau des interfaces sont les mêmes pour le profil 24. Les contrastes de densité associés aux triangles sont renseignés dans le tableau 1. Le principal résultat de ces travaux est la possibilité de modéliser l'ensemble de l'anomalie gravimétrique des profils de la marge antarctique de façon relativement satisfaisante par le biais de la méthode des interfaces. En effet, en ajoutant des objets géométriques simples permettant de modéliser des variations locales de contrastes de densité. C'est particulièrement le cas pour le profil 23. Les anomalies de ce dernier sont en effet très bien reproduites par le modèle, à l'exception d'une différence de 10 mGal sur la partie sud de l'anomalie comprise entre 100 et 200 km. Des différences d'amplitude entre les données et le modèle sont aussi à noter en bordures de profil, que l'on retrouve sur les autres lignes. Malgré ces décalages au niveau des terminaisons de croûte hyper-étirée et en domaine océanique standard, les modèles des autres profils permettent de reproduire les tendances au premier ordre de l'anomalie gravimétrique. Le modèle déviant le plus des données est celui du profil GA228-22, avec un décalage dans certaines anomalies, notamment celle située à 130 km, ainsi que de fortes différences d'amplitude en bordure de profil. Malgré des différences d'amplitude significatives entre bordure de profil, le modèle permet de retrouver la succession d'anomalie sur le profil GA228-25. Au niveau de GA228-26, les anomalies sont restituées par le modèle en dépit de différences d'amplitude et d'une

anomalie négative entre 70 et 100 km absente des données. Cette dernière est probablement due à la présence d'un bassin sédimentaire dans le modèle. Les anomalies du profil GA228-27 sont bien restitués par le modèle à l'exception de celle au niveau de la croûte continentale hyper-étirée (de 310 à 418 km).

Certains triangles de contrastes de densité positifs doivent également être situés dans les sédiments afin de reproduire l'anomalie (profils GA228-25 et GA228-27). Cela peut s'expliquer par une présence de sédiments plus compact et donc plus denses dans des bassins étroits et profonds. Il est également intéressant d'observer que les positions des triangles pour ajuster le modèle varient selon le profil (cf. tableau 1). Cela remet en question le caractère infini des structures géologiques contribuant à l'anomalie dans la direction orthogonale à celle des profils d'acquisition. On ne retrouve pas systématiquement une organisation qui permettrait de corréler les anomalies gravimétriques aux domaines de plancher océanique proposés par Gillard et al. (2015). Finalement, les différences d'amplitude les plus importantes entre les mesures et les modèles se situent en bordure de profil pour chaque ligne. Cela pourrait être dû à la fois à des domaines plus endommagés que ne le laisse supposer l'interprétation sismique ainsi que par des effets de bord des modèles.

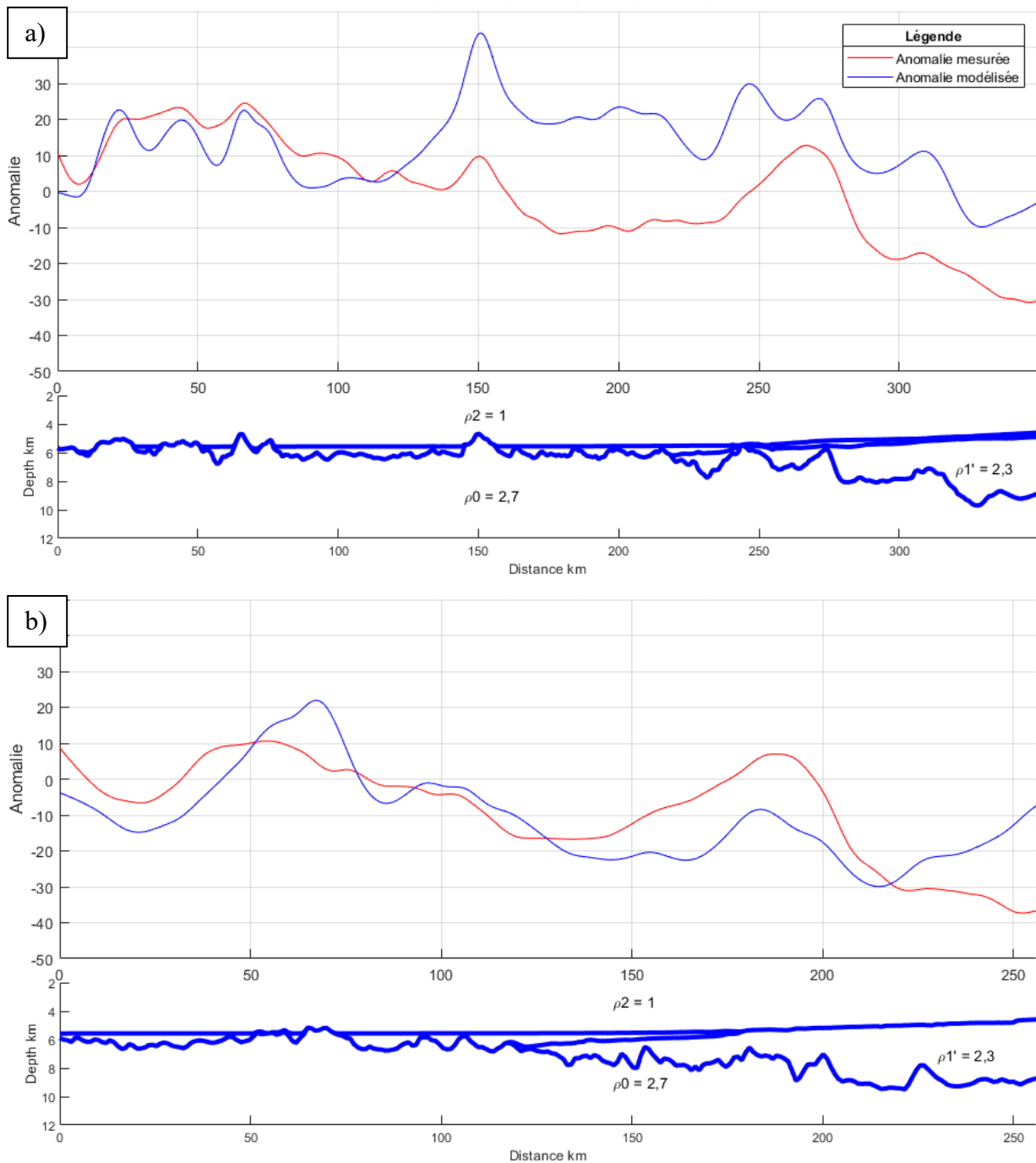
Profil	Triangle	Contraste de densité
GA-228-22	0 à 89 km	-0,15
	171 à 251 km	0,2
	251 à 331 km	-0,2
GA-228-23	93 à 203 km	0,4
	204 à 301 km	0,2
	315 à 340 km	0,1
GA-228-24	114 à 192 km	0,6
	192 à 252 km	0,3
	329 à 358 km	0,2
GA-228-25	0 à 50 km	-0,1
	100 à 185 km	0,2
	187 à 3217 km	0,6
GA-228-26	162 à 280 km	0,1
GA-228-27	126 à 233 km	0,1
	237 à 265 km	0,6
	306 à 418 km	-0,1

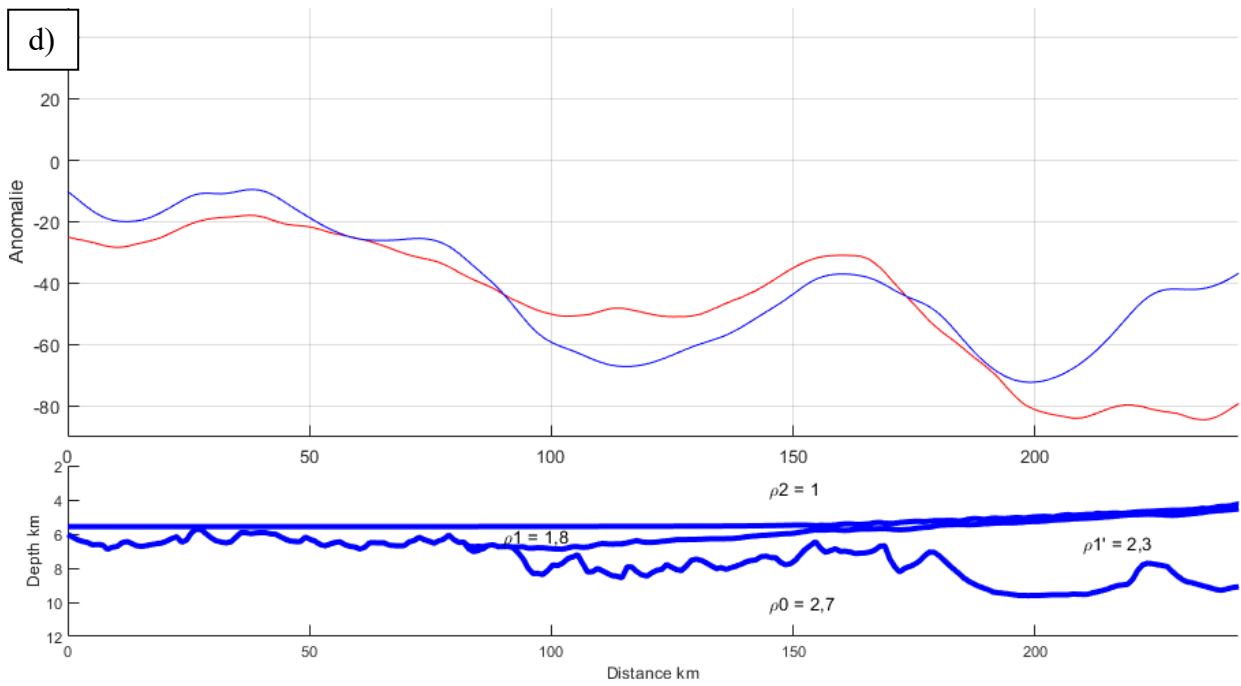
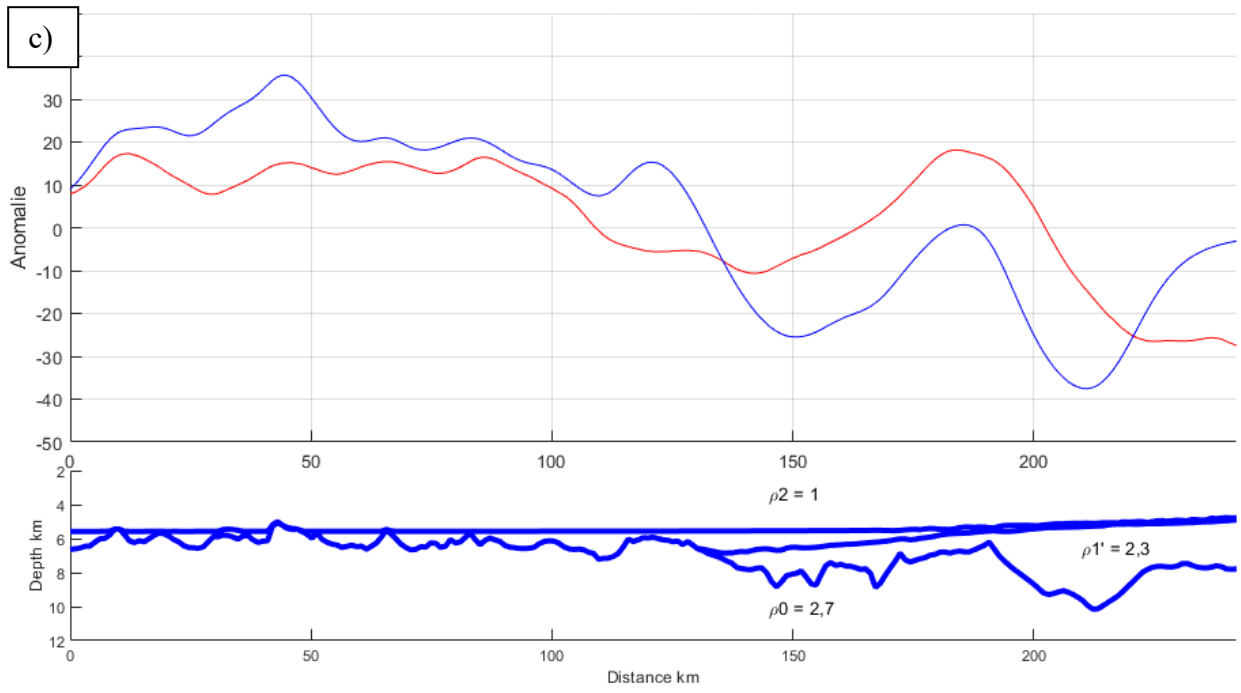
Tableau 4 - valeurs de contrastes de densité associés aux triangles pour chaque profil

Afin de vérifier la validité de ces modélisations, il convient de les appliquer également sur la marge australienne. Les paramètres de densité pour les différentes unités constituant la marge australienne sont les mêmes que ceux de la marge antarctique.

4.1.3.2 Marge australienne

Afin de tester la validité de cette approche sur l'ensemble du bassin Australie-Antarctique, le modèle n°7 de la marge antarctique est appliqué aux profils 01 à 05 de la campagne GA-199 au niveau de la marge australienne. Les interfaces sont comme précédemment issus des interprétations des lignes de sismique réflexion (Gillard, 2014) et les densités sont les mêmes que pour la marge antarctique (Figure 49).





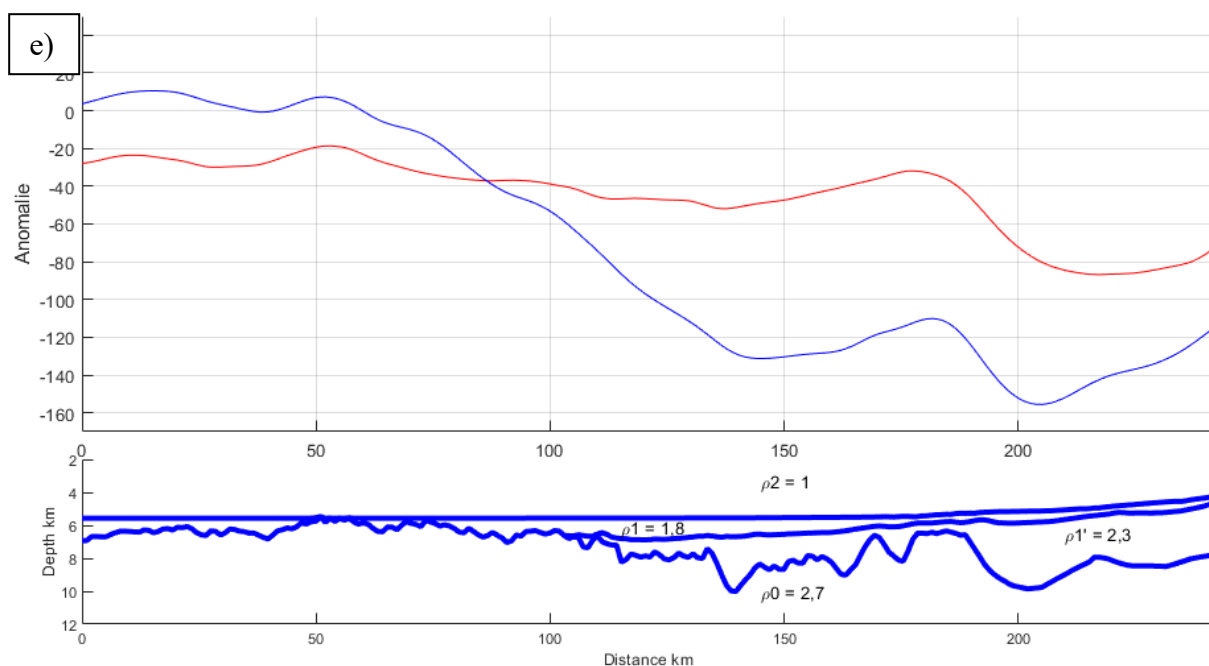


Figure 49 – modèle n° 8 de l’anomalie gravimétrique à l’air libre (mGal) de la marge australienne le long des profils GA-119-01 (a), 02 (b), 03 (c), 04 (d) et 05 (e) avec trois interfaces (plancher océanique, toit des sédiments syn-rifts et toit du socle)

Pour le profil 01, le modèle n°8 présente un bon ajustement des données dans sa partie distale (de 0 à 100 km). Les anomalies positives de 20 à 70 km sont en effet restituées malgré une amplitude des anomalies plus importante dans le modèle. Au niveau de la zone proximale du profil, si l’intensité de l’anomalie modélisée est plus importante que celle des données, les deux présentent de fortes similitudes dans leurs formes. Le gradient positif de 300 à 350 km est ainsi resitué par le modèle. L’anomalie positive située à 150 km et à l’aplomb d’un socle affleurant sur le plancher océanique dans le modèle est aussi reproduite, de même que le plateau entre 160 et 220 km. Les différences les plus notables dans cette zone sont l’anomalie négative à 235 km dans le modèle et absente des données ainsi que le dédoublement dans le modèle de l’anomalie positive à 270 km.

Le modèle n° 8 reproduit bien la tendance générale de l’anomalie gravimétrique pour le profil 02. Les différentes anomalies et gradients sont en effet restitués par le modèle avec cependant une variation dans l’intensité des anomalies positives à 70 km et 190 km. La seule différence notable entre le modèle et les mesures se situe dans la partie proximale du profil (220 à 256 km) où le faible gradient positif des données n’est pas restitué par le modèle, ce dernier affichant un gradient négatif.

L’ajustement des données par le modèle n° 8 pour les profils 03 et 04 sont très similaires à ceux du profil 02. L’anomalie est ainsi bien reproduite au premier ordre pour le profil 03, avec

cependant un décalage dans l'intensité de l'anomalie de 20 mGal entre 140 et 220 km et à 40 km. La seule différence notable correspond à une anomalie positive produite par le modèle à 120 km et absente des données. La réponse du modèle est également très proche des données pour le profil 04, avec néanmoins une variation de l'intensité de 10 (40 et 75 km) à 20 mGal (120 km) entre les deux.

Le profil 05 est celui pour lequel le modèle ajuste le moins bien les données. Si la forme des anomalies et leurs intensités sont bien restituées, le modèle présente un très fort gradient positif de la partie proximale vers la partie distale 50 et 150 km totalement absent des mesures. Ce gradient entraîne ainsi un décalage de 80 mGal entre le modèle et les données.

Le principal résultat du modèle n°7 pour la marge australienne est que la modélisation par interfaces entre les différents domaines structuraux permet de reproduire l'anomalie gravimétrique à l'air libre au premier ordre. Afin d'ajuster les variations d'intensité de l'anomalie entre le modèle et les données, la même approche que le modèle n°8 pour la marge antarctique est appliquée à l'australienne (Figure 49).

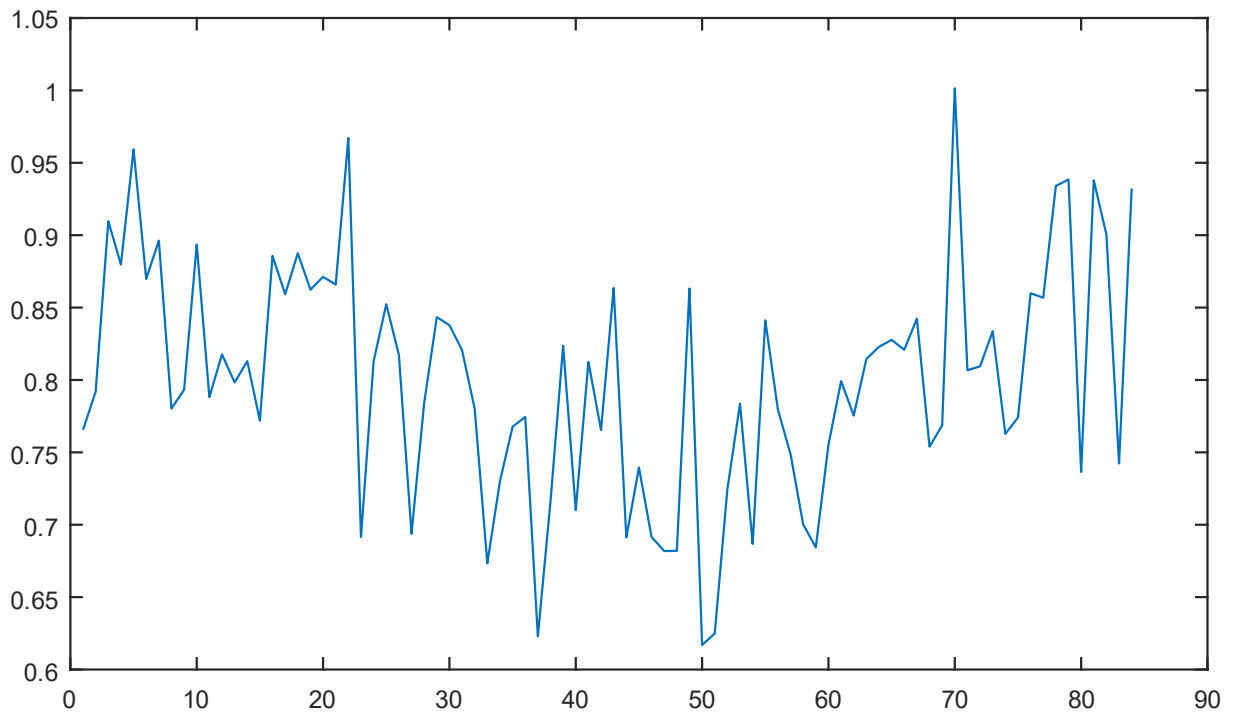
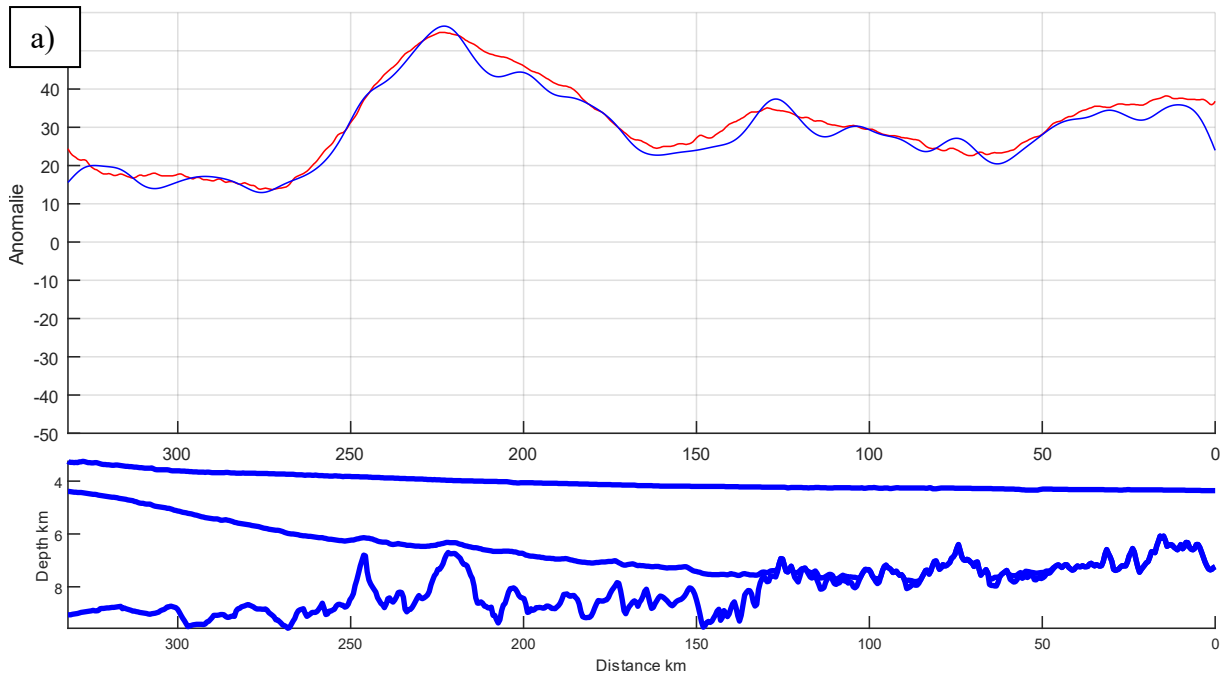
Il n'est de plus pas sûr que cette nouvelle valeur de densité soit la meilleure, du fait de l'approche « essai-erreur » du problème direct laissant une incertitude sur la précision du modèle obtenu. Pour répondre à cette problématique, un problème inverse peut être envisagé.

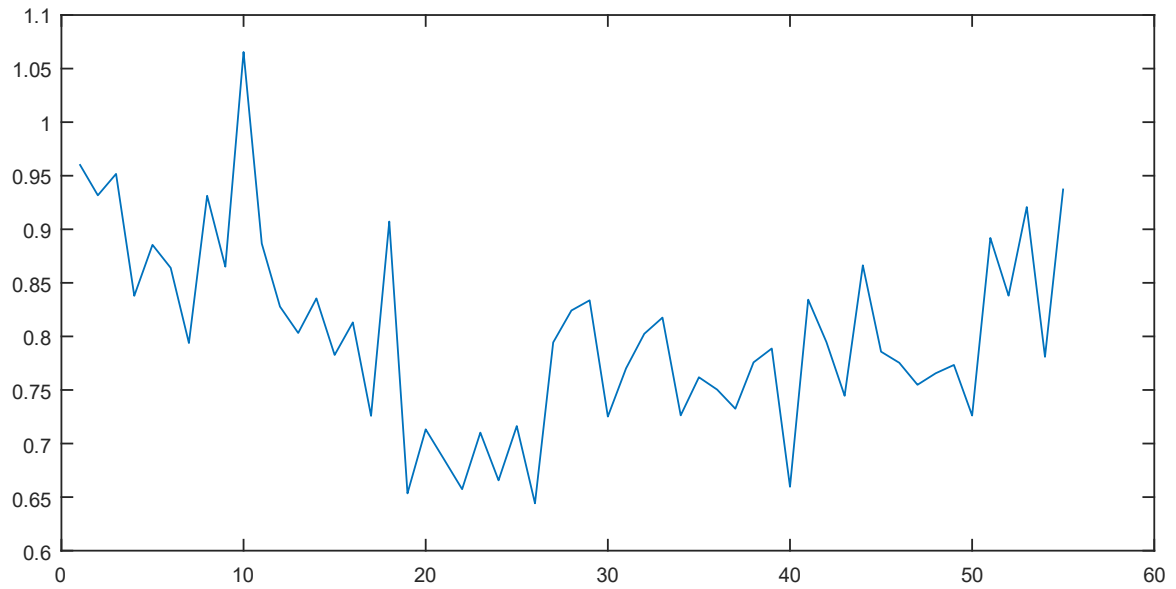
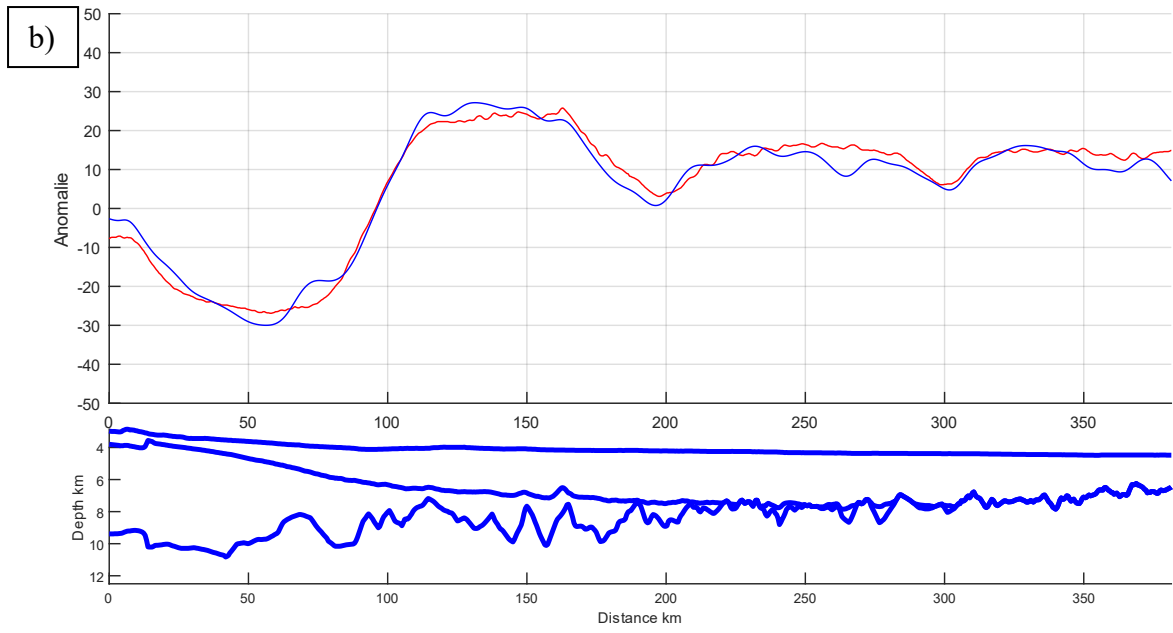
4.1.4 Inversion de la densité des interfaces

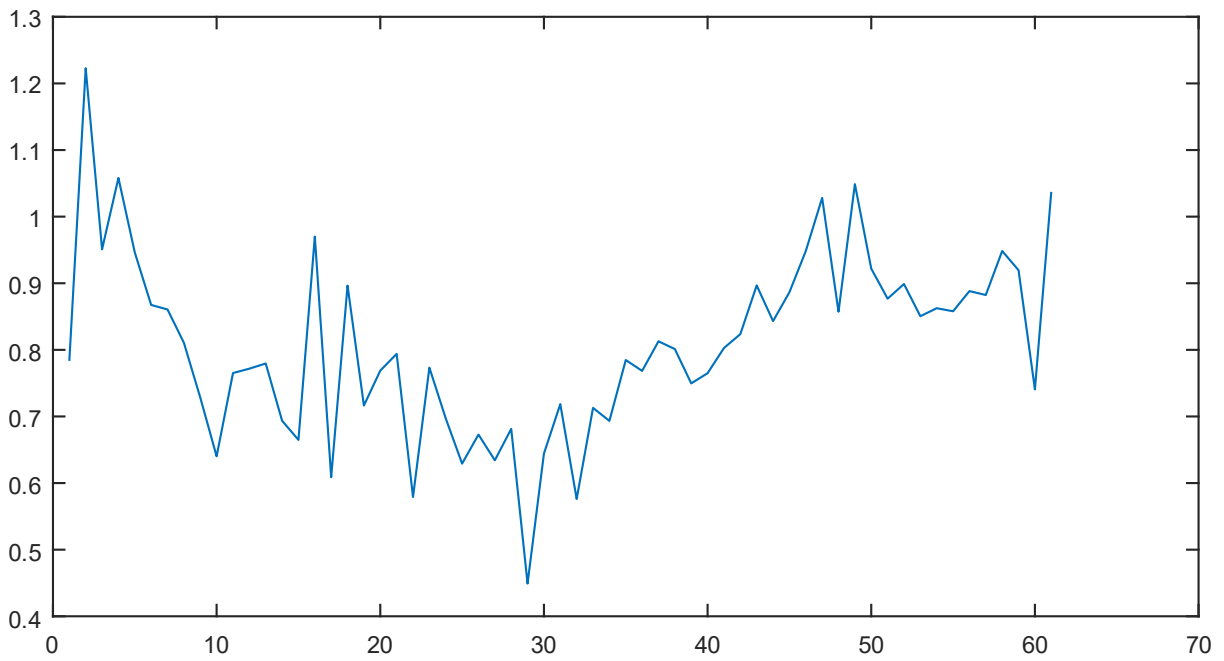
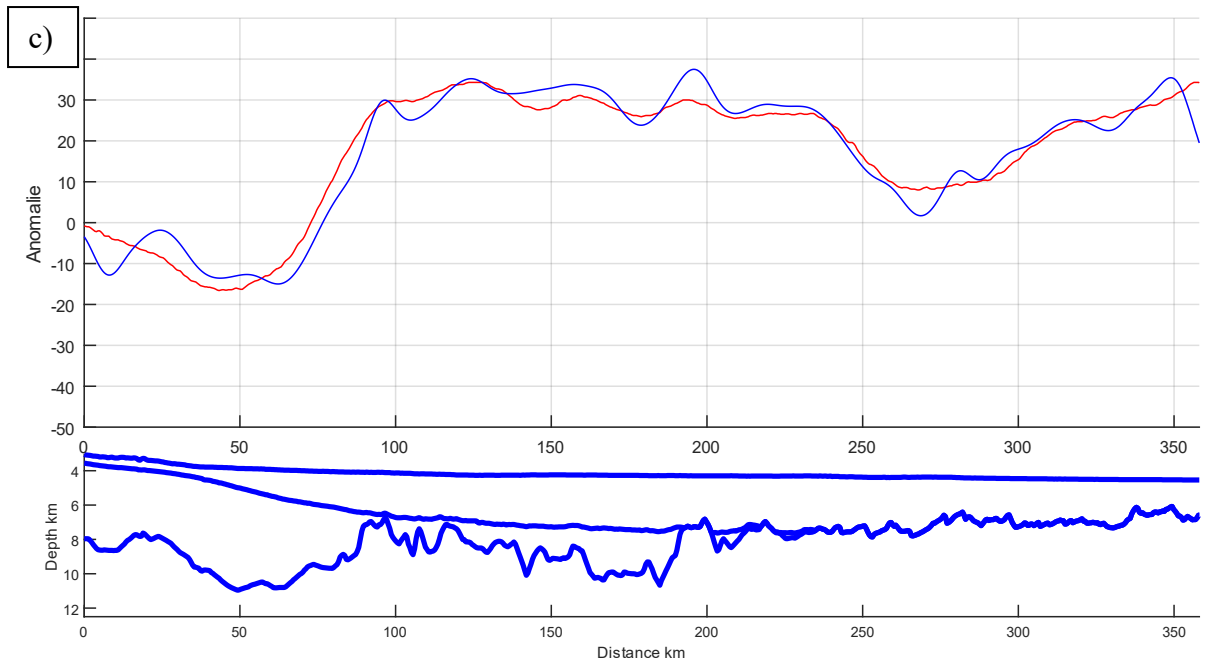
Afin de déterminer la meilleure valeur de densité possible pour modéliser l'anomalie gravimétrique à l'air libre, un problème inverse est posé par le biais d'une inversion sur les mesures en s'affranchissant du facteur géométrique de l'anomalie gravimétrique à l'air libre.

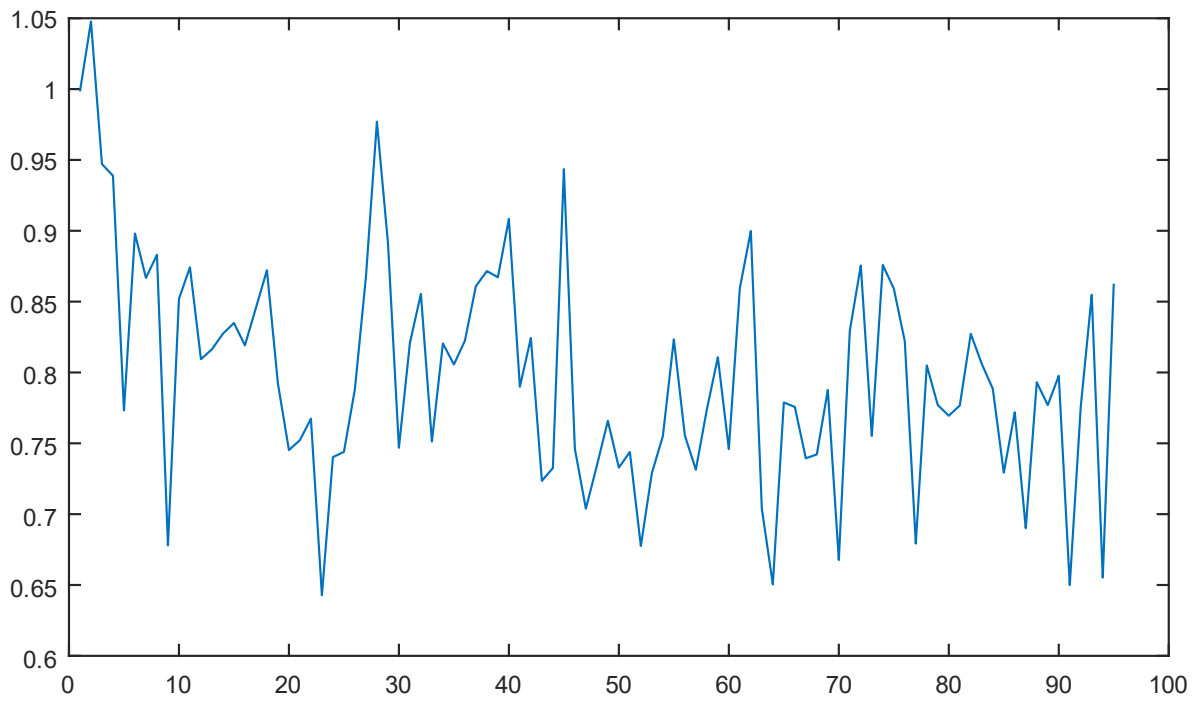
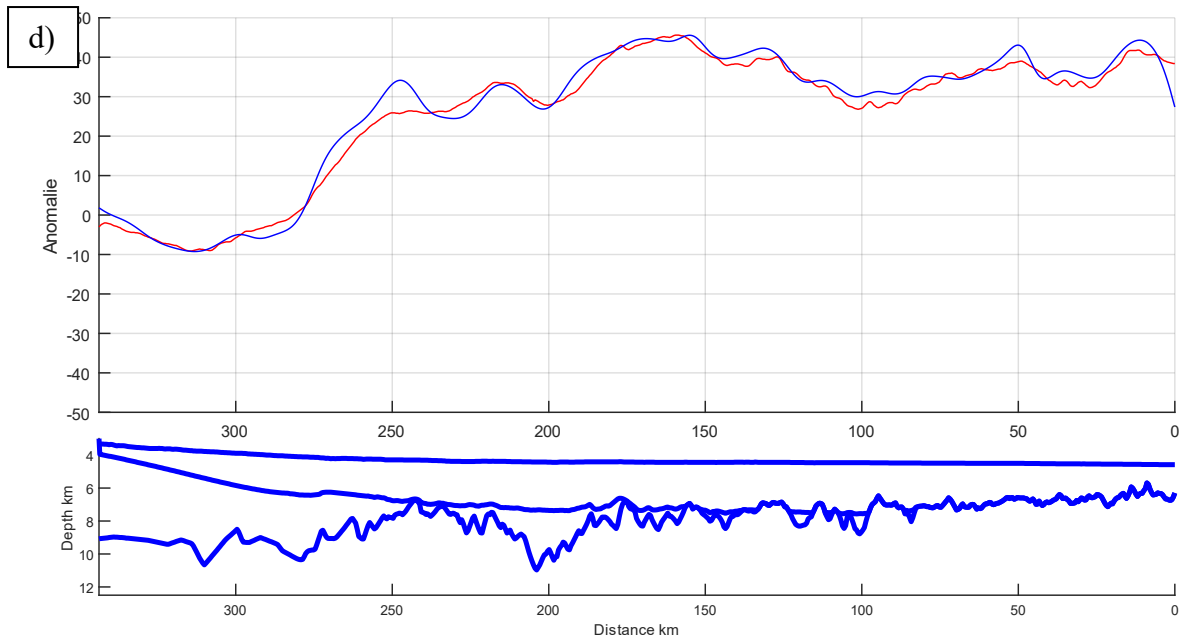
4.1.4.1 Marge antarctique

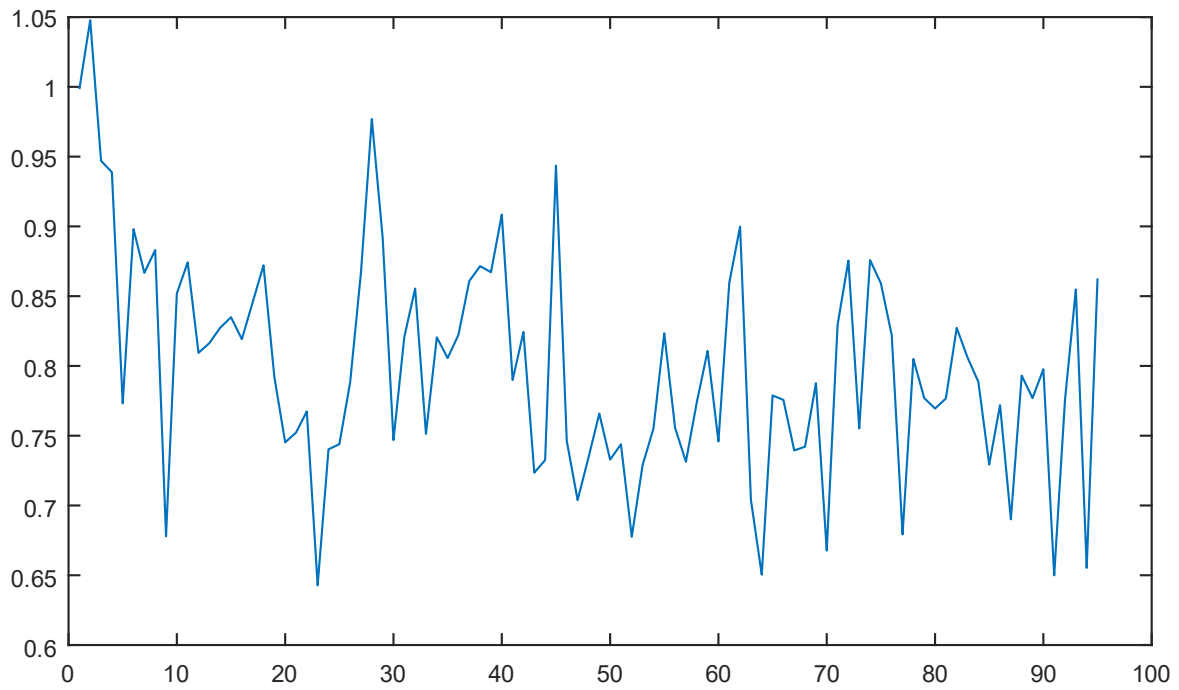
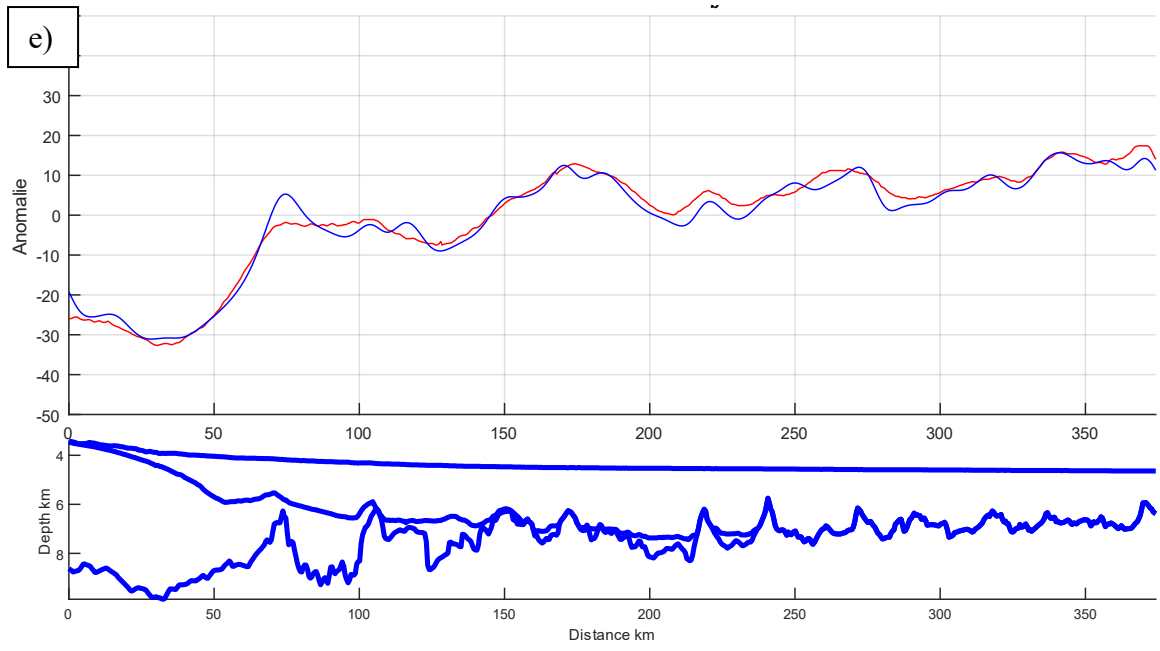
Nous réalisons ici une inversion sur la densité selon la méthode des moindres carrés (cf. chapitre 2.2.4.3). L'inversion est effectuée au niveau du toit du socle car l'on considère que la densité des sédiments est mieux estimée que celle du socle. Cette inversion est réalisée sur les profils de la campagne GA-228 précédemment étudiés. Le pas d'échantillonnage pour l'inversion est de 4 km. Le résultat de cette inversion pour les profils 22 à 27 est présentée en Figure 50.











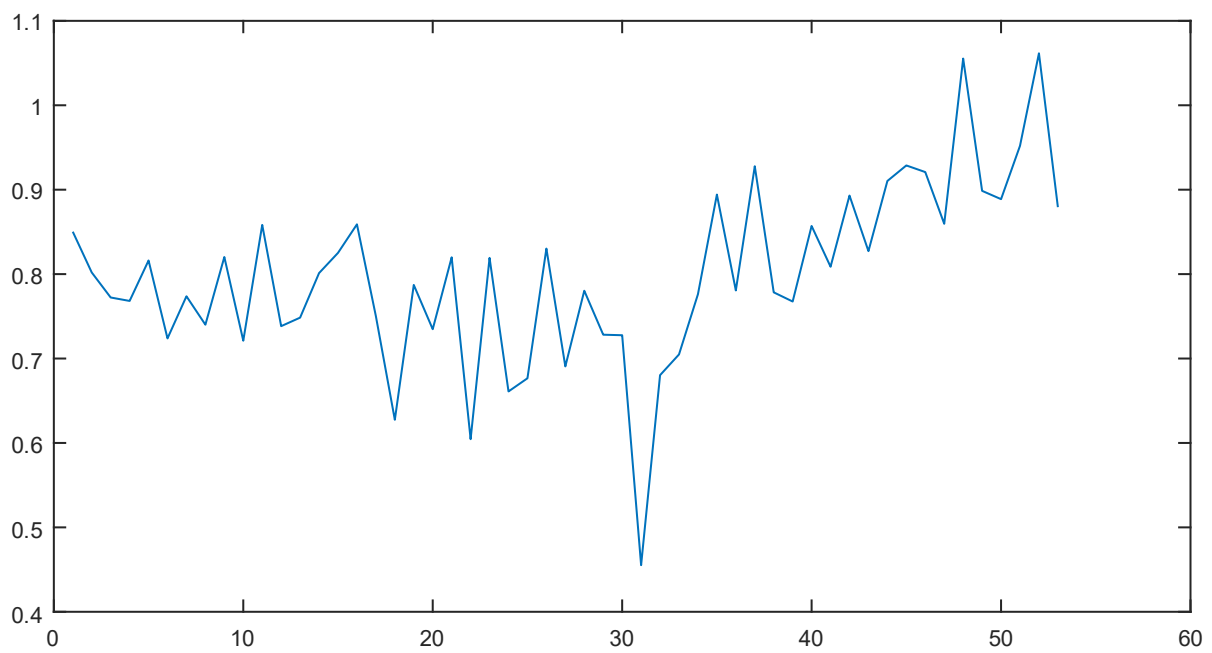
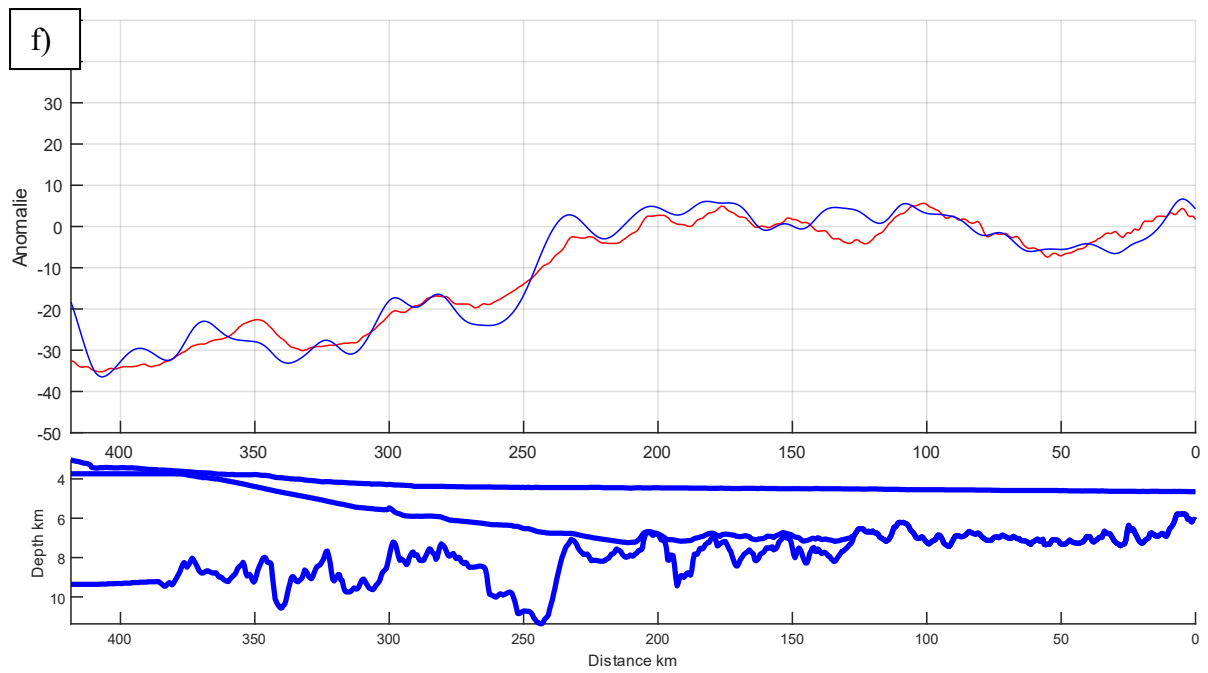


Figure 50 - inversion sur la densité du toit du socle pour les profils GA228-22 (a), GA228-23, (b), GA228-24 (c), GA228-25 (d), GA228-26, (e) et GA228-27 (f). Haut : corrélation de la courbe de l'inversion avec les mesures ; milieu : structure du profil ; bas : variations de densité obtenues le long du profil pour réaliser l'inversion.

L'inversion sur la densité le long du toit du socle permet de reproduire de façon satisfaisante l'anomalie gravimétrique à l'air libre de la marge antarctique, comme le confirment les faibles valeurs d'écart-type entre le modèle et les données (Tableau 5). Les valeurs de contraste de densité au niveau du socle résultant de l'inversion présentent de plus des variations cohérentes par rapport aux valeurs de densité communément admises pour les différentes unités géologiques en place au niveau de la marge antarctique.

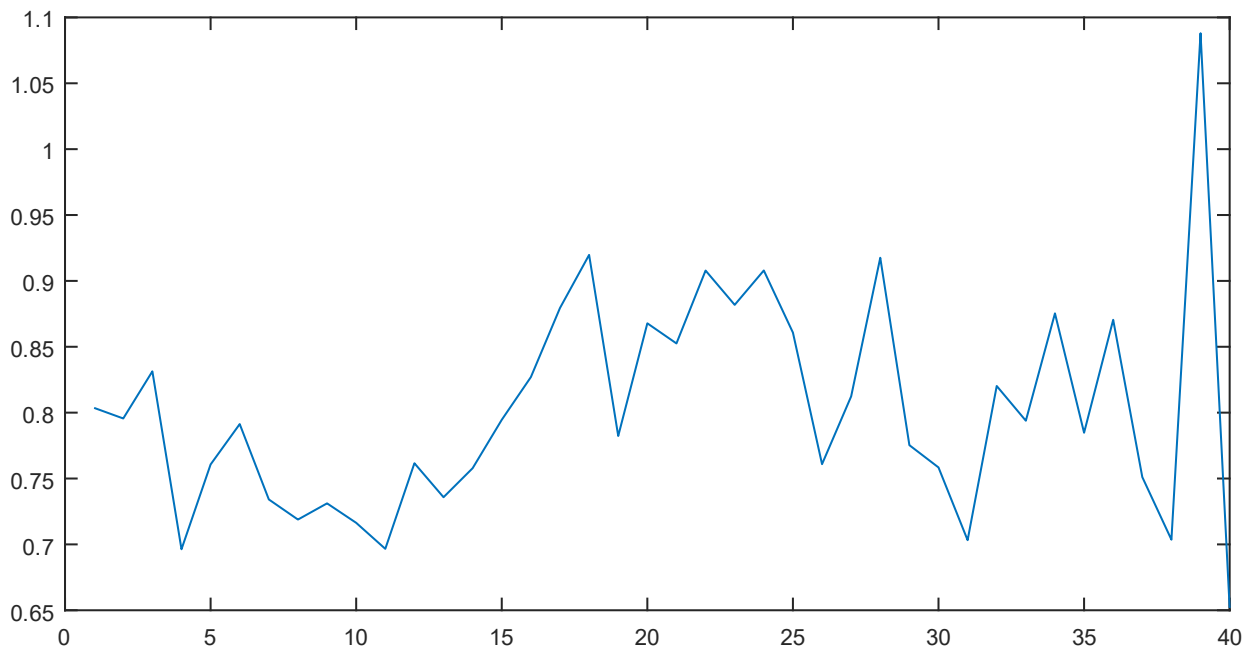
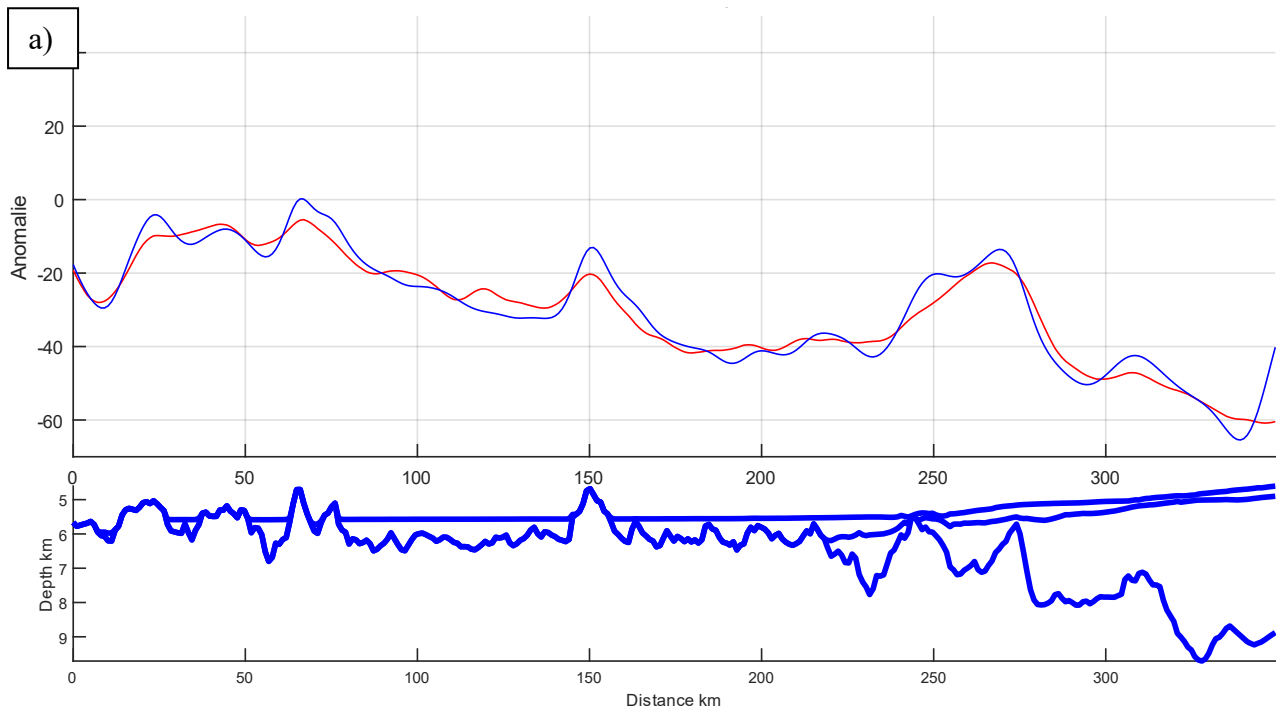
Profil	Ecart-type
GA228-22	1,44
GA228-23	2,5
GA228-24	1,73
GA228-25	1,67
GA228-26	1,29
GA228-27	1,45

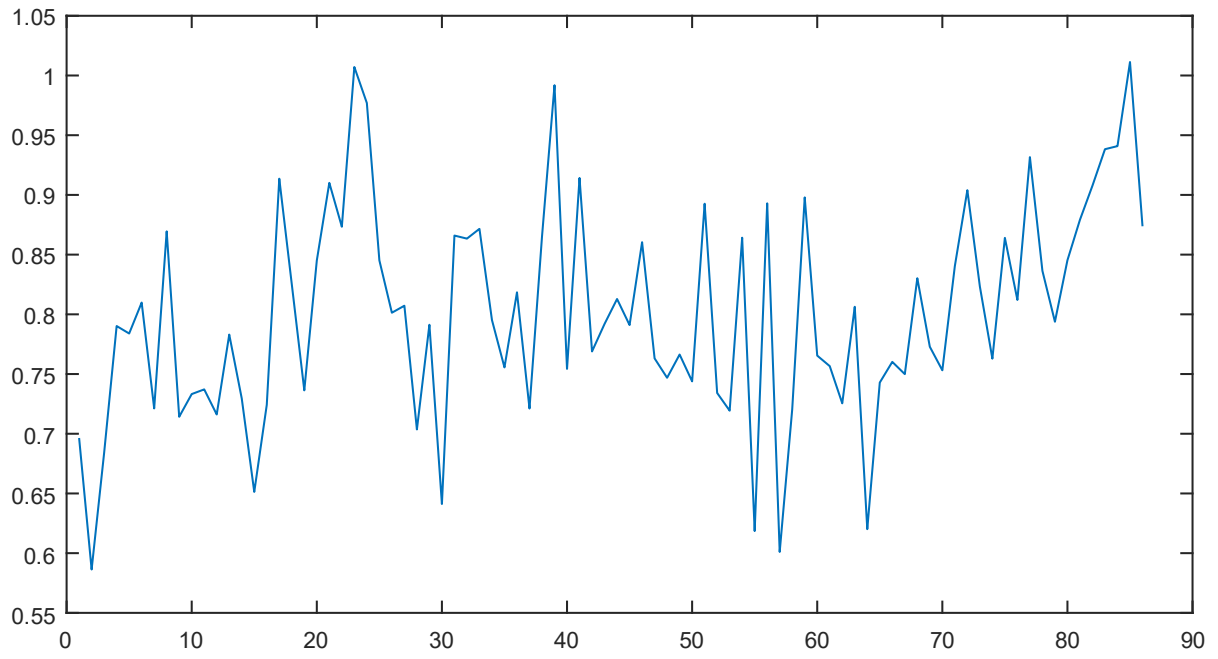
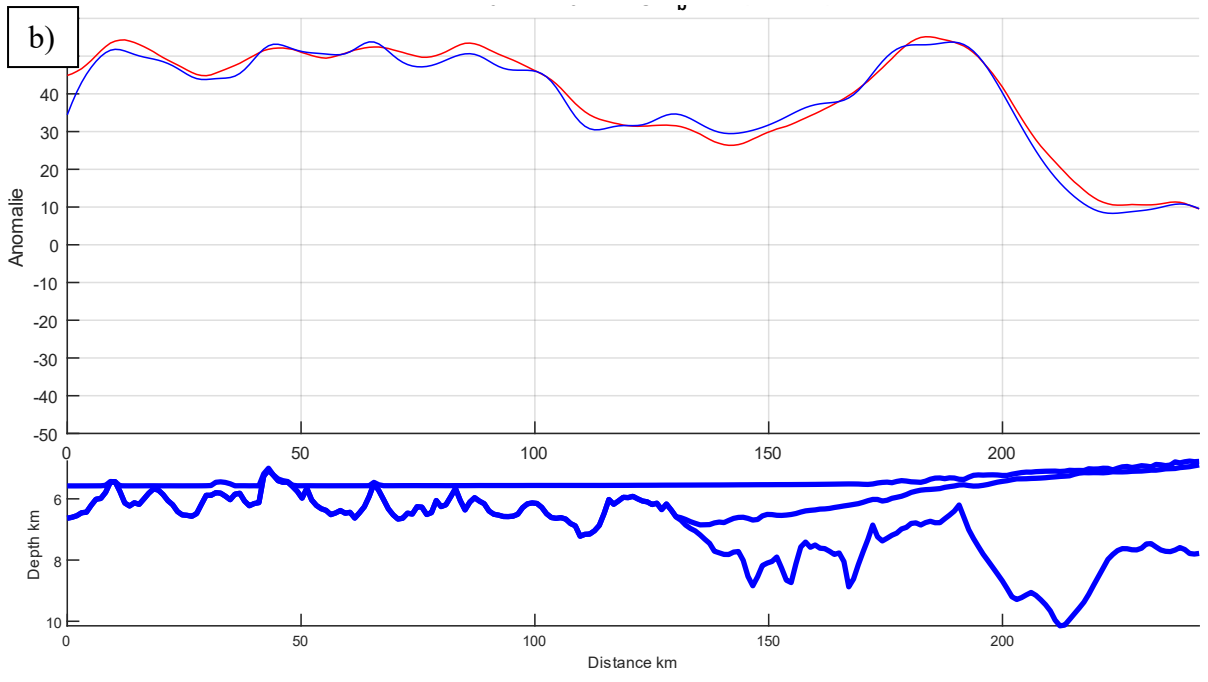
Tableau 5 - écart-type entre les données et le modèle après inversion sur la densité pour la marge antarctique

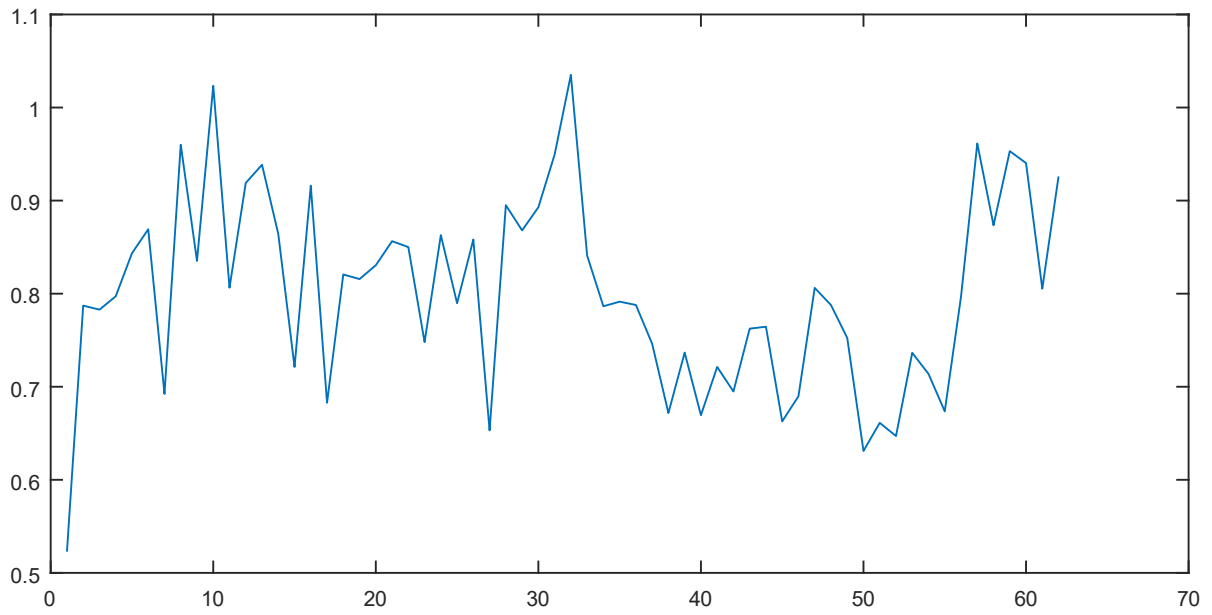
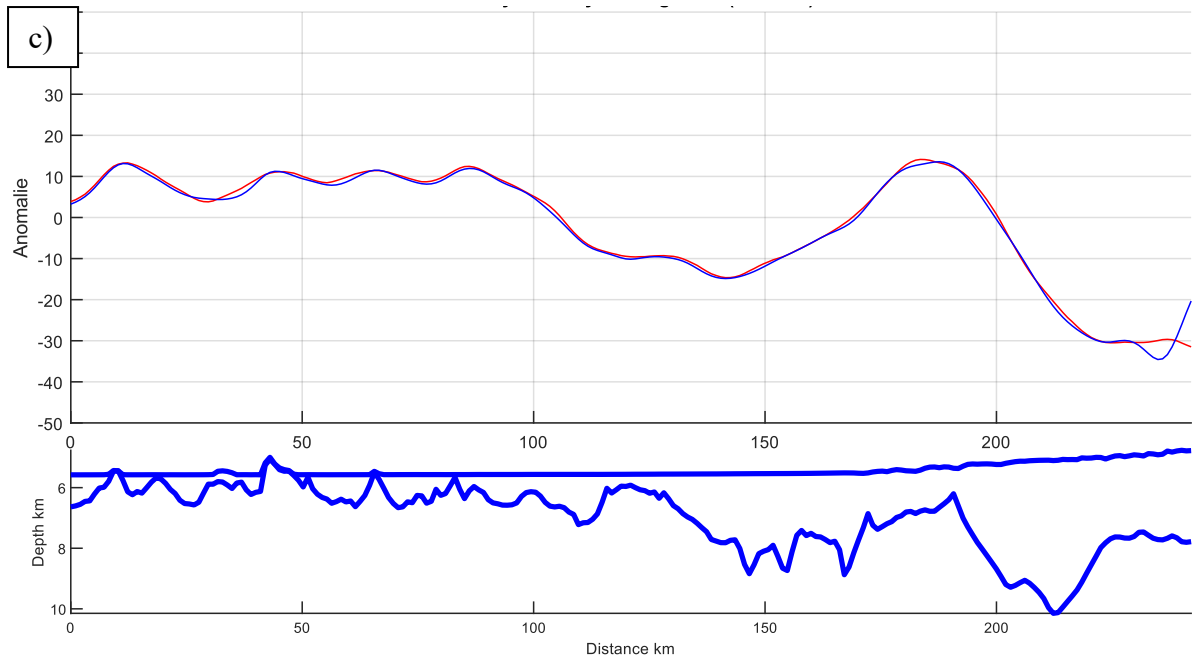
Le même travail d'inversion est réalisé sur la marge australienne (Figure 51). Le résultat est à nouveau concluant pour la marge australienne avec un faible écart-type entre le modèle et les données (Tableau 6). Ces résultats doivent être comparés avec l'interprétation des anomalies magnétiques.

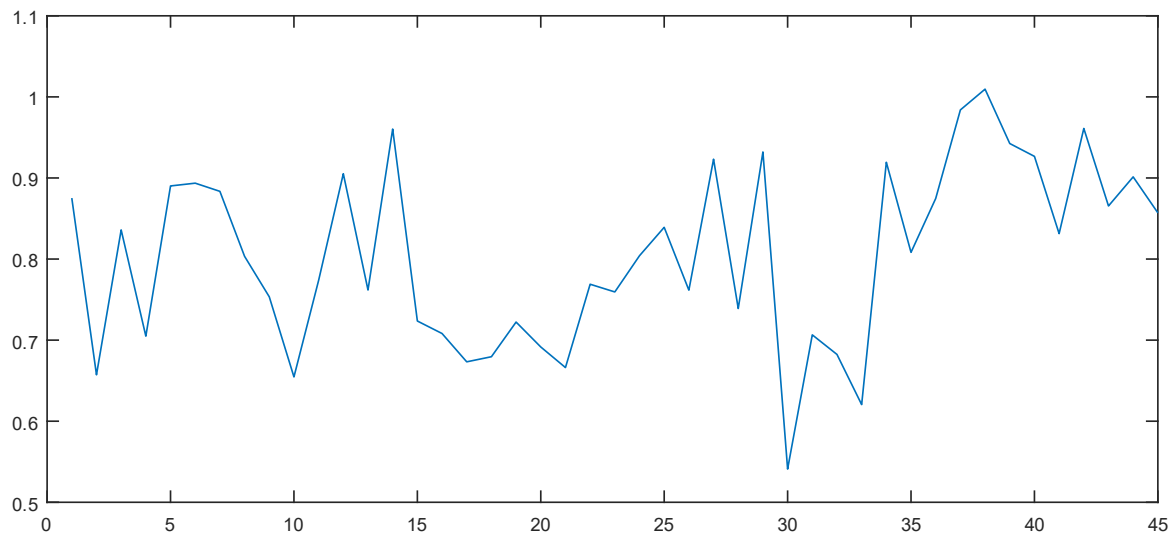
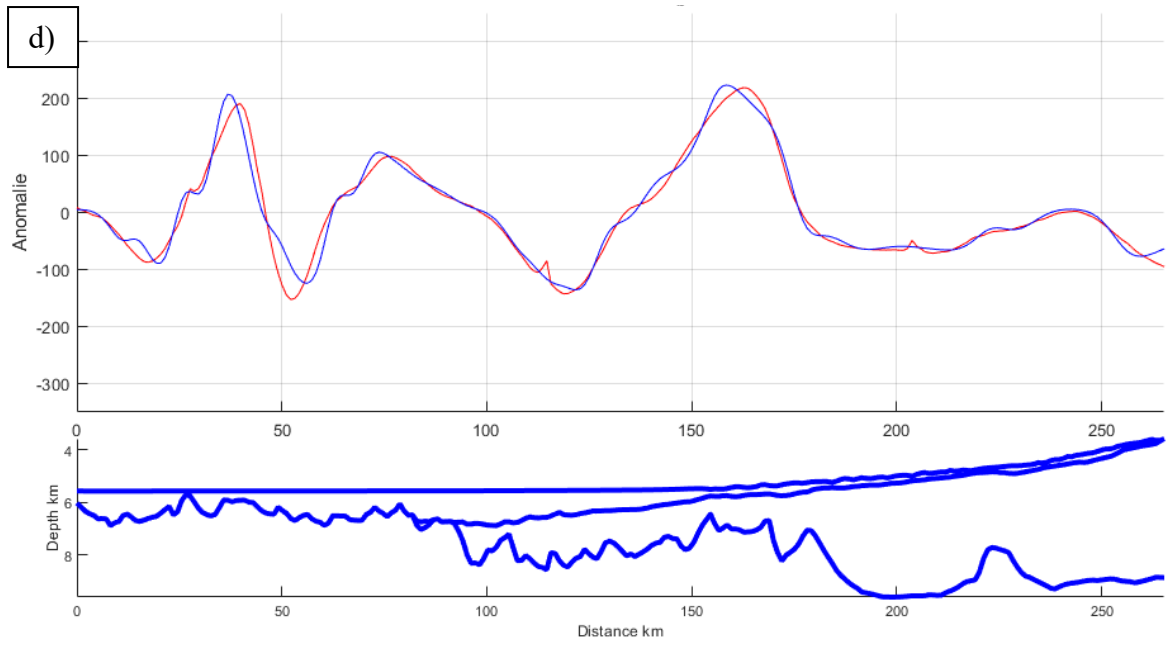
Profil	Ecart-type
GA199-01	1,33
GA199-02	1,57
GA199-03	0,93
GA199-04	0,92
GA199-05	1,11

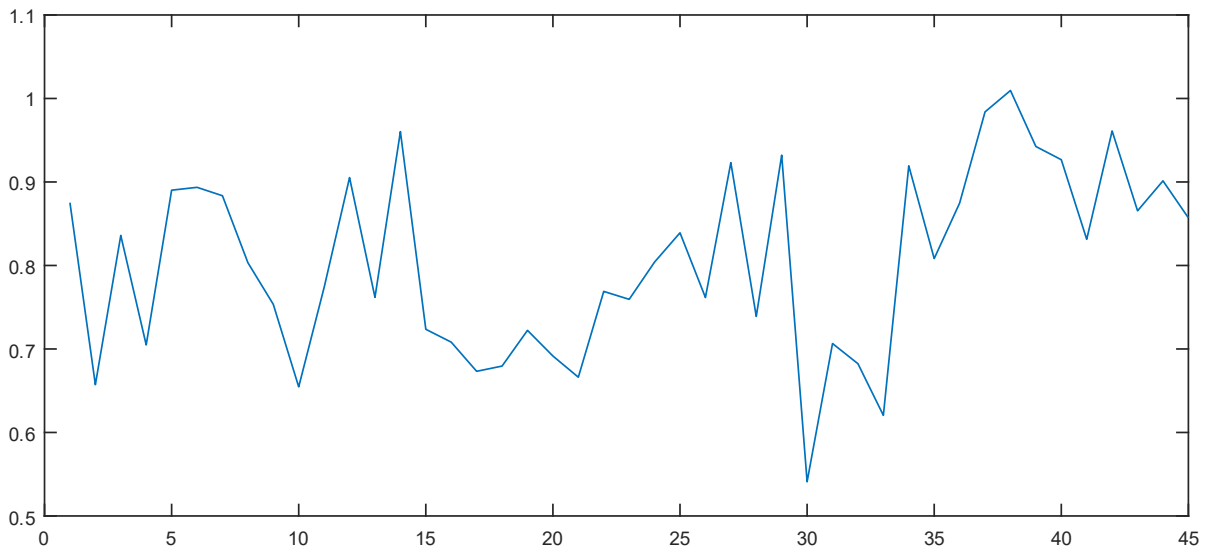
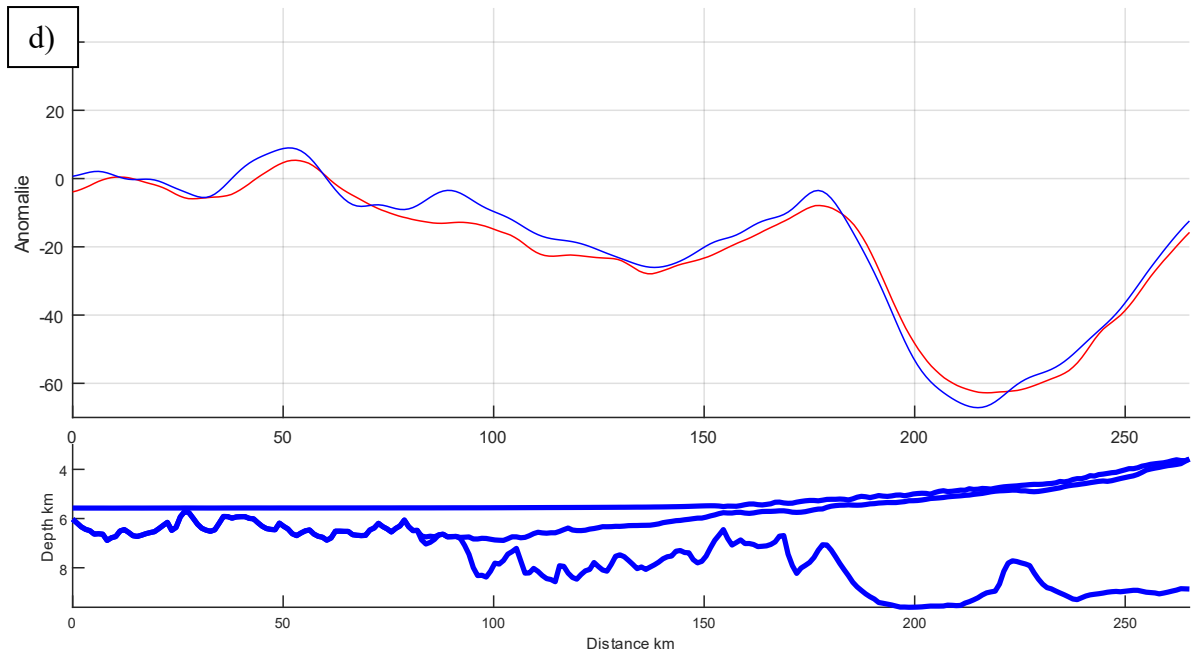
Tableau 6 - écart-type entre les données et le modèle après inversion sur la densité pour la marge australienne











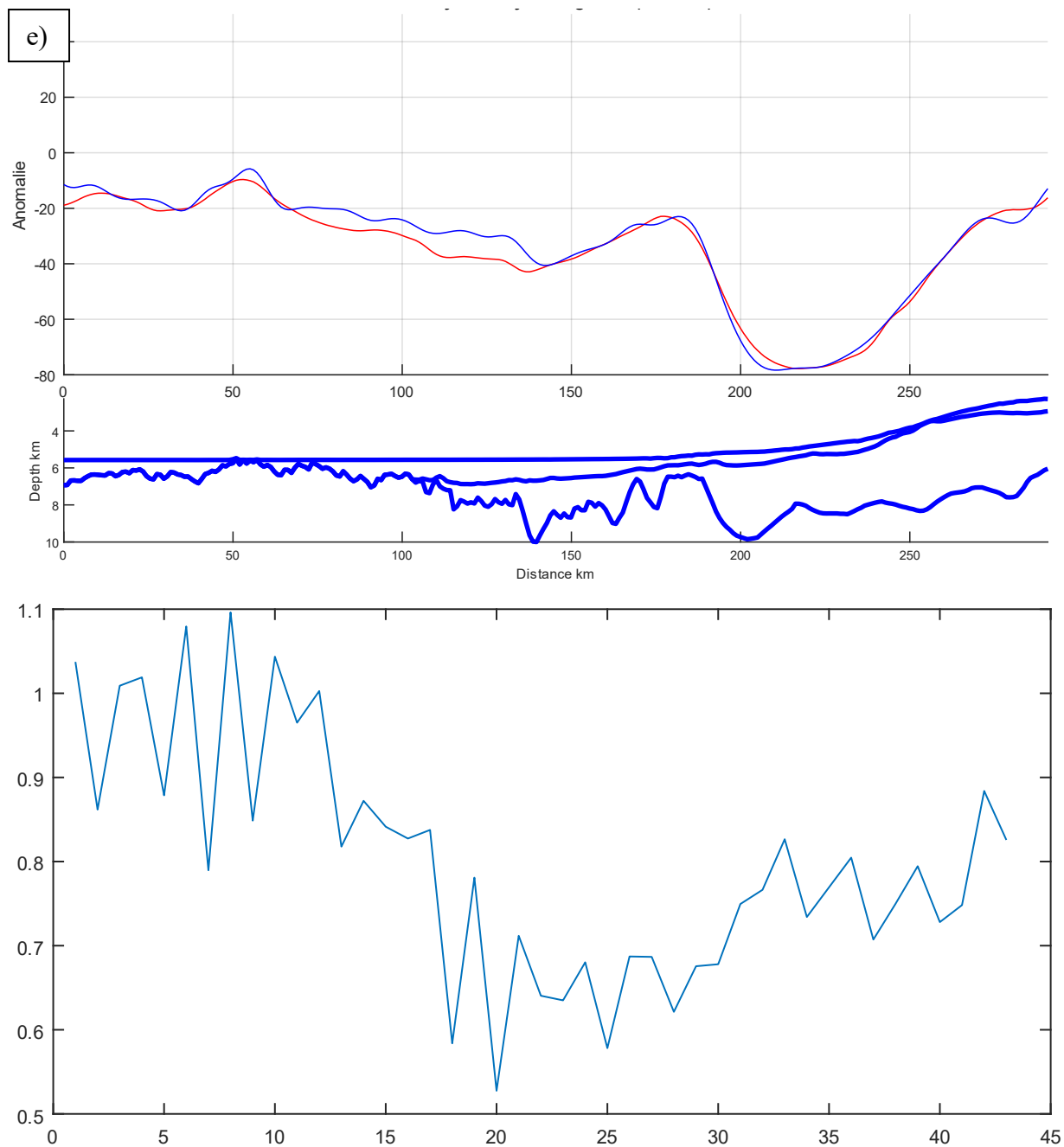


Figure 51 - inversion sur la densité du toit du socle pour les profils GA199-01 (a), GA199-02, (b), GA199-03 (c), GA199-04 (d), GA199-05, (e)

Les variations de densités obtenues ne semblent pas faire apparaître un schéma commun à l'ensemble des profils étudiés. Les valeurs sont généralement plus fortes aux extrémités des profils et plus faibles au centre. On note parfois une variation importante au niveau du passage entre le domaine de manteau continental exhumé et le domaine croûte proto-océanique (localisé à l'extrémité de l'unité sédimentaire profonde) qui pourrait correspondre à l'activité magmatique plus importante dans la proto-croûte océanique.

4.2 Magnétisme

L'un des modèles d'expansion océanique du bassin Australie-Antarctique est celui proposé par Tikku & Cande (1999) (Figure 52). Il est basé sur l'interprétation que les anomalies magnétiques mesurées dans ce bassin sont dues à des anomalies magnétiques d'ICMT et montre des fortes variations de taux d'expansion océanique, dont certains extrêmement lents et non observés sur d'autres marges. C'est par exemple le cas entre les isochrones C24 (-56 Ma) et C31 (-71 Ma) où le demi-taux d'expansion est de 1,5 mm par an. Nous cherchons dans cette partie à déterminer si l'on peut modéliser et interpréter ces anomalies magnétiques autrement que par le biais d'ICMT. Les données utilisées d'anomalie magnétique proviennent, comme celles d'anomalie gravimétrique, des campagnes GA228 (Antarctique) et GA199 (Australie).

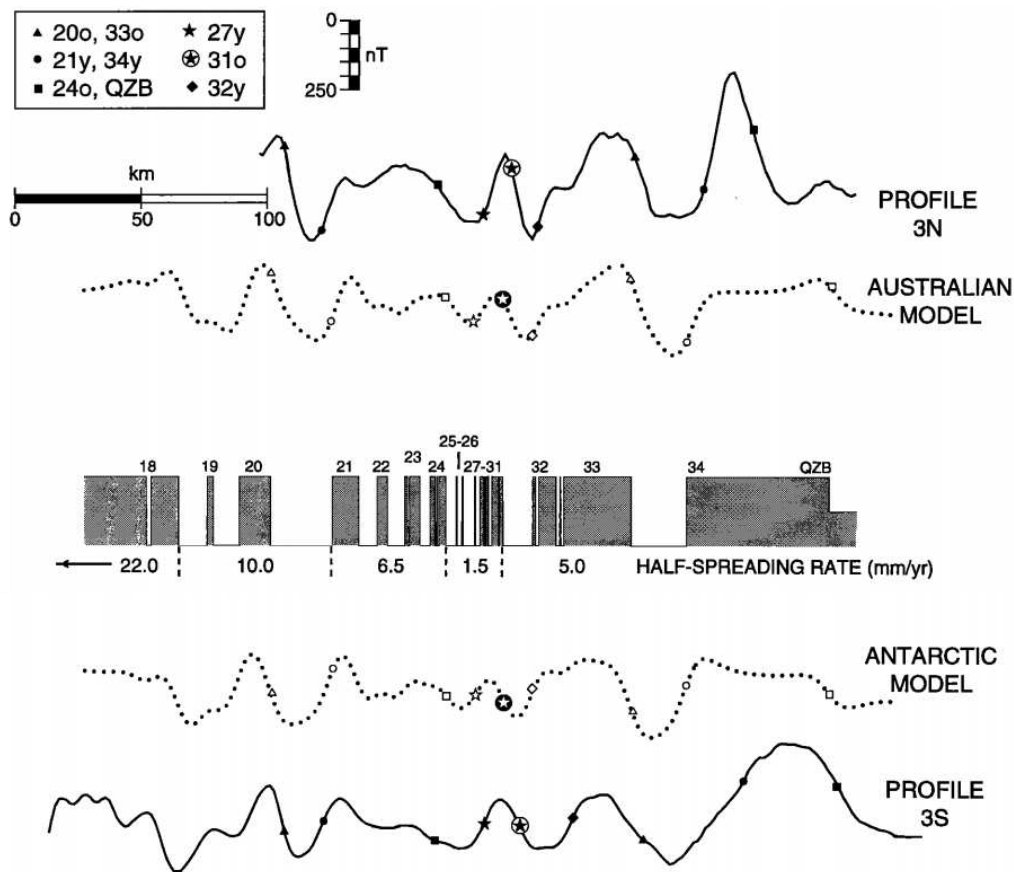


Figure 52 - Modèle d'expansion océanique pour la South-East Indian Ridge au niveau des marges Australie-Antarctique (Tikku & Cande, 1999) ; les anomalies magnétiques modélisées sont issues d'une couche comprise entre 5,5 et 6 km de profondeur, d'inclinaison rémanente $I_R = -74,0^\circ$ et de déclinaison rémanente $D_R = 0,0^\circ$ enregistrant les inversions du champ magnétique terrestre

Un point important du modèle présenté en Figure 52 est la profondeur constante et l'épaisseur uniforme des blocs marquant les ICMT. Afin de prendre en compte les variations de profondeur et de géométrie du toit de la lithosphère océanique, une première modélisation a été réalisée en se basant sur les interprétations de Tikku & Cande (1999) couplée aux taux d'enfoncement de la lithosphère océanique proposés par Parsons & Sclater (1977) (Figure 53).

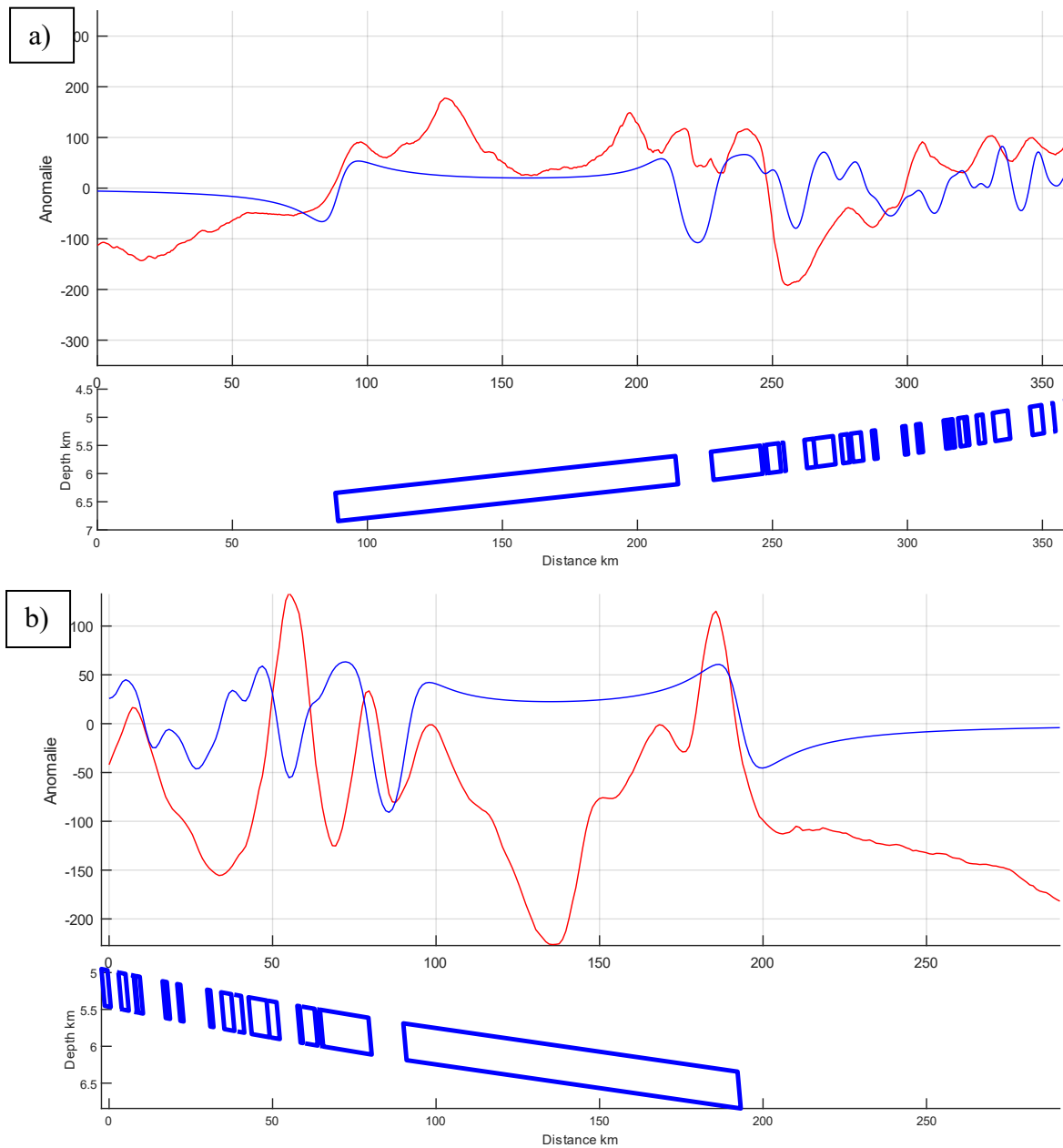


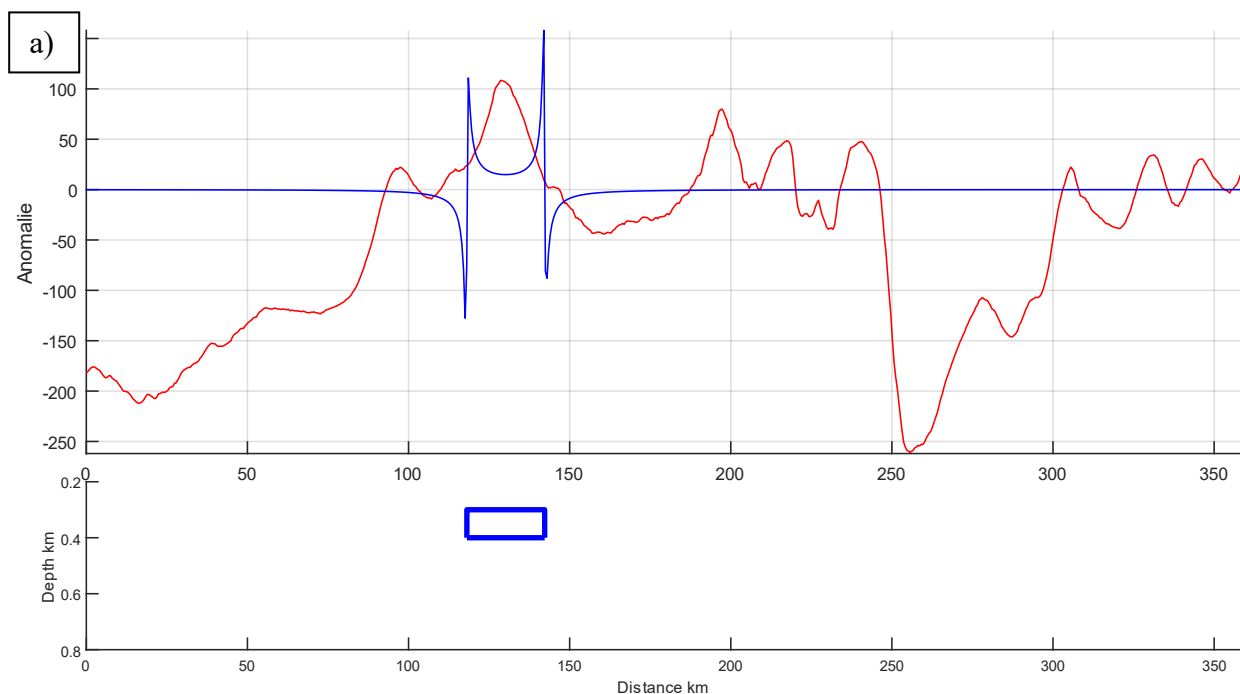
Figure 53 - modélisation de l'anomalie magnétique (nT) des profils GA228-24 (a) et GA199-05 (b) en couplant les paramètres de (Parsons & Sclater, 1977) et (Tikku & Cande, 1999) ; les blocs représentent les isochrones C34 à C18 pour le profil GA228-24 et C34 à C22 pour le profil GA199-05

Les résultats de cette modélisation ne montrent pas une reproduction claire de l'ensemble des anomalies magnétiques des profils GA228-24 et GA199-05. Les anomalies magnétiques les plus proximales (0 à 220 km pour GA228-24 et 100 à 200 km pour GA199-05) ne sont clairement pas reproduites par le modèle. Les anomalies plus distales présentent quant à elles une forme similaire malgré des décalages en position et en amplitude par rapport aux données pour le profil GA228-24 (de 230 à 358 km). Concernant le profil GA199-05, seuls l'anomalie la plus distale est restituée par le modèle. Il apparaît donc qu'un modèle classique d'inversion du champ magnétique couplé à des critères rhéologiques de subsidence de la lithosphère océanique ne présente pas une réponse satisfaisante. Pour trouver un modèle satisfaisant de l'anomalie magnétique, il faut dans un premier temps déterminer la profondeur des sources.

4.2.1 Estimation de la profondeur des sources

4.2.1.1 Blocs

De la même manière que pour l'anomalie gravimétrique à l'air libre, on cherche, dans un premier temps à estimer la profondeur idéale des sources de l'anomalie magnétique le long de profils GA228-24 (Figure 53) et GA199-05 (Figure 54) selon la méthode des blocs.



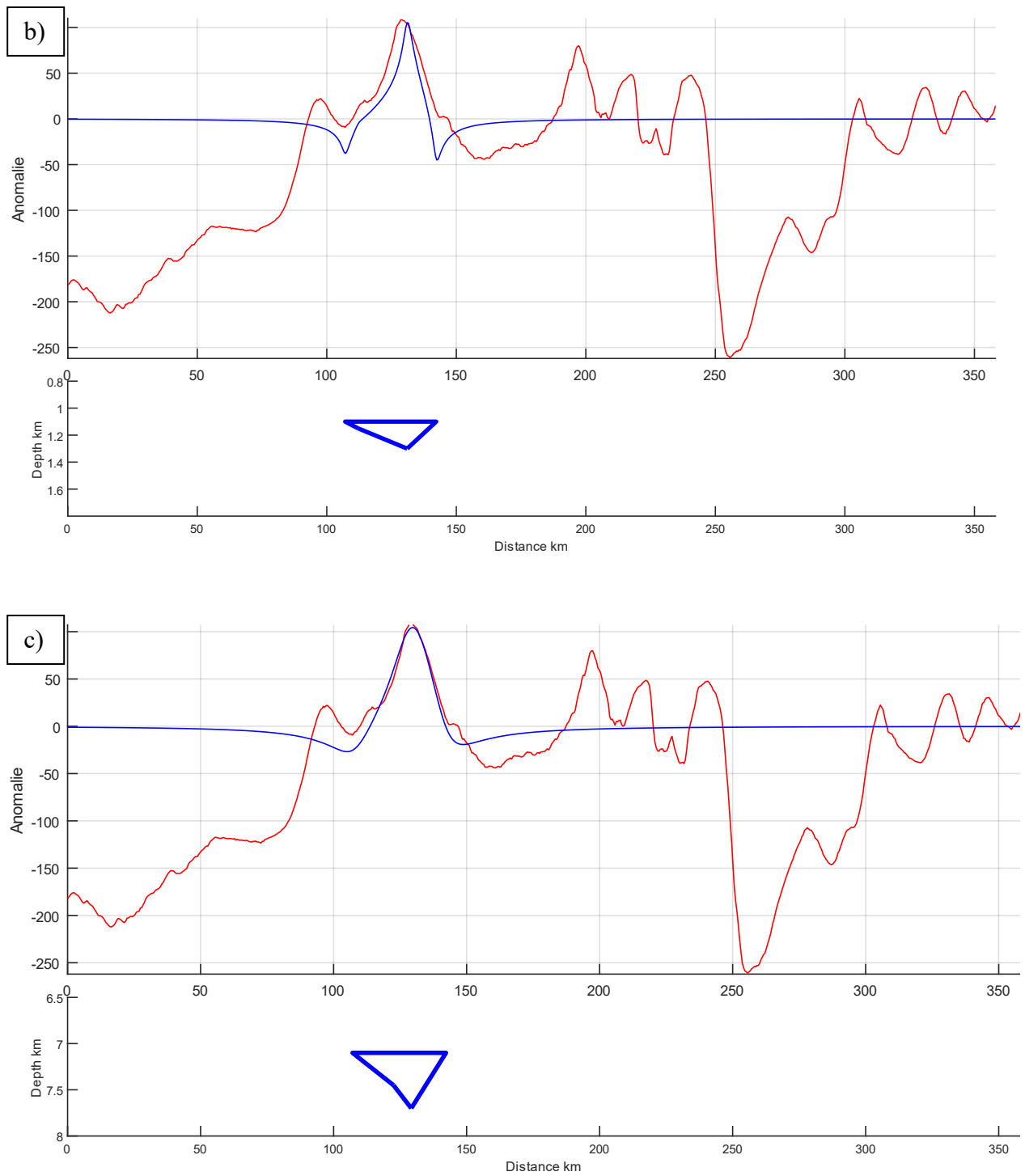
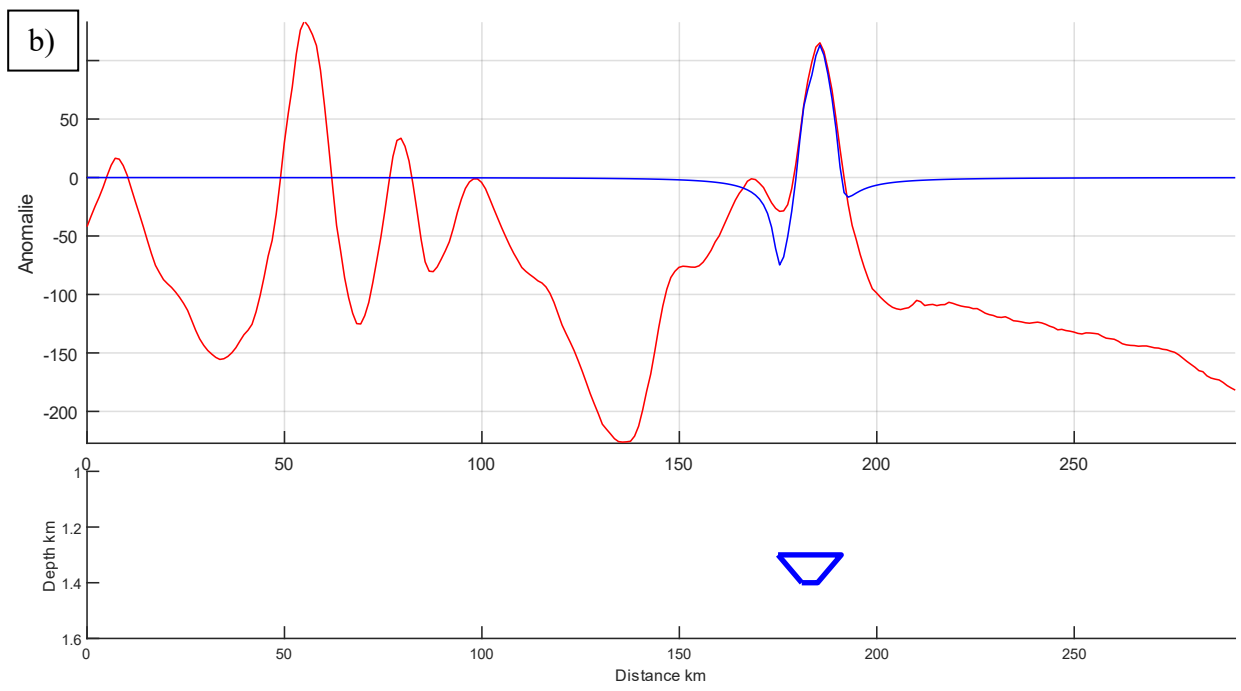
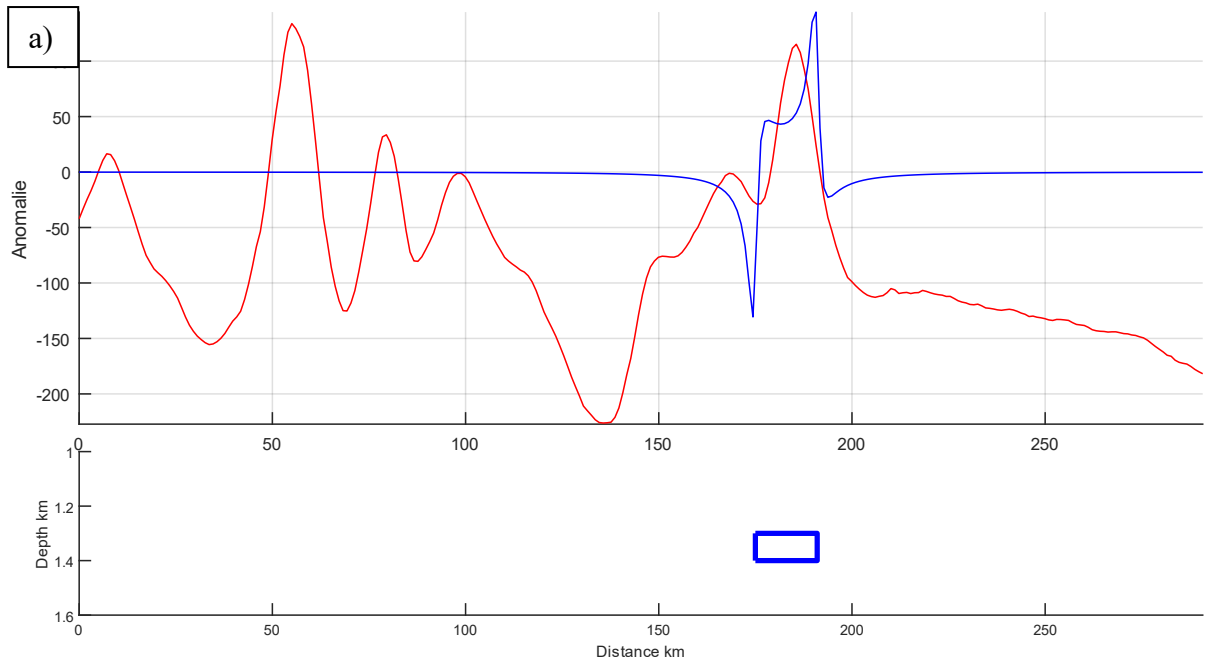


Figure 54 - modélisation de l'anomalie magnétique par le biais de blocs de susceptibilité magnétique égale à $5 \cdot 10^{-3}$ SI (a) et $9 \cdot 10^{-2}$ SI (b ; c)



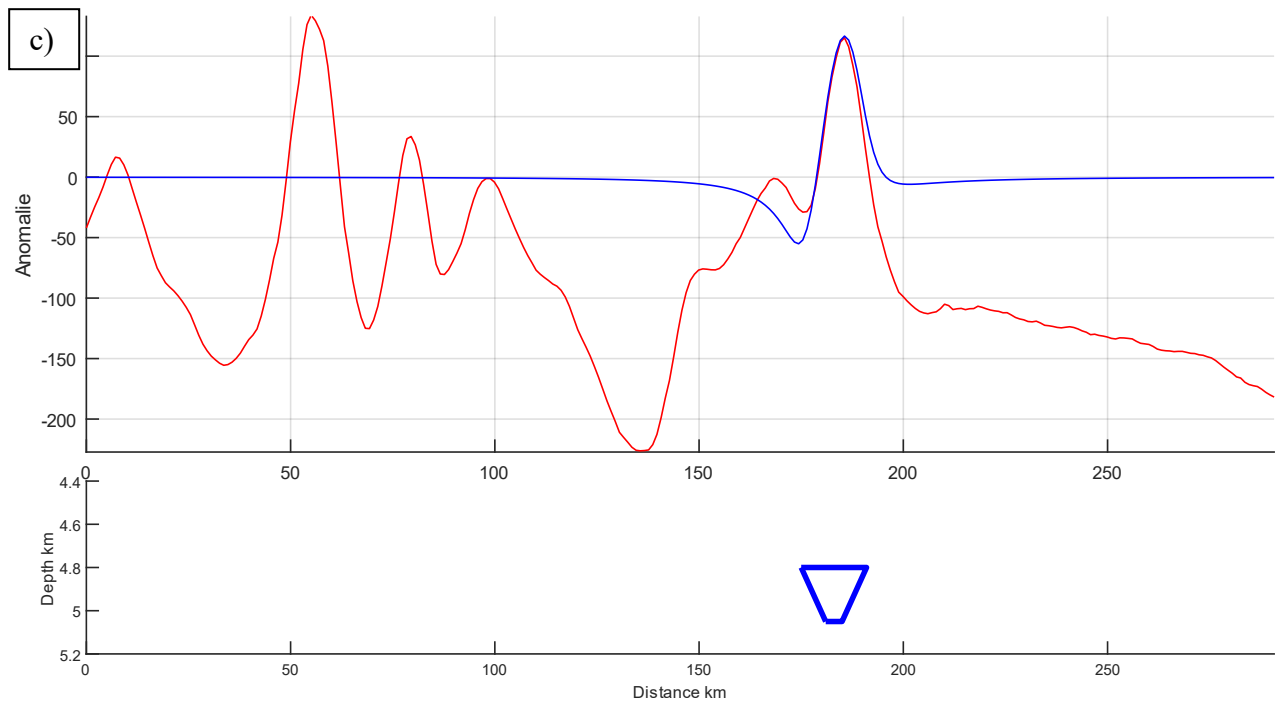
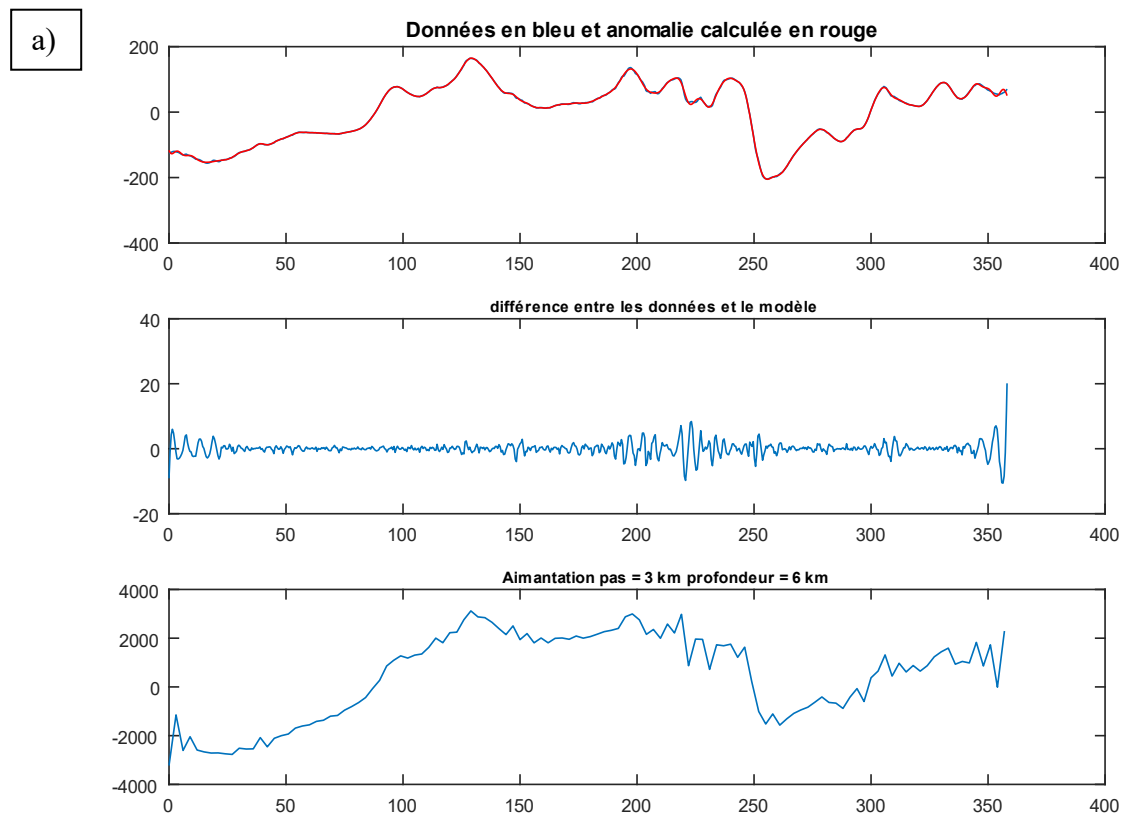


Figure 55 – modélisation de l’anomalie magnétique par le biais de blocs de susceptibilité magnétique égale à 10^{-2} SI (a) et $1,1 \cdot 10^{-2}$ SI (b ; c)

Cette approche permet ainsi d’estimer la position idéale des sources des anomalies les plus fortes des marges australo-antarctique aux alentours de 7,5 km de profondeur. De la même manière que pour l’anomalie gravimétrique, elle ne permet pas cependant de déterminer avec précision la profondeur maximale des sources. Cette approche, déjà laborieuse pour modéliser l’anomalie gravimétrique, l’est encore plus ici du fait du caractère complexe des interactions entre les différentes anomalies magnétiques. Afin d’affiner cette localisation des sources et de l’étendre à l’ensemble des anomalies des deux marges, nous appliquons à nouveau la méthode de la couche équivalente (cf. chapitre 2.2.5).

4.2.1.2 Equivalence

De manière similaire à l'anomalie gravimétrique, le principe de la couche équivalente est appliqué à l'anomalie magnétique des marges Australie/Antarctique afin d'affiner l'estimation de la profondeur des sources sur l'ensemble des profils. Différentes profondeurs sont testées pour les profils GA228-24 (Figure 56) et GA199-05 (Figure 57).



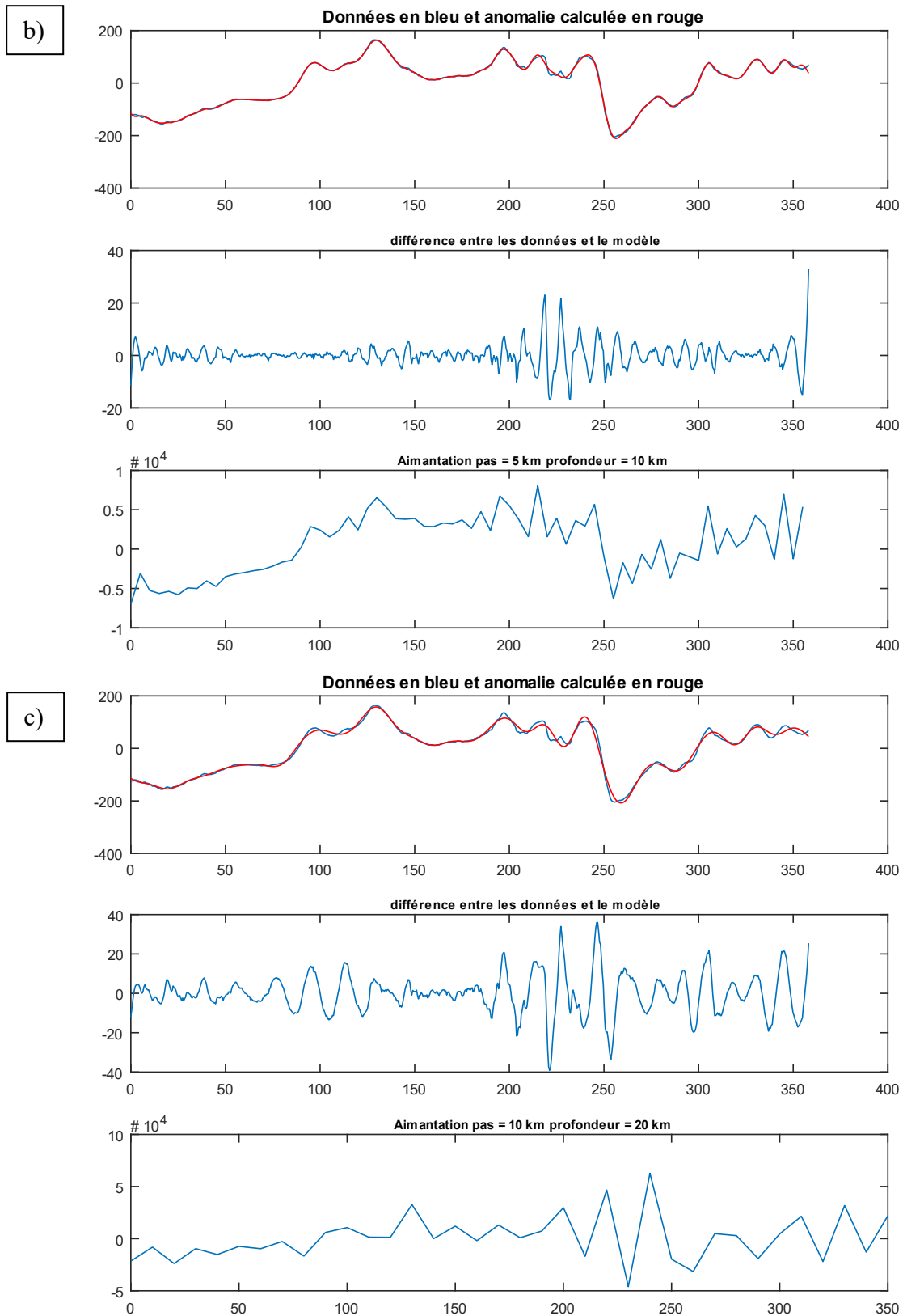
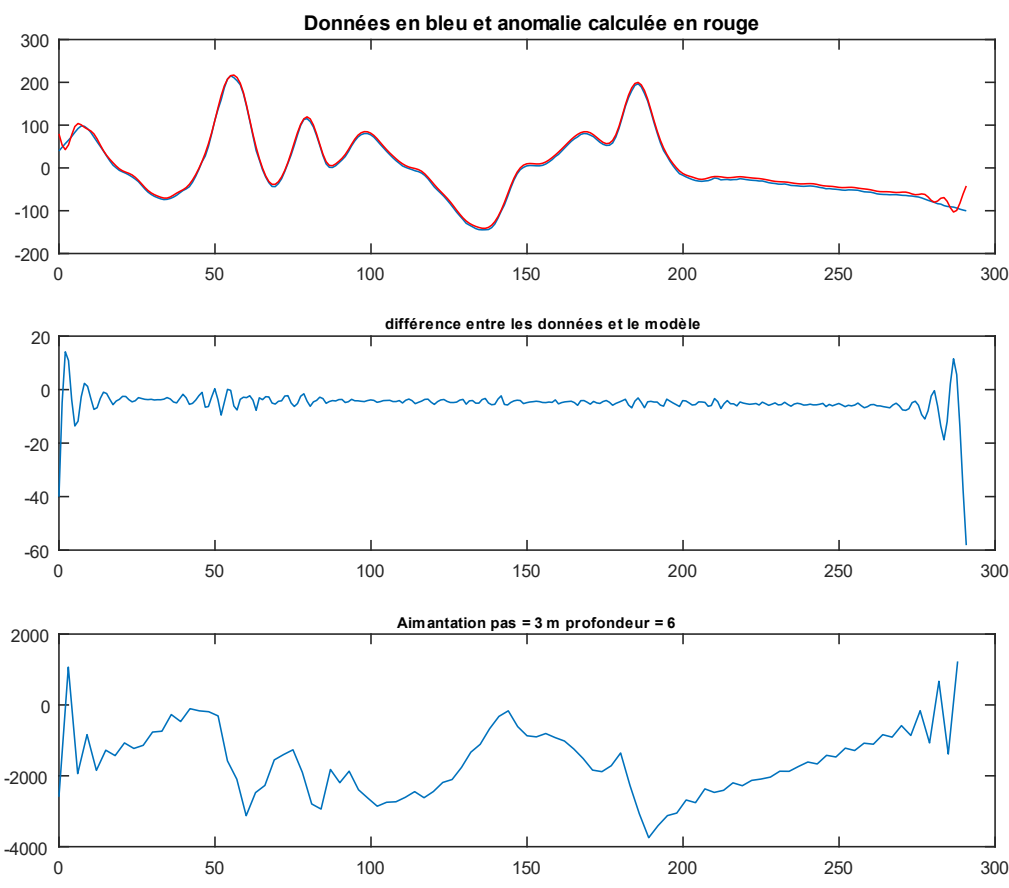
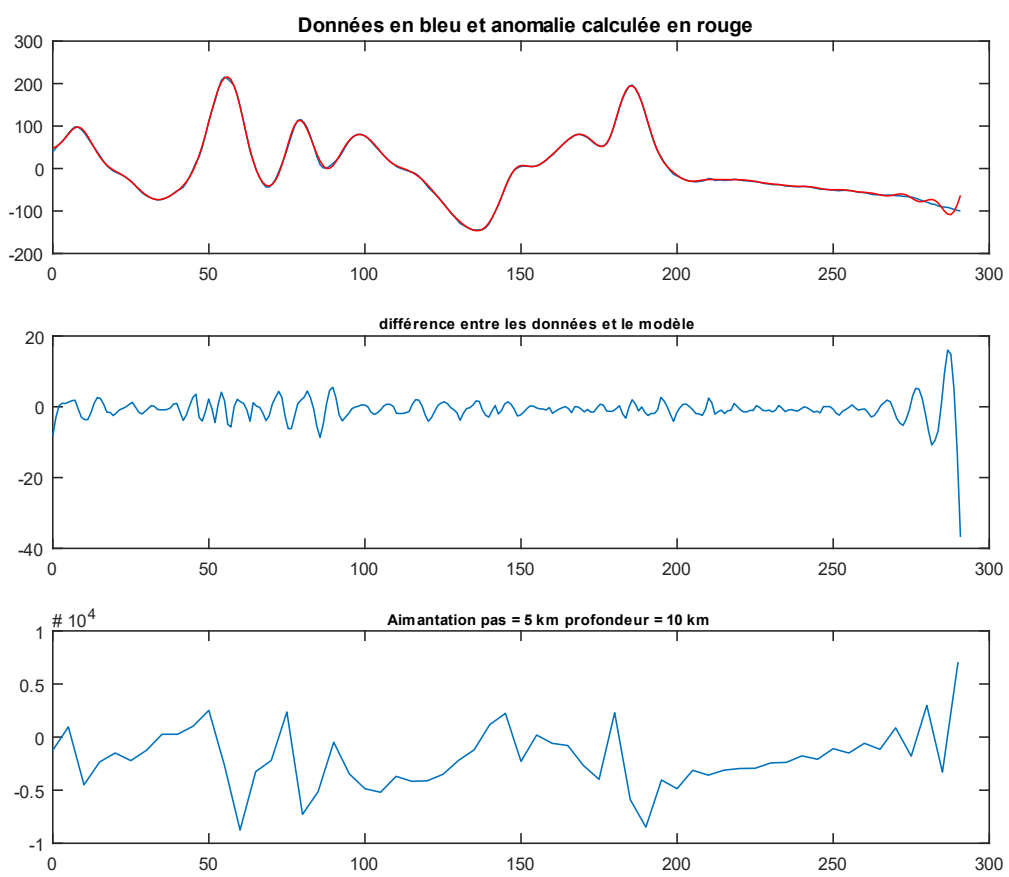


Figure 56 - calcul de l'anomalie magnétique du profil GA228-24 par le biais de trois couches équivalentes situées à 6 km (a), 10 km, (b) et 20 km (c) de profondeur

a)



b)



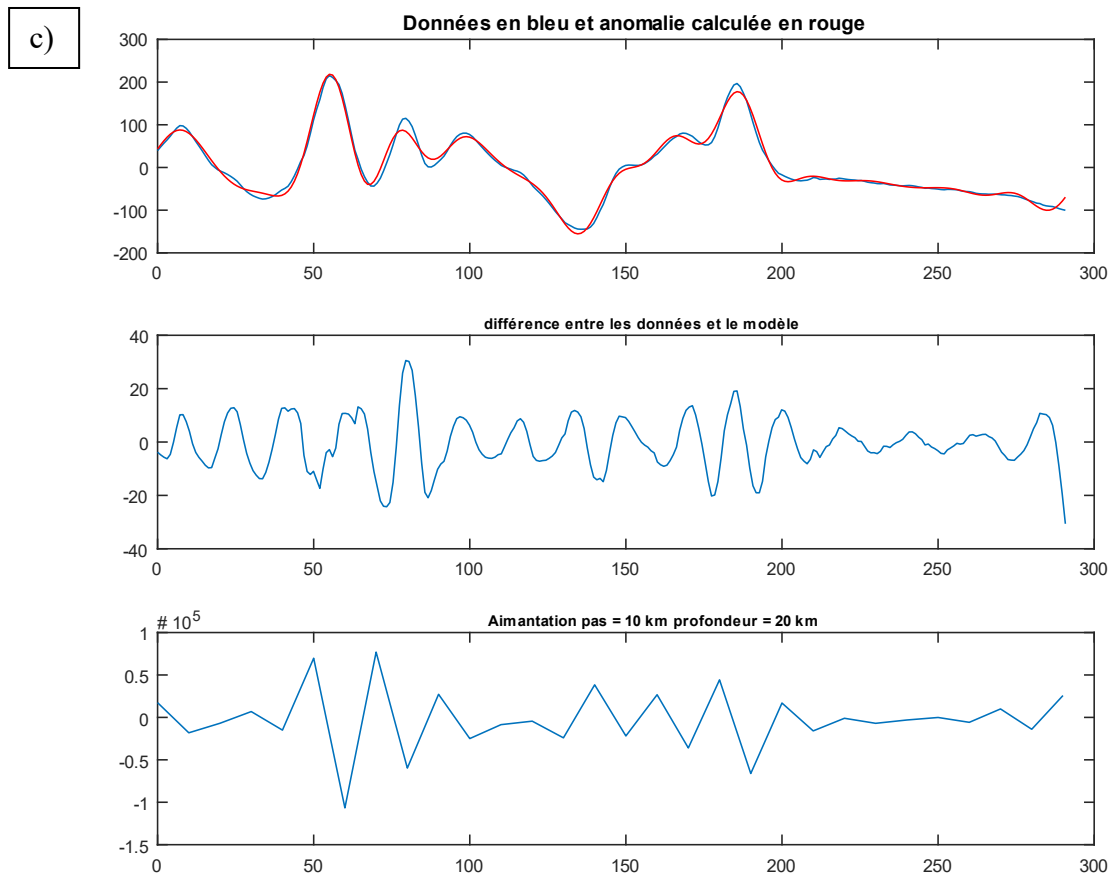


Figure 57 - calcul de l'anomalie magnétique du profil GA199-05 par le biais de trois couches équivalentes situées à 7 km (a), 10 km, (b) et 20 km (c) de profondeur

Les résultats de la couche équivalente montrent une solution pour une couche située à 6 km de profondeur pour la marge antarctique et à 7 km de profondeur pour la marge australienne. Les anomalies modélisées par ces couches restituent en effet de façon convaincante les anomalies mesurées (Figure 56, a) et Figure 57, a)), avec un écart entre le modèle et les données de -10 à 10 nT. La couche équivalente commence à montrer une limite inférieure à 10 km de profondeur pour la marge antarctique (Figure 56, b)) et pour la marge australienne (Figure 57, b)). Les anomalies modélisées présentent en effet à partir de cette profondeur des décalages en amplitude en position avec les anomalies mesurées significatifs. Cette limite est confirmée par les mauvais résultats pour des couches de profondeur plus importante (Figure 56, c) et Figure 57, c)). Les anomalies modélisées sont alors décorréliées des données, comme le montre les importantes différences de valeur entre le modèle et les données.

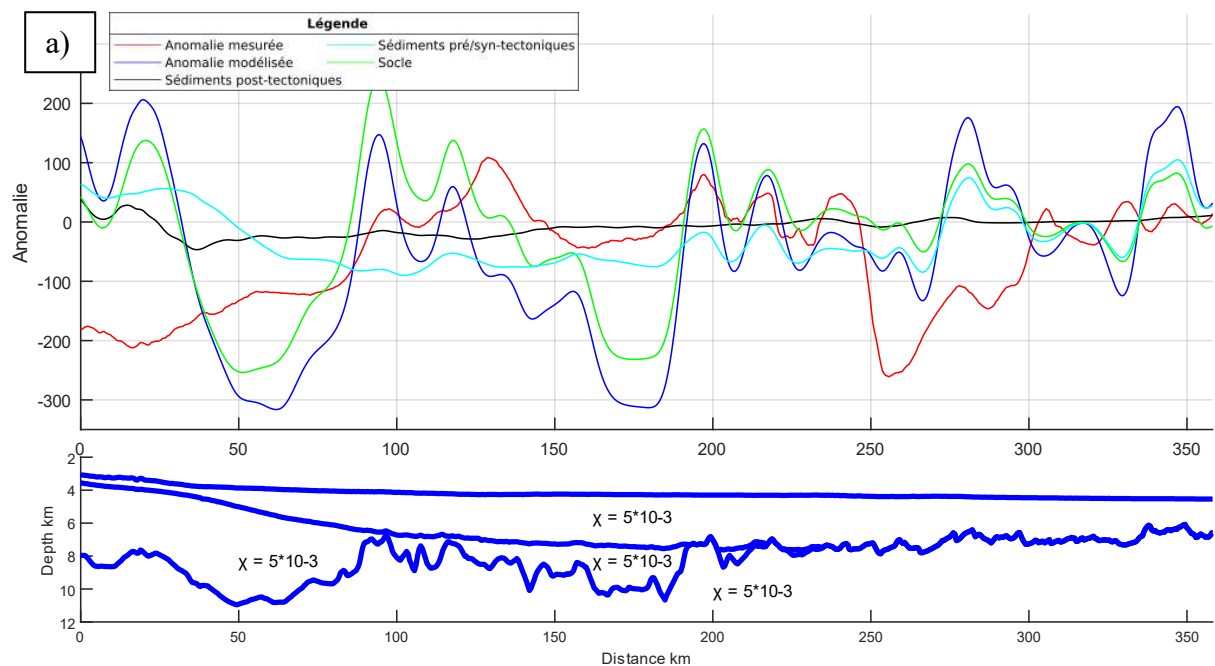
Les interprétations des lignes sismiques montrent plusieurs interfaces à ces profondeurs, aussi bien pour la marge antarctique que pour l'australienne (toit du socle et toit des sédiments pré/syn-tectoniques). Il convient alors de déterminer l'influence de chaque couche sur l'anomalie magnétique.

4.2.2 Modèle n°1 : aimantation fixe

4.2.2.1 Contribution de chaque couche

De la même manière que pour la gravimétrie, la contribution à l'anomalie magnétique de chaque couche est tout d'abord étudiée. Pour cela, une aimantation est assignée au socle, aux sédiments pré/syn-tectoniques et aux sédiments pré-tectoniques (Figure 58). L'aimantation des différentes couches est considérée dans un premier temps, comme uniforme et induite. L'inclinaison et la déclinaison du champ magnétique sont issues de l'IGRF et correspondent respectivement à $-87,7^\circ$ et $-74,8^\circ$ pour le profil GA228-24 et $-70,4^\circ$ et $3,8^\circ$ pour le profil GA199-05 (Thébault et al., 2015).

Il apparaît tout d'abord que la contribution des sédiments post-tectoniques à l'anomalie magnétique (courbe noire) est extrêmement faible et ne permet pas d'ajuster les données. Si la contribution des sédiments pré/syn-tectoniques (courbe bleu cyan) reproduit par endroits l'anomalie magnétique (200 à 250 km pour le profil 228-24, 50 à 100 km pour le profil 199-05), la très basse fréquence des anomalies générées par cette couche ne permet de la prendre en compte pour la modélisation. Finalement, la contribution du socle (courbe verte) est la plus importante, présentant une fréquence et une amplitude de ces anomalies comparables à celles des mesures. Combinée aux résultats de la couche équivalente montrant une meilleure restitution de l'anomalie magnétique entre 6 et 8 km de profondeur, la première hypothèse de modélisation de l'anomalie magnétique est de considérer le socle comme unique source aimantée des marges Australie-Antarctique.



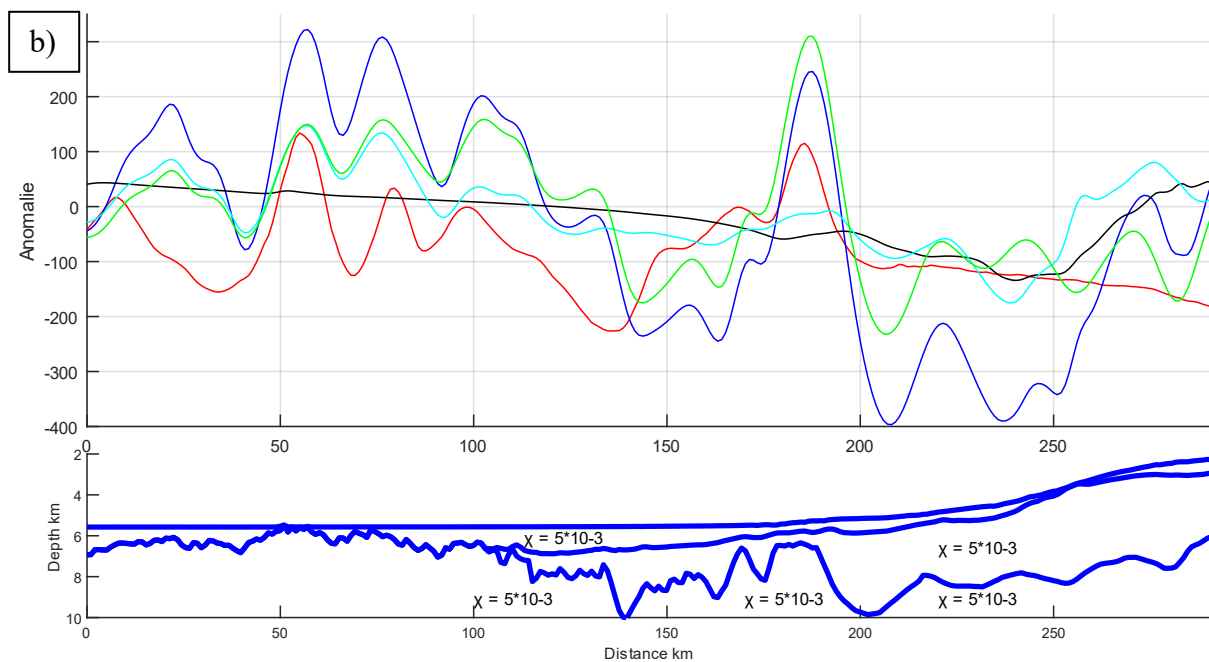


Figure 58 - modélisation de l'anomalie magnétique le long des profils GA228-24 (a) et GA199-05 (b) par le biais de 3 couches d'aimantation égale ; la susceptibilité magnétique est de $5 \cdot 10^{-3}$ SI pour chaque couche ; inclinaison magnétique et déclinaison magnétique de GA228-24 : $-87,7^\circ$ et $-74,8^\circ$; inclinaison magnétique et déclinaison magnétique de GA199-05 : $-70,4^\circ$ et $3,8^\circ$

4.2.2.2 Test des paramètres géophysiques

4.2.2.2.1 Marge antarctique

De la même manière que pour l'anomalie gravimétrique, un seul paramètre est étudié à la fois dans un premier temps pour le modèle n°1. Le premier correspond à la variation topographique du toit du socle, issu de l'interprétation des lignes sismiques. L'aimantation de la couche est considérée dans un premier temps comme seulement induite, les valeurs d'inclinaison et d'aimantation sont les mêmes que celle du champ magnétique terrestre. La valeur de susceptibilité magnétique χ de la couche est ici de $5 \cdot 10^{-3}$ SI basée sur les valeurs disponibles dans la littérature (Tucholke et al., 2007; Zhao et al., 2001) (modèle n°1, Figure 59).

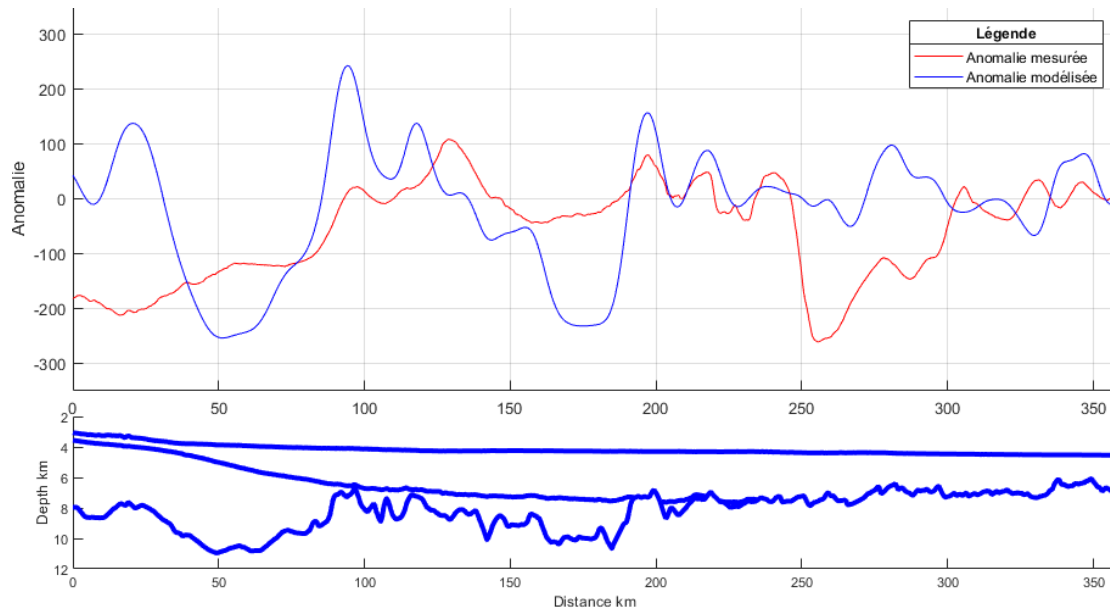
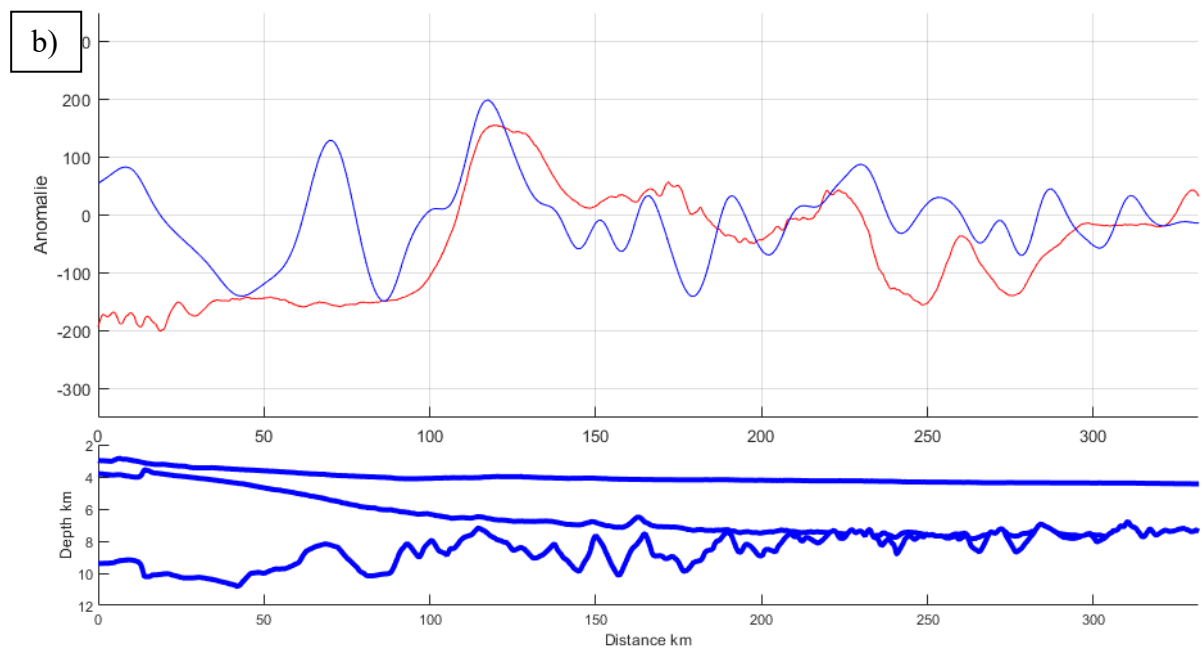
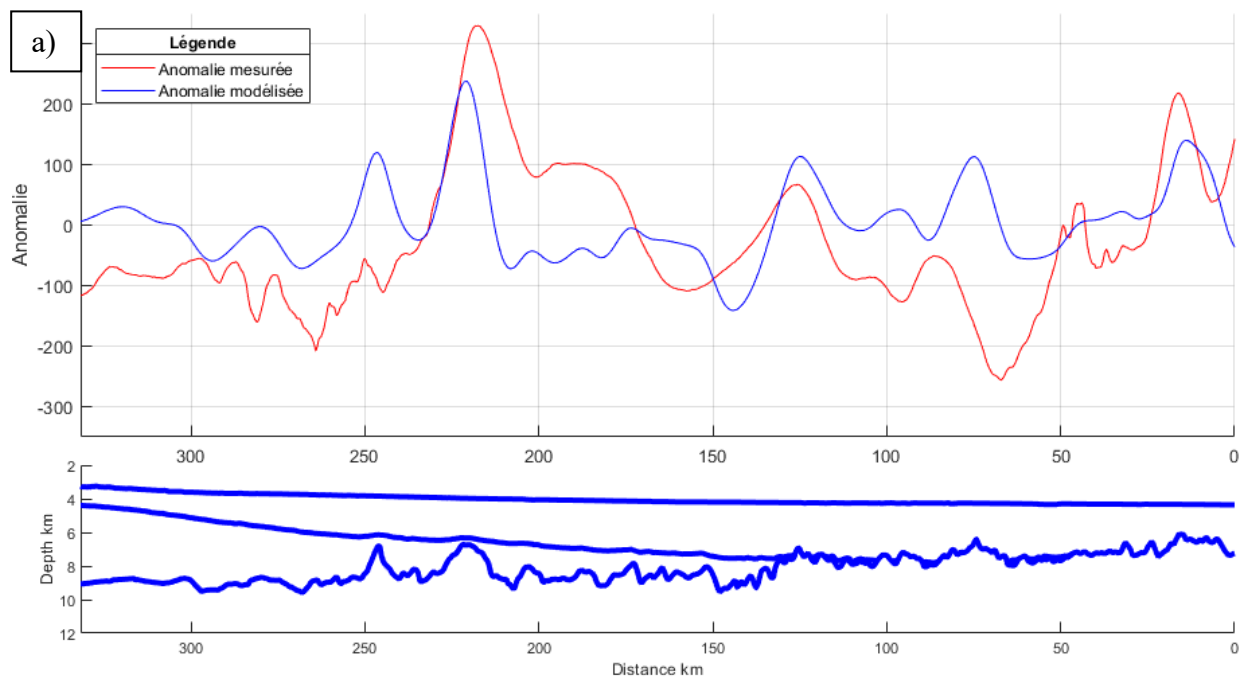


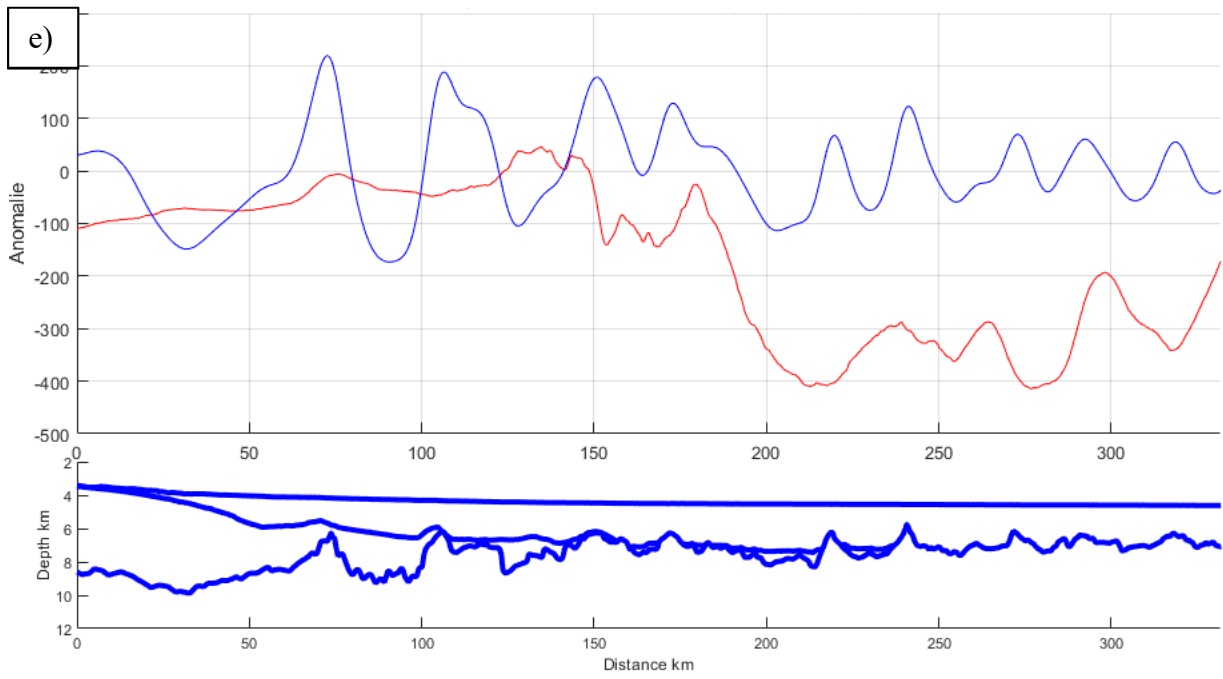
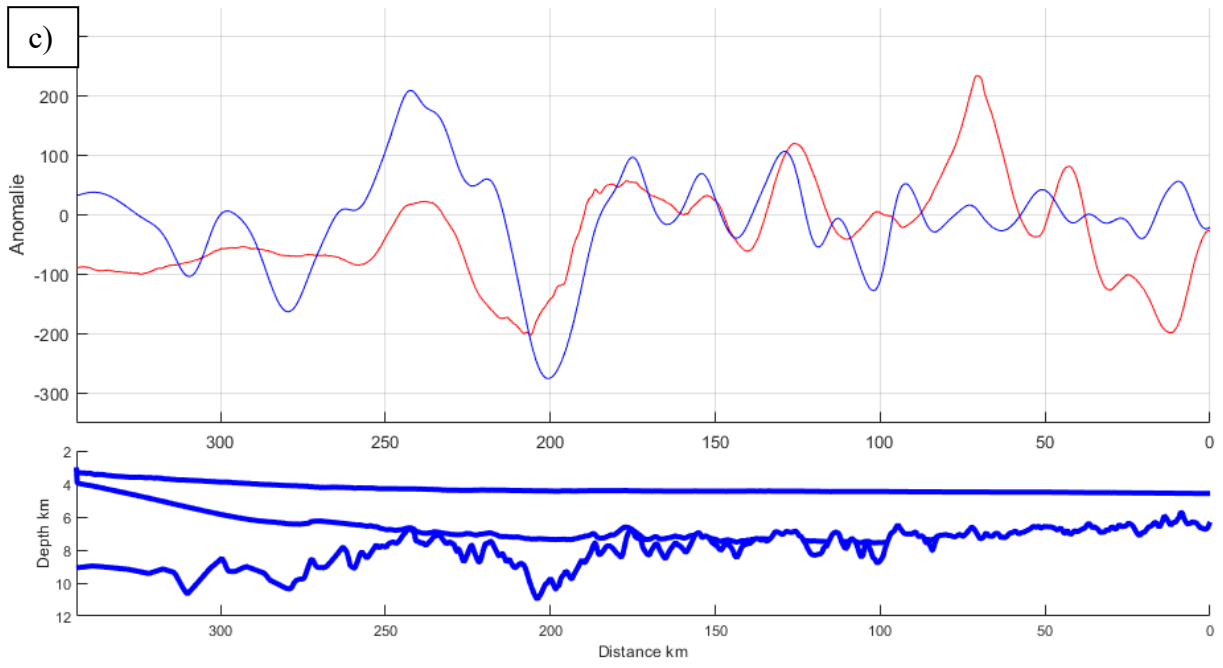
Figure 59 - modèle n°1 de l'anomalie magnétique (nT) de la marge antarctique le long du profil GA228-24 par le biais d'une couche de susceptibilité magnétique χ uniforme

Le modèle n°1 permet ici de reconstituer certaines anomalies, en particulier celles localisées à 190 km et 215 km. Les deux anomalies situées à 95 et 130 km sont également restituées, malgré des décalages en position et en amplitude par rapport aux données. Néanmoins, ce modèle présente d'importantes différences avec les données dans la partie la plus distale, les anomalies magnétiques enregistrées dans cette zone en étant absentes. On retrouve également dans le modèle une anomalie proximale d'amplitude supérieure à 250 nT et d'une longueur d'onde d'environ 50 km moins forte en amplitude dans les données. Afin d'observer une potentielle cohérence entre les profils de la campagne GA-228, les paramètres du modèle n°1 sont appliqués sur les profils 22, 23, 25, 26 et 27 (Figure 60). Les paramètres d'aimantation des profils sont renseignés dans le Tableau 7.

Profil	Déclinaison du champ (°)	Inclinaison du champ (°)
GA228-22	-169,86	-87
GA228-23	-166,78	-87
GA228-24	3	-87
GA228-25	-23,3544	-87
GA228-26	179,08	-87
GA228-27	-24.61	-87

Tableau 7 - valeurs de déclinaison et d'inclinaison du champ magnétique terrestre pour chaque profil de la campagne GA-199





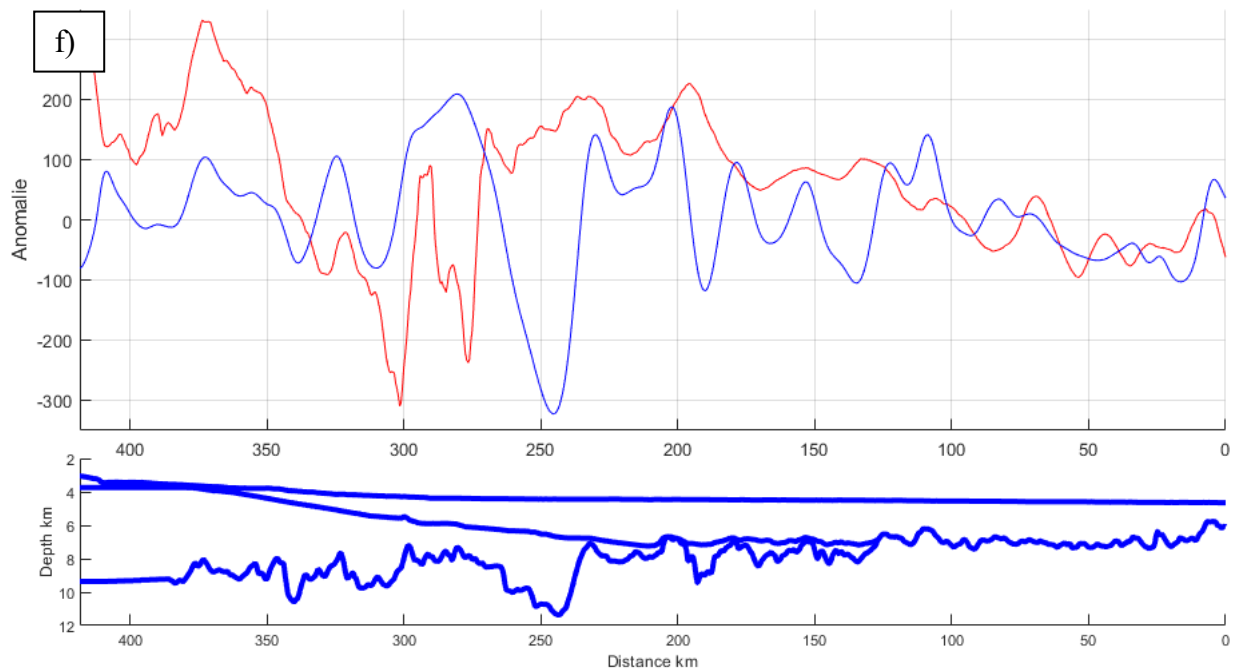


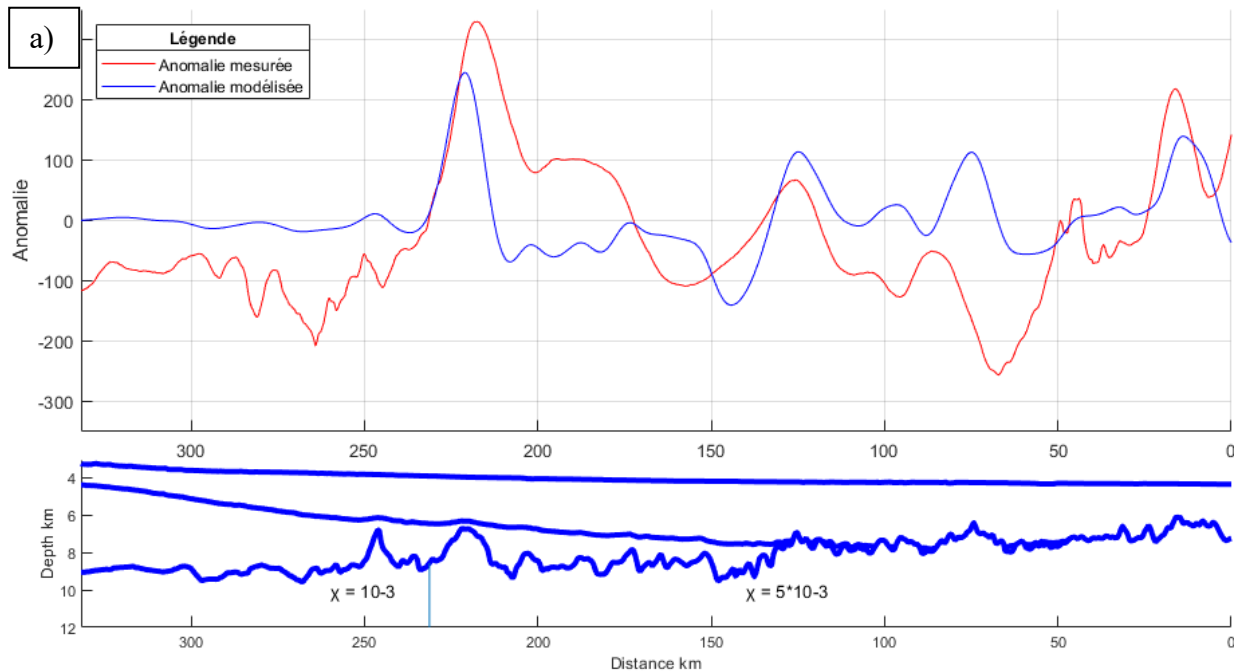
Figure 60 - modèle n°1 de l'anomalie magnétique (nT) de la marge antarctique le long des profils GA228-22(a), 23(b), 25 (c), 26 (d) et 27 (e) avec un socle de susceptibilité magnétique uniforme

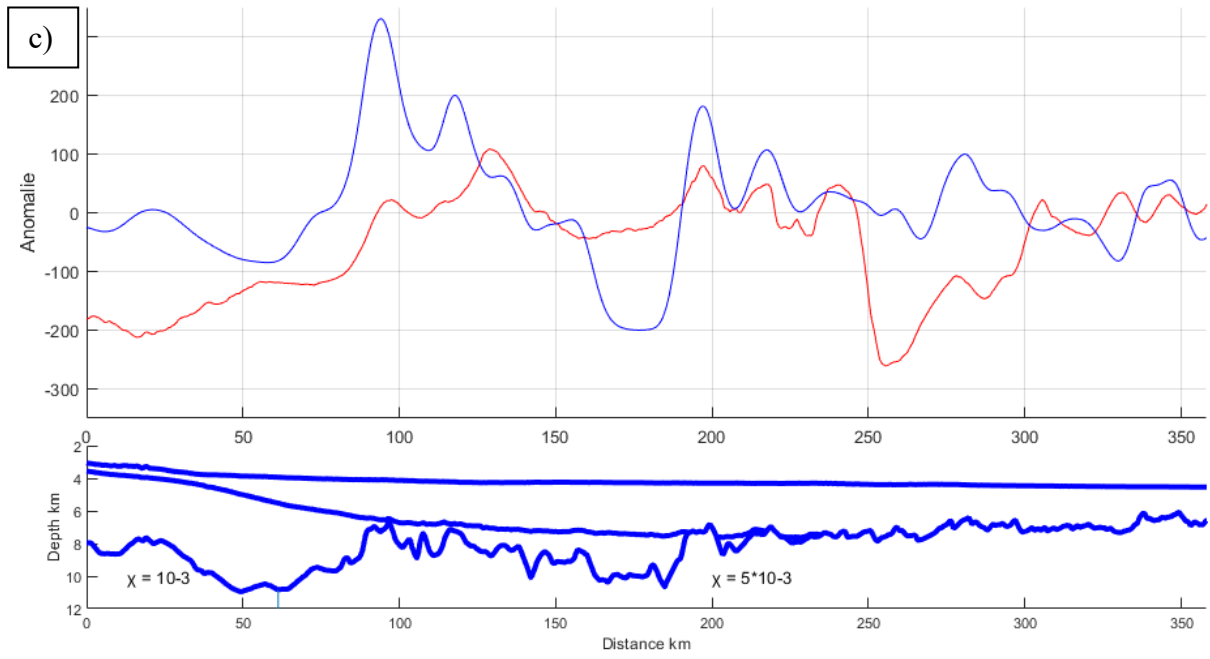
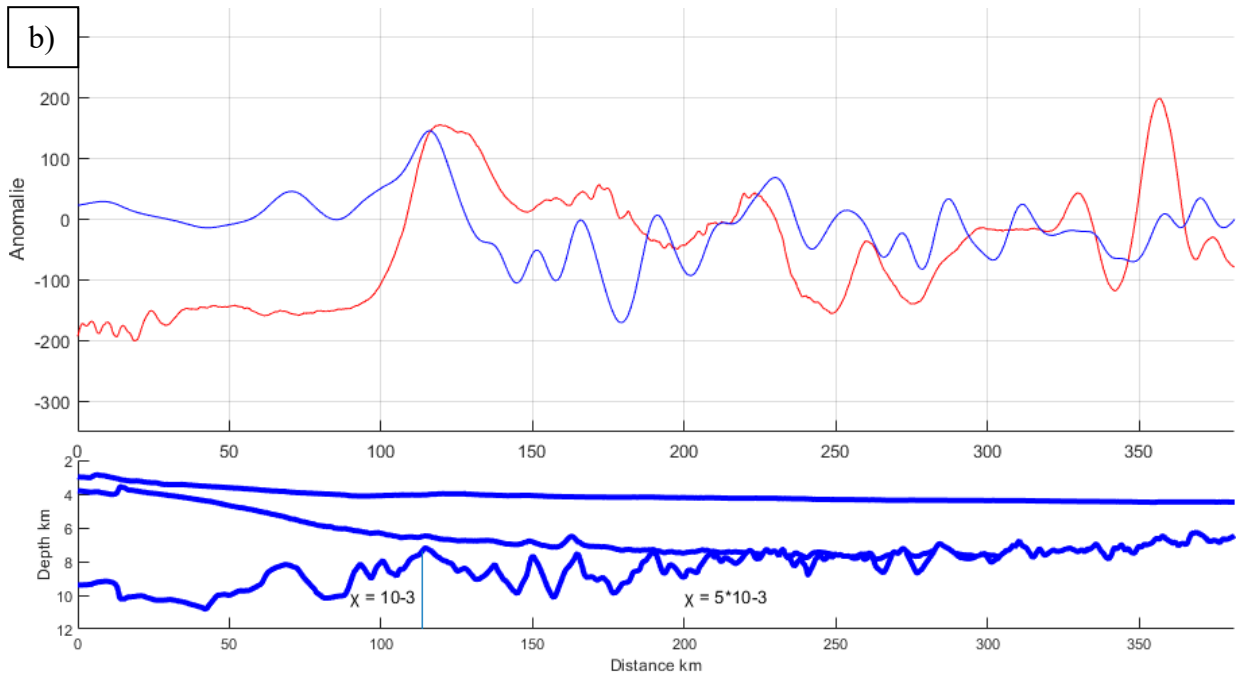
Comme pour le profil 24, le modèle n°1 permet une première restitution intéressante de l'anomalie magnétique. C'est particulièrement le cas pour les profils 22, 23 et 25 où la tendance générale et la position des anomalies magnétiques est reproduite par le modèle. L'anomalie la plus proximale (entre 200 et 250 km pour les profils 22 et 25 et entre 100 et 150 km pour le profil 23) est par exemple bien restituée, malgré des soucis d'amplitude. Les successions d'anomalies magnétiques dans la zone interprétée comme proto-océanique de la marge (Gillard, 2014a) sont aussi bien reproduites par le modèle entre 50 et 150 km pour le profil 22 et 100 et 200 km pour le profil 25. Cette tendance se retrouve aussi pour le profil 23, avec cependant une forte anomalie en zone proximale entre 50 et 100 km absente des données. Le modèle n°1 produit des résultats moins satisfaisants pour les profils 26 et 27. Il produit en effet deux anomalies en zone proximale totalement absente des mesures pour le profil 26 entre 50 et 125 km et l'anomalie la plus proximale à 130 km n'est pas reproduite. De plus, si le modèle reproduit une succession d'anomalies comparable à celle des données pour le profil 26 à partir de 150 km, le fort gradient négatif à 200 km n'est pas restitué et entraîne un décalage de plus de 200 nT entre le modèle et les mesures. Concernant le profil 27, le modèle présente une forte divergence avec les données entre 300 et 245 km, avec une très forte anomalie modélisée de grande longueur d'onde ne correspondant pas aux données. La modélisation est plus

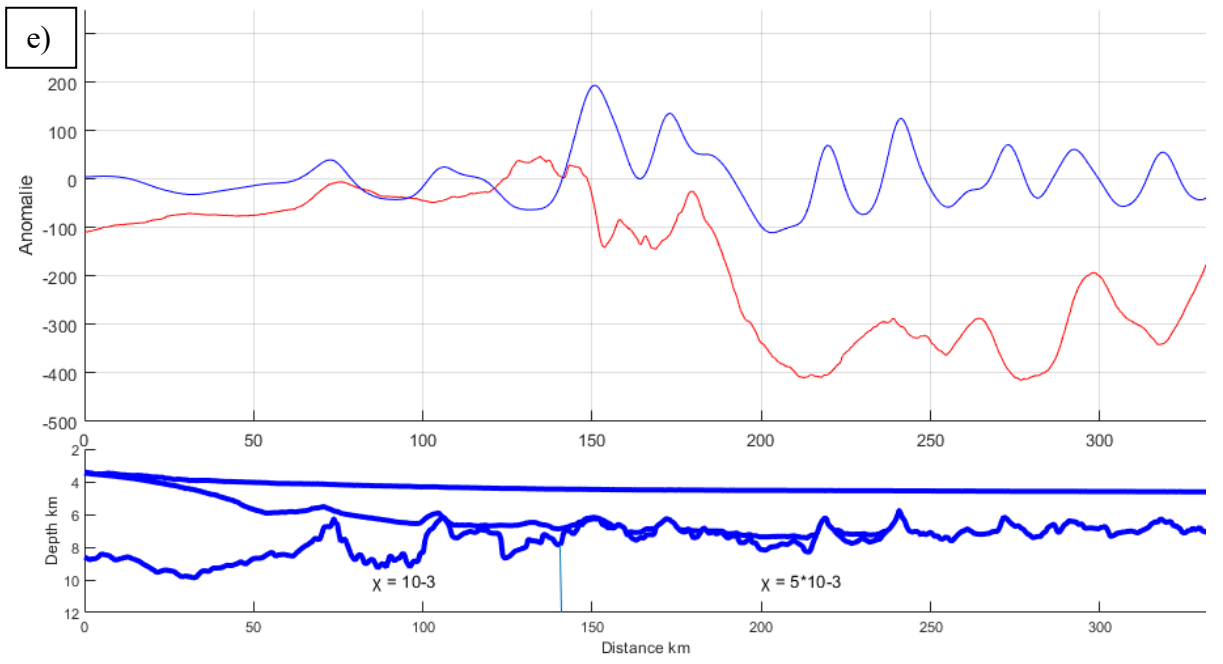
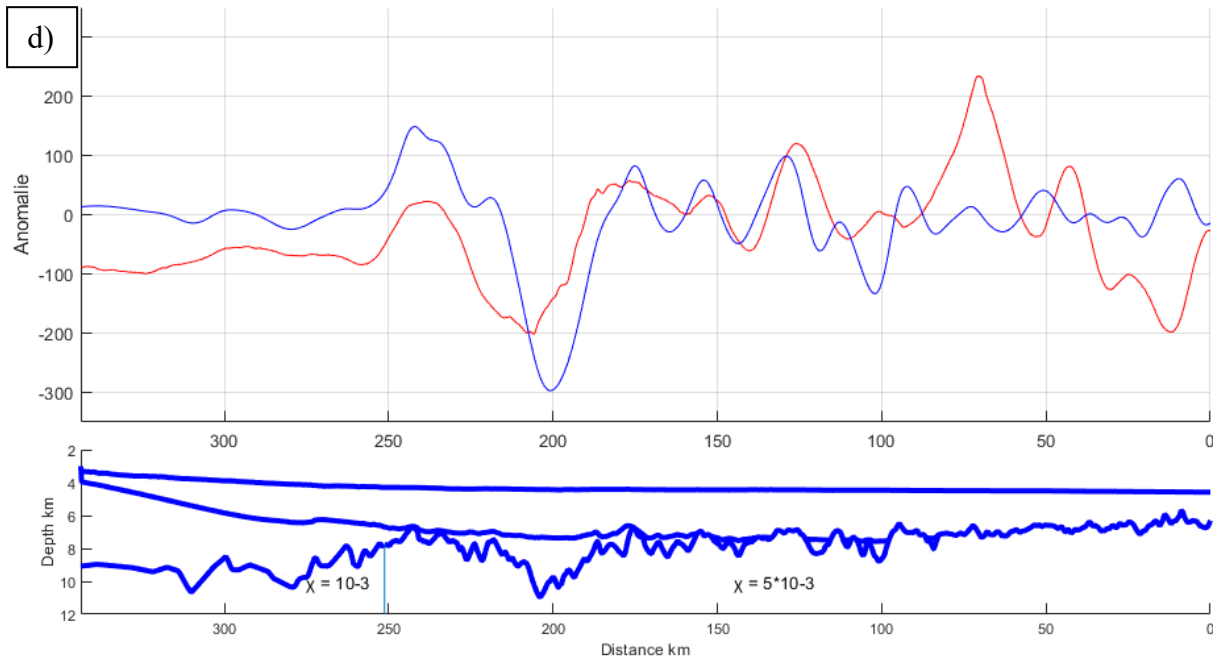
satisfaisante dans la zone plus proximale du profil (300 à 400 km) et à partir de 250 km, avec néanmoins un décalage entre les données et le modèle de 0 à 100 km.

Le principal résultat du modèle n°1 en magnétisme est la possibilité de reproduire partiellement les anomalies magnétiques de la marge antarctique par le biais d'une unique couche d'aimantation uniforme dont le seul paramètre variant est sa topographie. Comme montré précédemment, ce modèle ne permet pas d'ajuster de façon totalement satisfaisante les données. Néanmoins, la présence d'anomalies liées à une inversion du champ magnétique terrestre ne semble pas nécessaire au 1^{er} ordre.

De la même manière que pour l'anomalie gravimétrique, nous pouvons aussi considérer la variation d'autres paramètres que la topographie de la couche portant l'aimantation. Dans un 1^{er} temps, nous testerons des ajustements de la susceptibilité magnétique du socle. Cette modification est tout d'abord basée sur les interprétations sismiques de la marge antarctique, en particulier au niveau de sa partie proximale. Cette dernière est en effet caractérisée par la terminaison de la croûte continentale hyper-étirée (Direen et al., 2011; Gillard, 2014; Williams et al., 2018). Le modèle n°2 est ainsi basé sur une variation de la susceptibilité magnétique entre le domaine continental hyper-étiré. La limite entre ces deux domaines structuraux est basée sur les interprétations sismiques de (Gillard, 2014, modèle n°2, Figure 61).







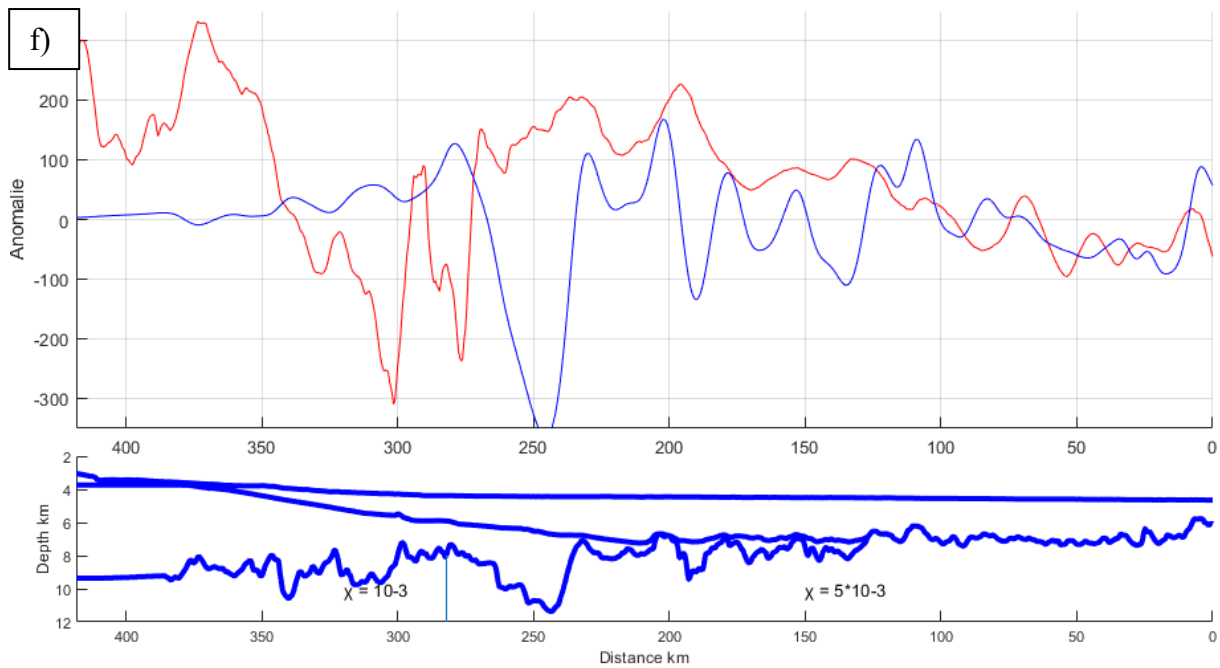
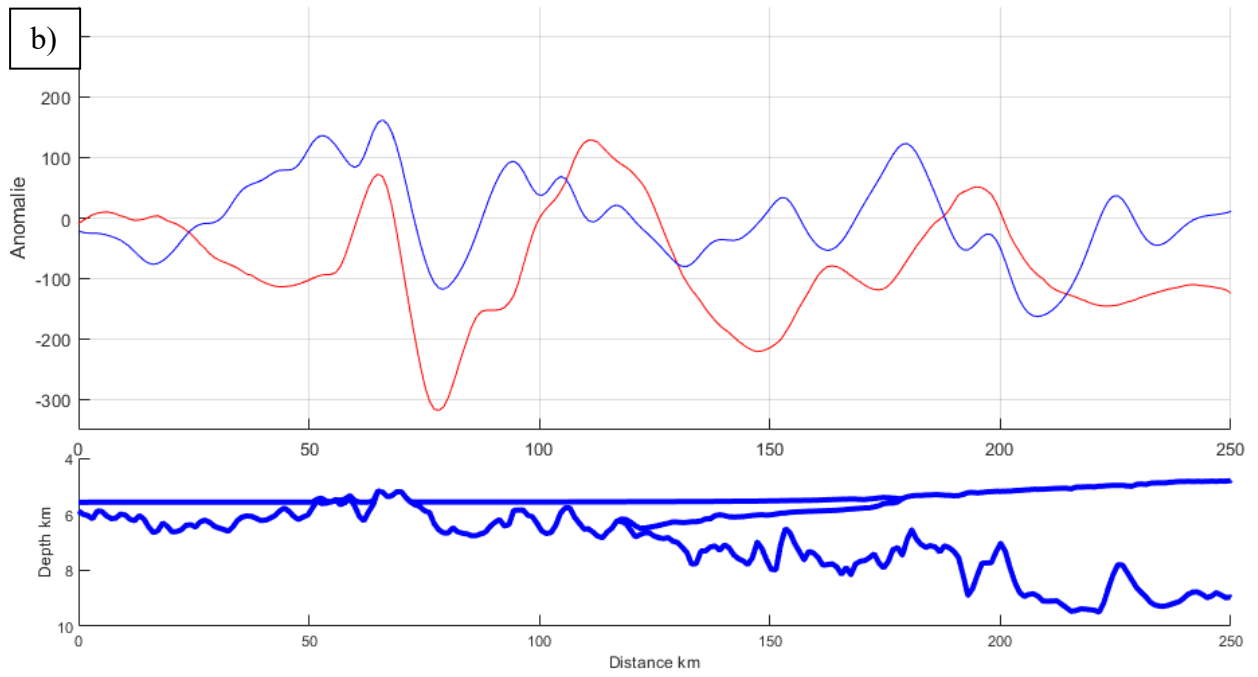
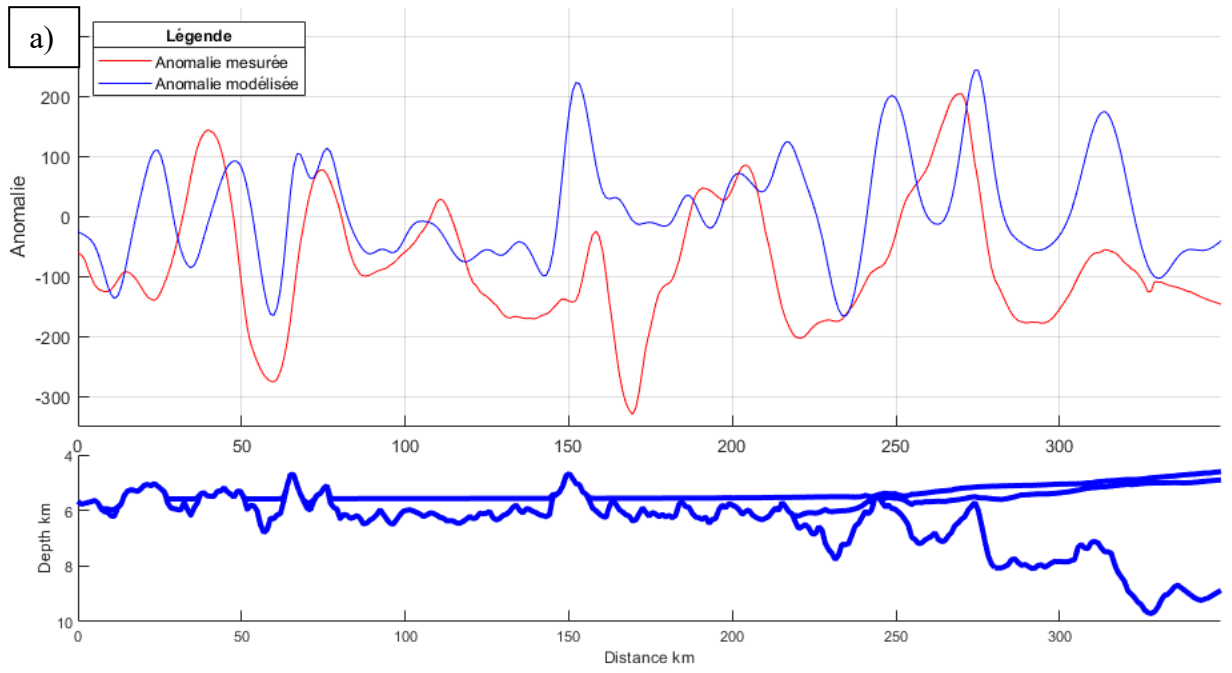


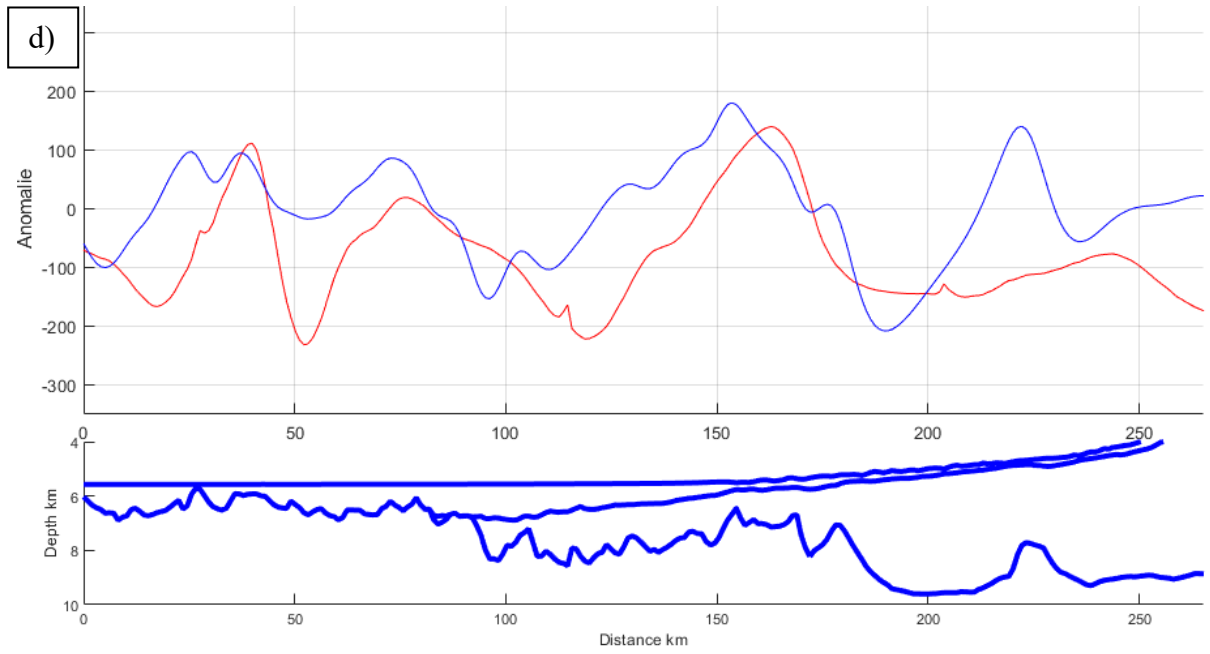
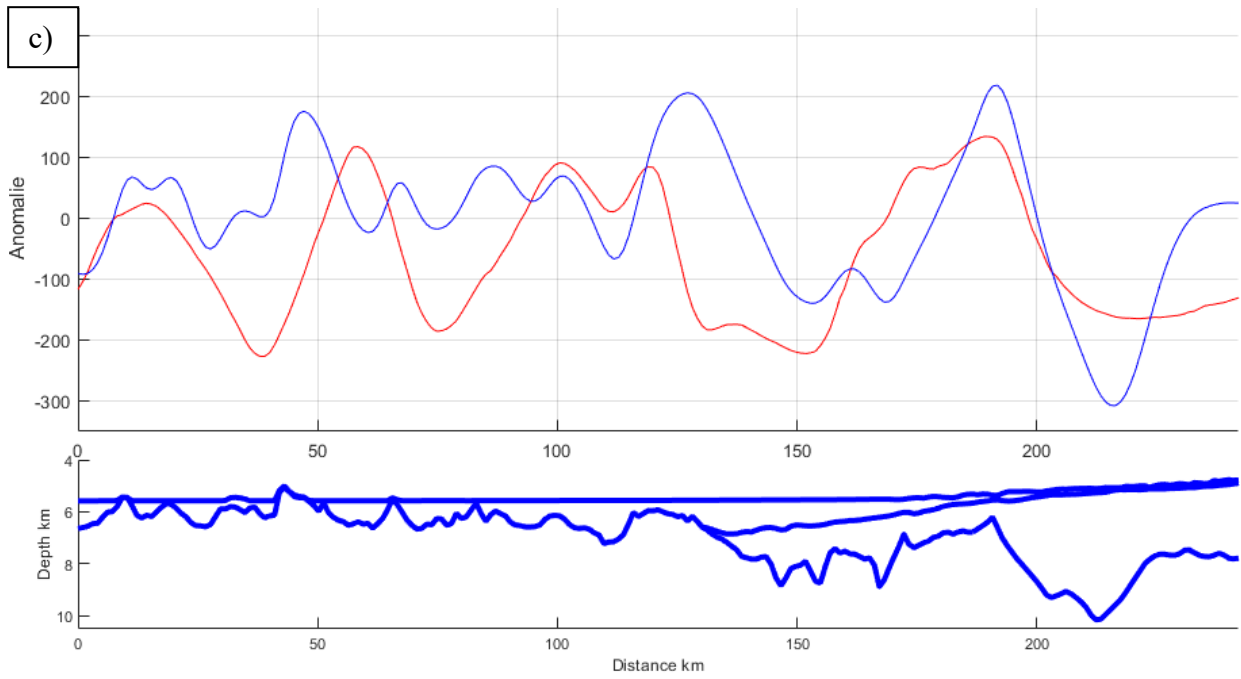
Figure 61 - modèle n°2 de l'anomalie magnétique (nT) de la marge australienne le long des profils GA228-22(a), 23(b), 24 (c), 25 (d), 26 (e) et 27 (f) avec un socle de susceptibilité magnétique variable

Le principal résultat du modèle n°2 est pour l'ensemble des profils un meilleur ajustement de l'anomalie la plus proximale, à l'exception du profil 27 où l'ajustement est moins satisfaisant que pour le modèle n°1. Cette anomalie proximale pourrait donc globalement être modélisée par un contraste d'aimantation entre domaines structuraux que sont la croûte continentale hyper-étirée et le domaine de manteau exhumé.

4.2.2.2.2 Marge australienne

Le même principe est appliqué pour les profils de la marge australienne. Comme pour la marge antarctique, l'aimantation des couches est considérée comme induite et la topographie du manteau exhumé basée sur l'interprétation des lignes sismiques (Gillard, 2014). La susceptibilité magnétique du socle est ainsi le seul paramètre à varier dans les modèles suivants. Les valeurs d'inclinaison et de déclinaison du champ magnétique terrestre à l'aplomb de chaque profil sont, comme pour la campagne GA228, issues de l'IGRF et sont récapitulées dans le Tableau 8. Le modèle n°1 (Figure 62) présente dans un premier temps un socle de susceptibilité magnétique uniforme de $5 \cdot 10^{-3}$ sur tous profils 01 à 05, 07 et 10 de la campagne GA199.





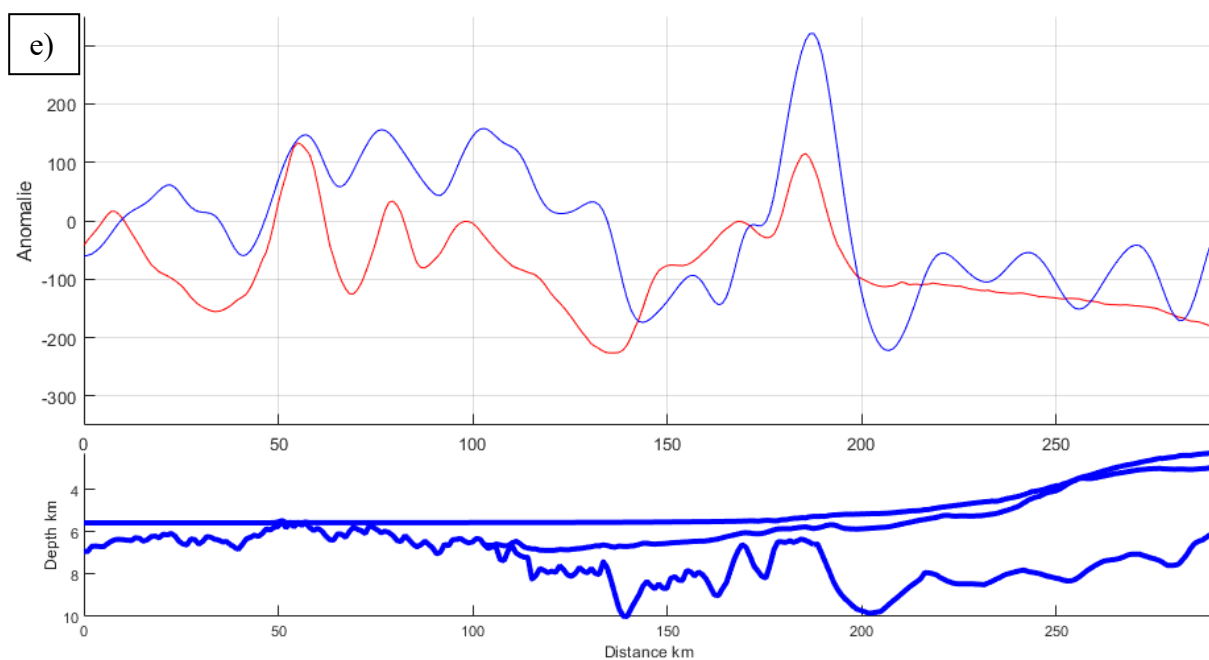


Figure 62 - modélisation de l'anomalie magnétique (nT) de la marge australienne le long des profils GA199-01 (a), 02 (b), 03 (c), 04 (d) et 05 (e) avec un socle de susceptibilité magnétique uniforme

Comme pour la marge antarctique, le modèle n°1 de la marge australienne montre par endroits une bonne restitution de l'anomalie magnétique. Sur tous les profils, l'anomalie magnétique la plus proximale des mesures (entre 250 et 300 km pour le profil 01 et entre 150 et 200 km pour les autres) est reproduite par le biais des variations topographiques du socle. Le modèle n'ajuste cependant pas parfaitement cette anomalie proximale, notamment au niveau de son amplitude. Le modèle n°1 montre pour le profil 01 une succession d'anomalies magnétiques similaires à celles observées sur les mesures, notamment dans la partie distale du profil (de 0 à 150 km). Des variations d'amplitudes sont cependant observables entre les données et le modèle, comme c'est le cas pour l'anomalie à 160 km. Une anomalie produite par le modèle à 250 km est de plus absente des mesures.

Le profil 02 montre une succession des anomalies modélisées tendant à reproduire celles des mesures, avec néanmoins un décalage entre leurs positions respectives. C'est notamment le cas dans la partie proximale (150 à 250 km) où un décalage de 15 km s'opère entre le modèle et les données. Ce décalage est moins marqué dans la partie distale, où la dernière anomalie importante à 70 km est bien restituée dans sa position par le modèle, malgré une amplitude inférieure de l'anomalie modélisée par rapport aux données.

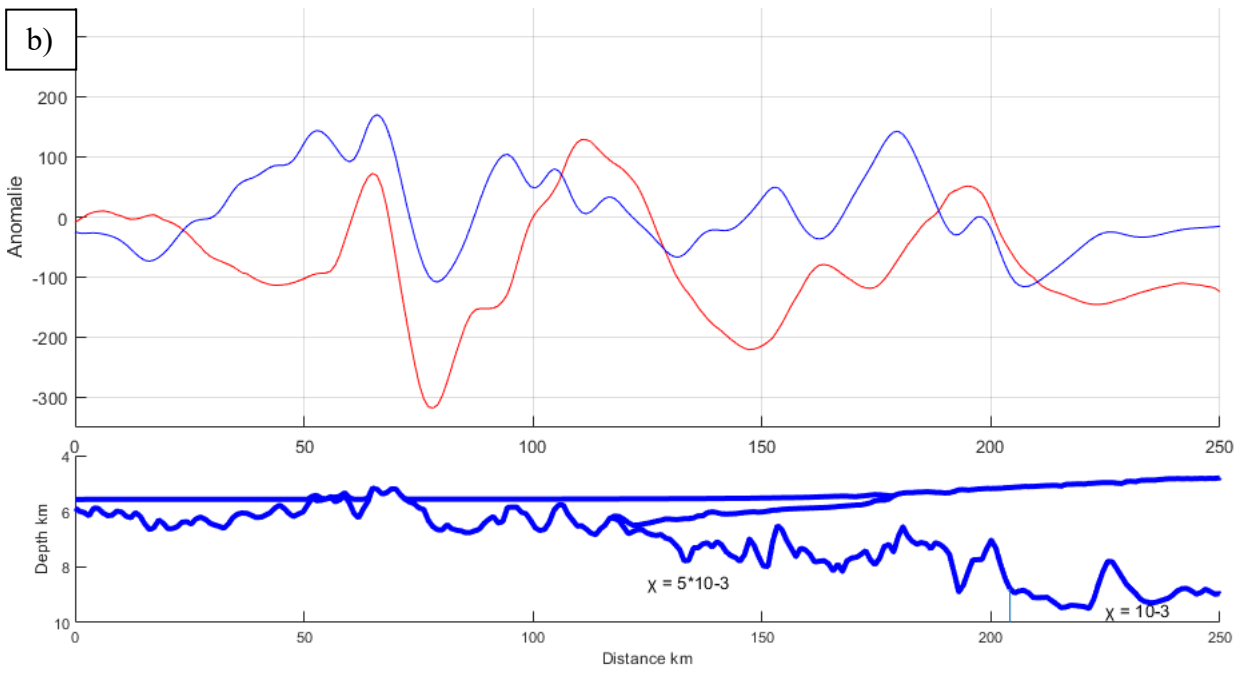
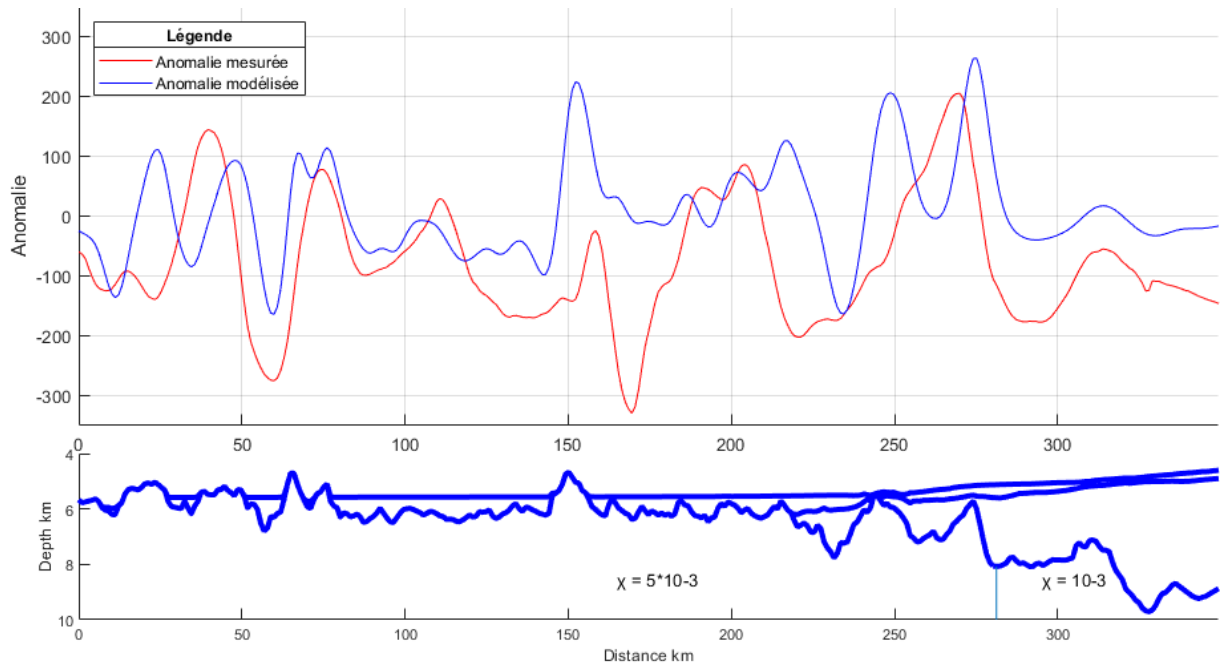
Le profil 03 présente une succession d'anomalies modélisées similaire aux mesures, dont certaines en amplitude (anomalies entre 0 et 40 km et 110 km). Un décalage entre le modèle et les mesures s'observe néanmoins au niveau des anomalies situées à 50 km et 125 km.

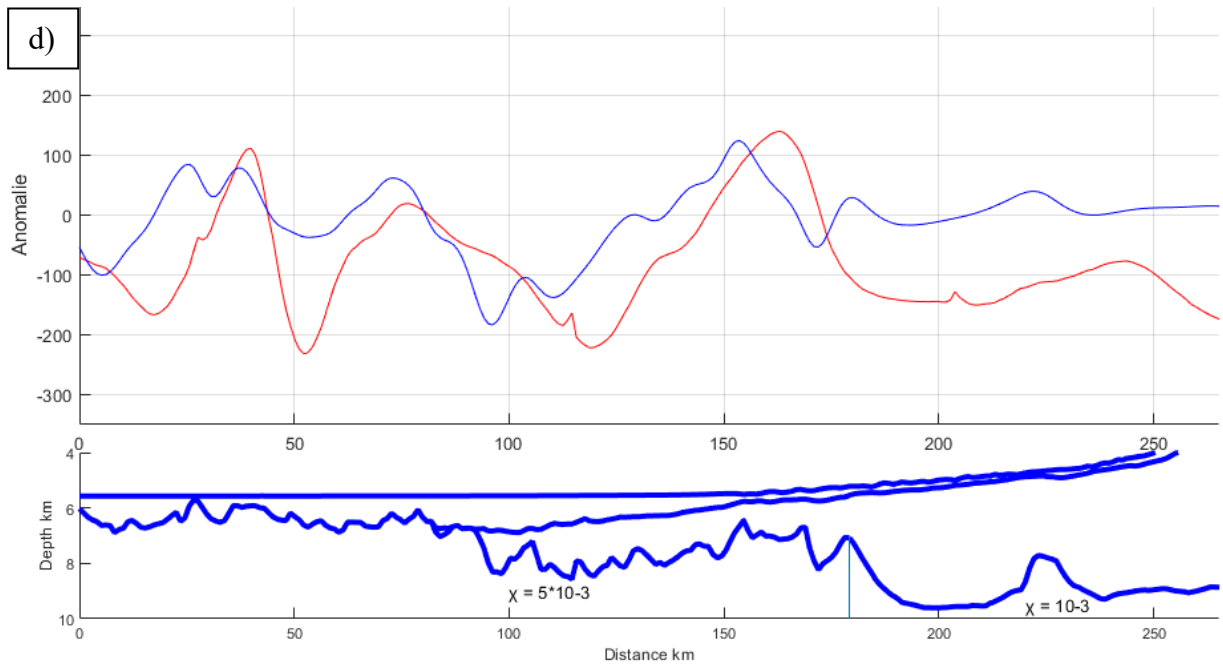
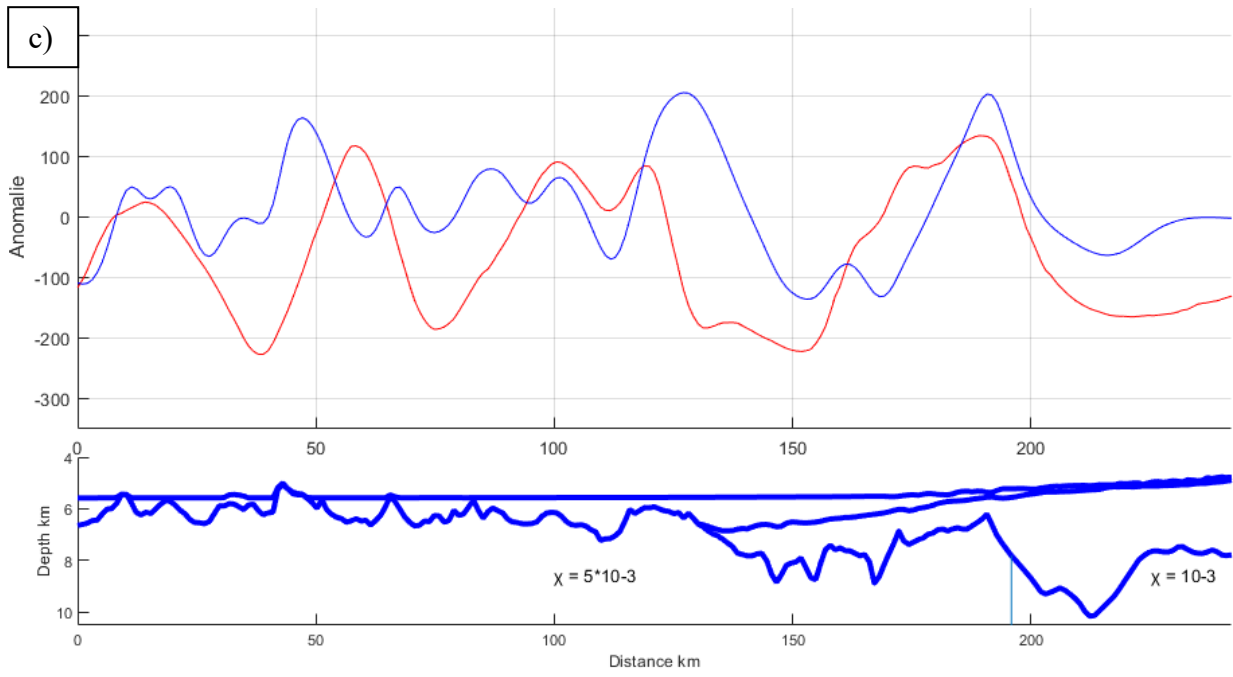
Le modèle reproduit pour le profil 04 à nouveau la succession d'anomalies magnétiques, malgré un décalage de 5 à 9 km selon les anomalies. La forme des anomalies est en partie restituée par le modèle, en particulier sur l'anomalie la plus proximale.

Le modèle permet finalement une bonne restitution de l'anomalie du profil 5. L'anomalie la plus proximale est en effet très bien reproduite, malgré une amplitude plus importante sur le modèle. La série des anomalies distales est également bien reproduite par le modèle au niveau de leur positions et amplitudes, avec cependant des valeurs supérieures aux mesures pour les anomalies comprises entre 65 et 135 km.

Le résultat le plus important du modèle n°1 est, comme pour la marge antarctique, l'apparente contribution de la topographie du toit du socle à aimantation uniforme dans la formation de l'anomalie magnétique. La seule variation de cette interface permet en effet de reproduire partiellement la forme, la position et l'intensité des anomalies magnétiques. C'est notamment le cas des trois anomalies situées en partie proto-océanique du profil 05 (anomalies situées entre 50 et 100 km du profil). Elle ne permet cependant pas d'ajuster parfaitement les données, comme il a été montré précédemment. Ainsi, d'autres paramètres de l'aimantation du socle peuvent être modifiés afin d'ajuster les données.

Le premier paramètre à être modifié est la susceptibilité magnétique du socle. Cette modification est tout d'abord basée sur les interprétations sismiques de la marge australienne, en particulier au niveau de sa partie proximale. Cette dernière est en effet caractérisée par la terminaison de la croûte continentale hyper-étirée (Direen et al., 2011; Gillard, 2014; Williams et al., 2018). Le modèle n°2 est ainsi basé sur une variation de la susceptibilité magnétique entre le domaine continental hyper-étiré et celui de manteau exhumé. La limite entre ces deux domaines structuraux est basée sur les interprétations sismiques de (Gillard, 2014, modèle n°2).





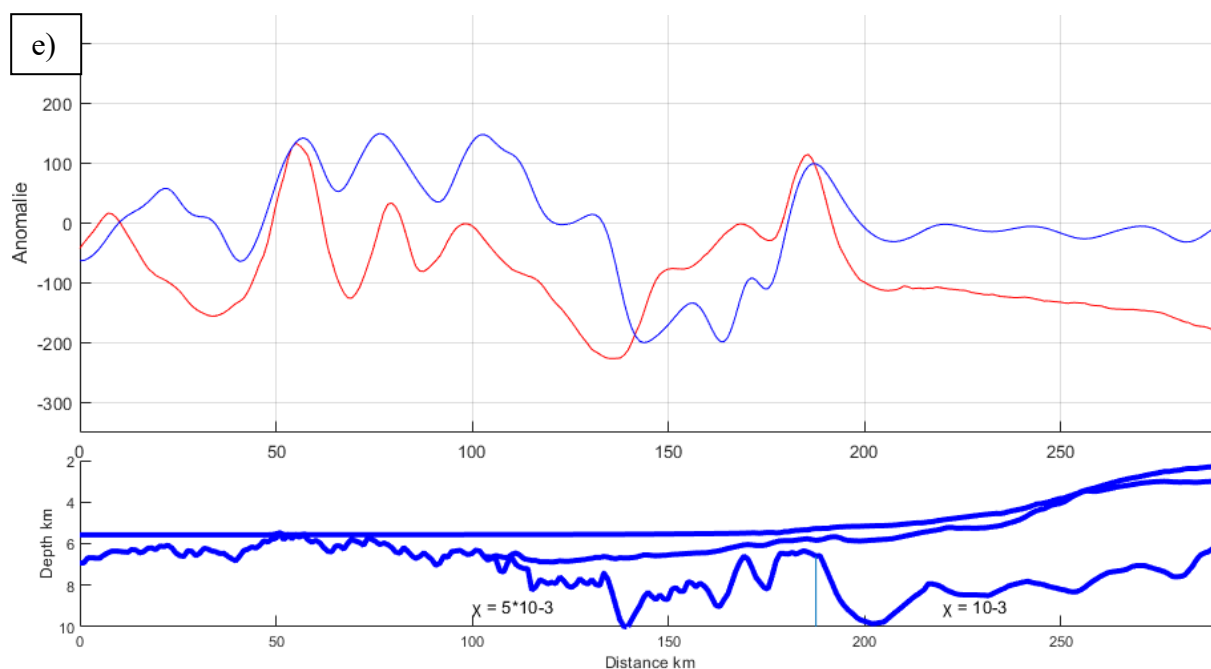


Figure 63 - modèle n°2 de l'anomalie magnétique (nT) de la marge australienne le long des profils GA199-01 (a), 02 (b), 03 (c), 04 (d) et 05 (e) avec un socle de susceptibilité magnétique variable

Le modèle n°2 présente une susceptibilité magnétique de 10^{-3} dans le domaine de croûte continentale hyper-étirée tandis qu'elle reste à $5 \cdot 10^{-3}$ pour le reste du socle. Le principal résultat de ce modèle est une meilleure restitution de l'anomalie magnétique la plus proximale. C'est particulièrement le cas pour les profils 03, 04 et 05 où l'intensité de l'anomalie est similaire entre le modèle et les données.

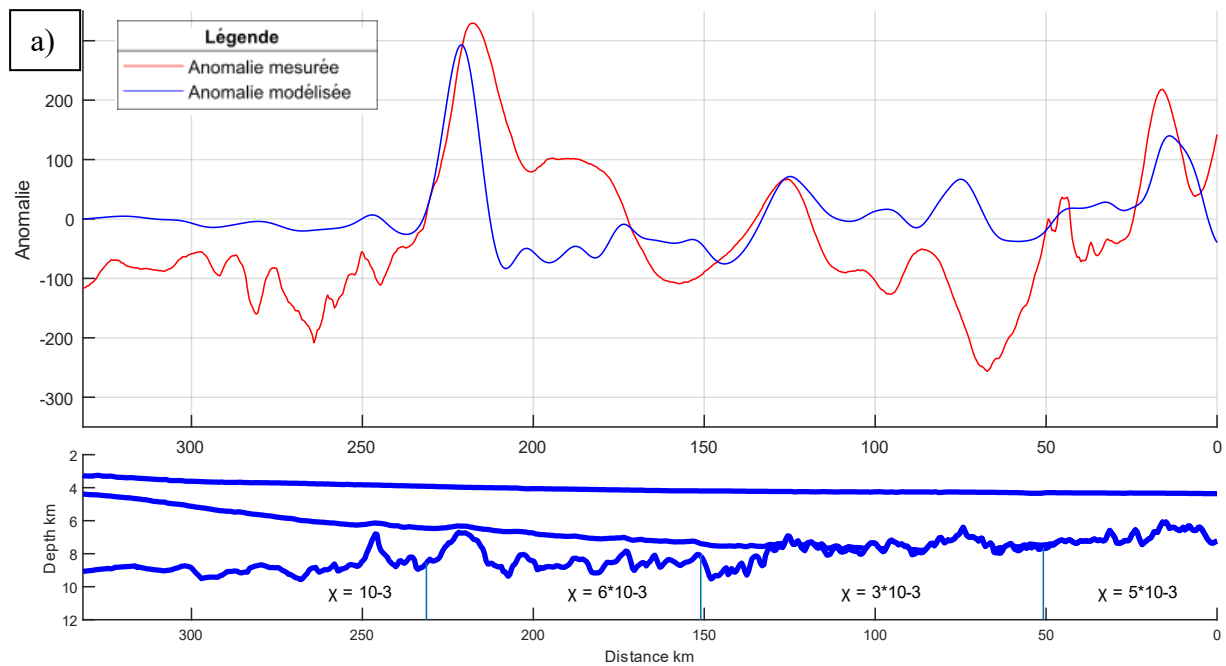
Il apparaît ainsi que sur tous les profils, l'anomalie magnétique la plus proximale, interprétée dans la littérature comme l'isochrone C34 (Gee & Kent, 2007; Gillard, 2014; Tikku & Cande, 1999; Whittaker et al., 2007) peut être modélisée par un contraste de d'aimantation entre deux domaines structuraux.

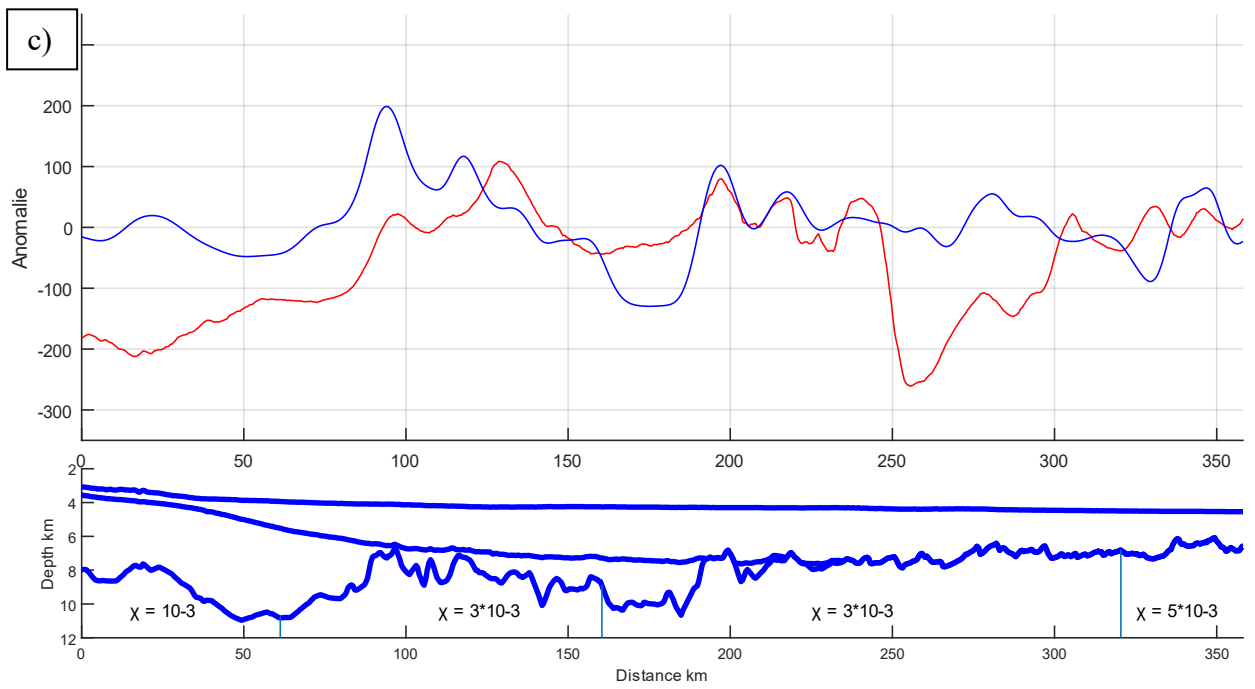
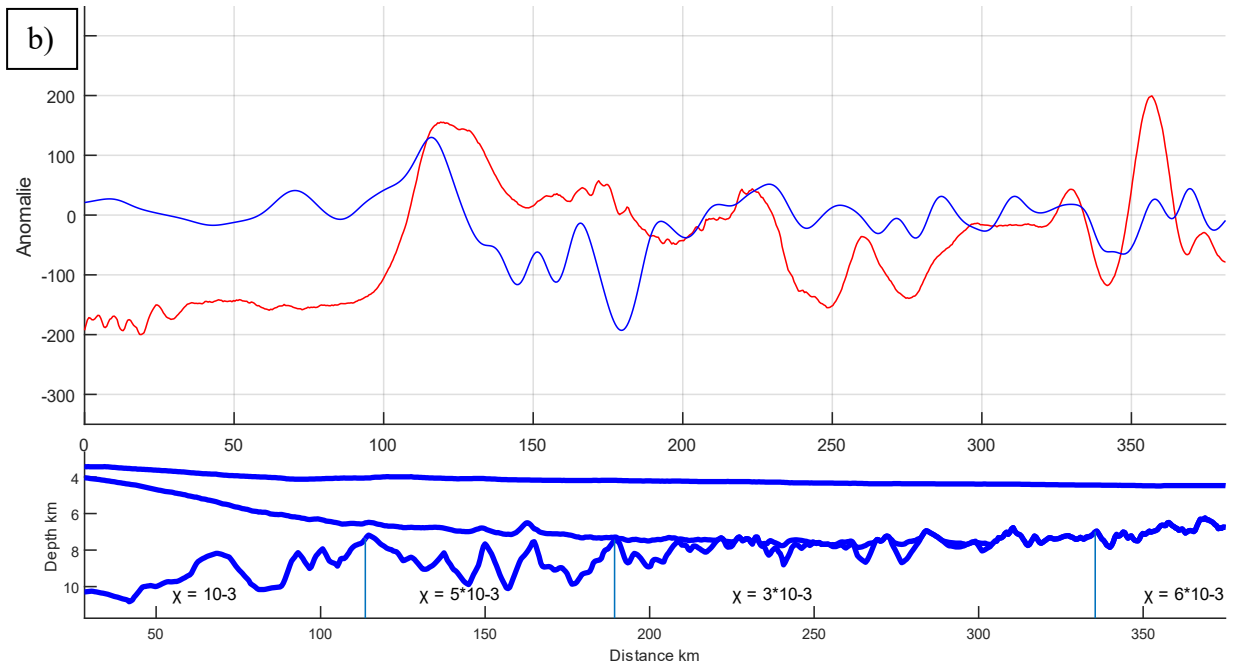
Profil	Déclinaison du champ (°)	Inclinaison du champ (°)
GA199-01	2	-71,3
GA199-02	3,3	-68,5
GA199-03	3	-70,5
GA199-04	4	-68,2
GA199-05	3,8	-70,4

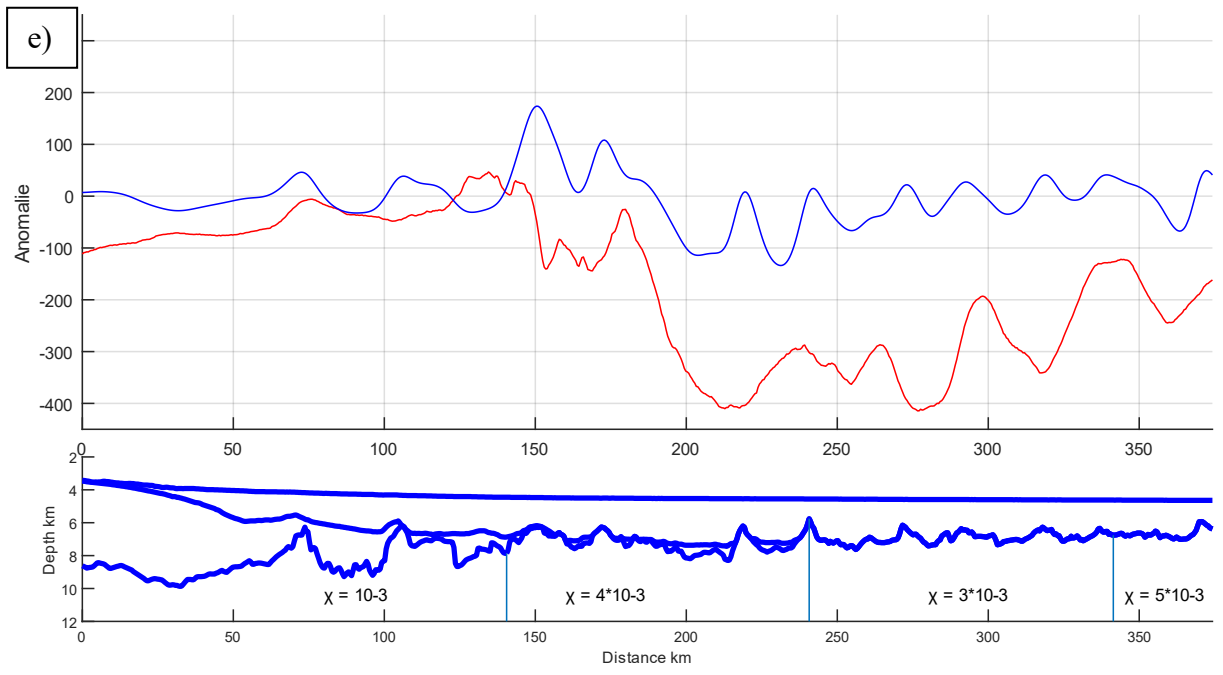
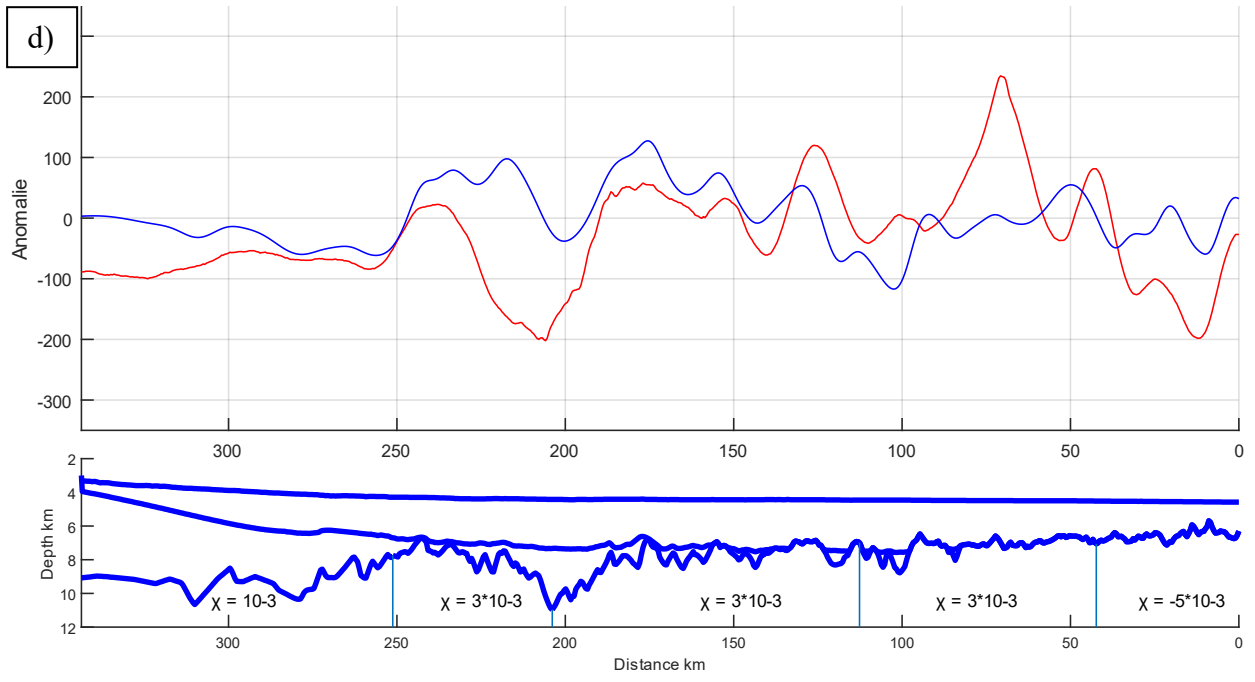
Tableau 8 - valeurs de déclinaison et d'inclinaison du champ magnétique terrestre pour chaque profil de la campagne GA199

4.2.2.3 Contribution des domaines structuraux

La variation de la susceptibilité magnétique permet de plus de vérifier la cohérence des domaines structuraux interprétés par (Gillard, 2014) que sont la croûte continentale hyper-étirée, le domaine de manteau continental exhumé, le domaine proto-océanique et la croûte océanique standard. Afin d'observer comment les différents domaines peuvent contribuer à la formation de l'anomalie magnétique, on fait varier χ dans leurs limites afin d'observer quelles valeurs de la susceptibilité magnétique permettent le mieux d'ajuster les données (modèle n°3, Figure 64, Figure 65).







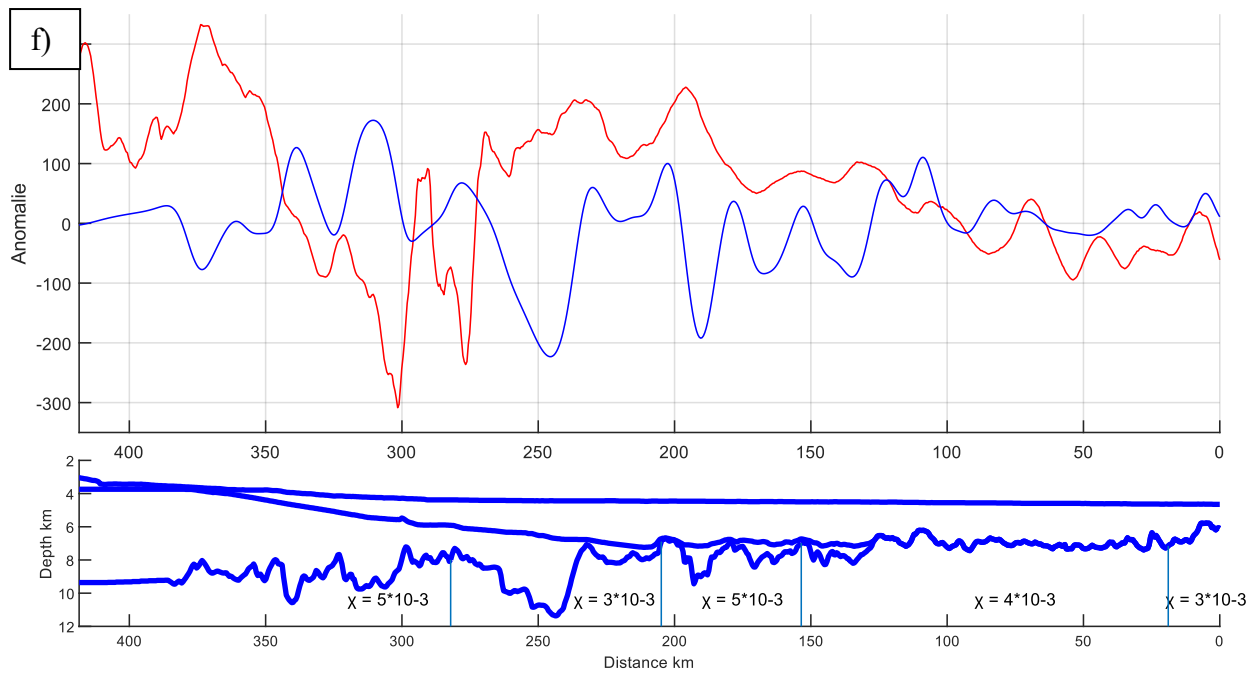
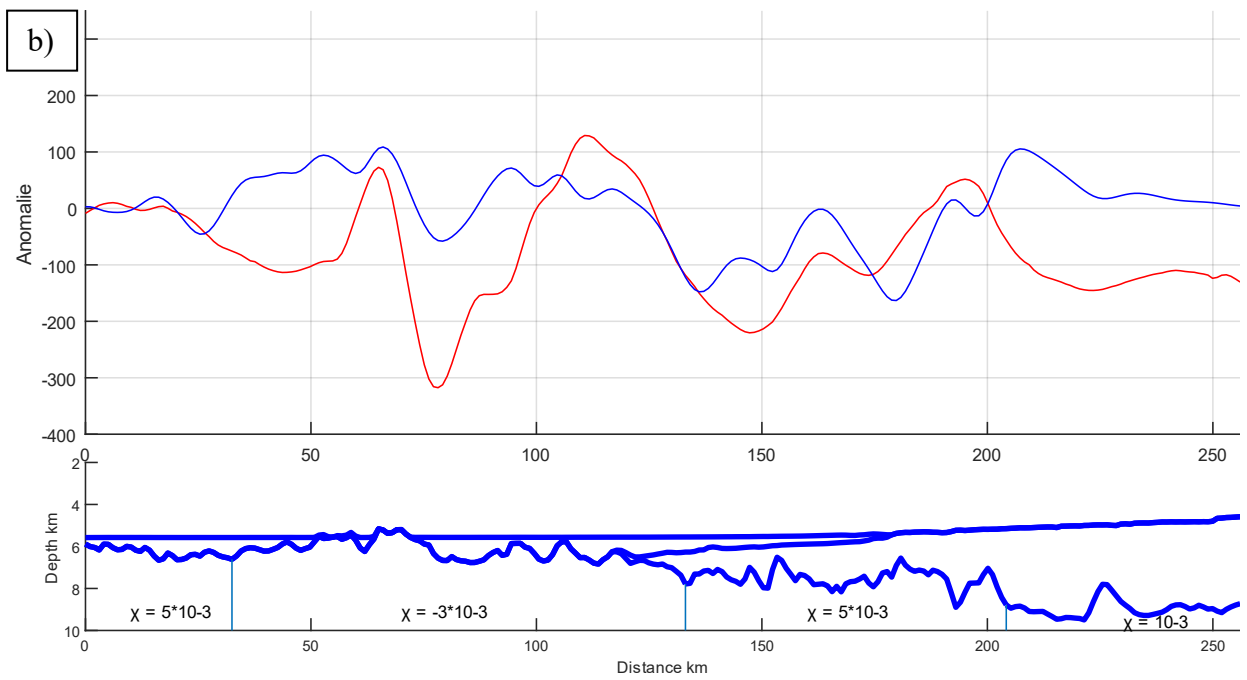
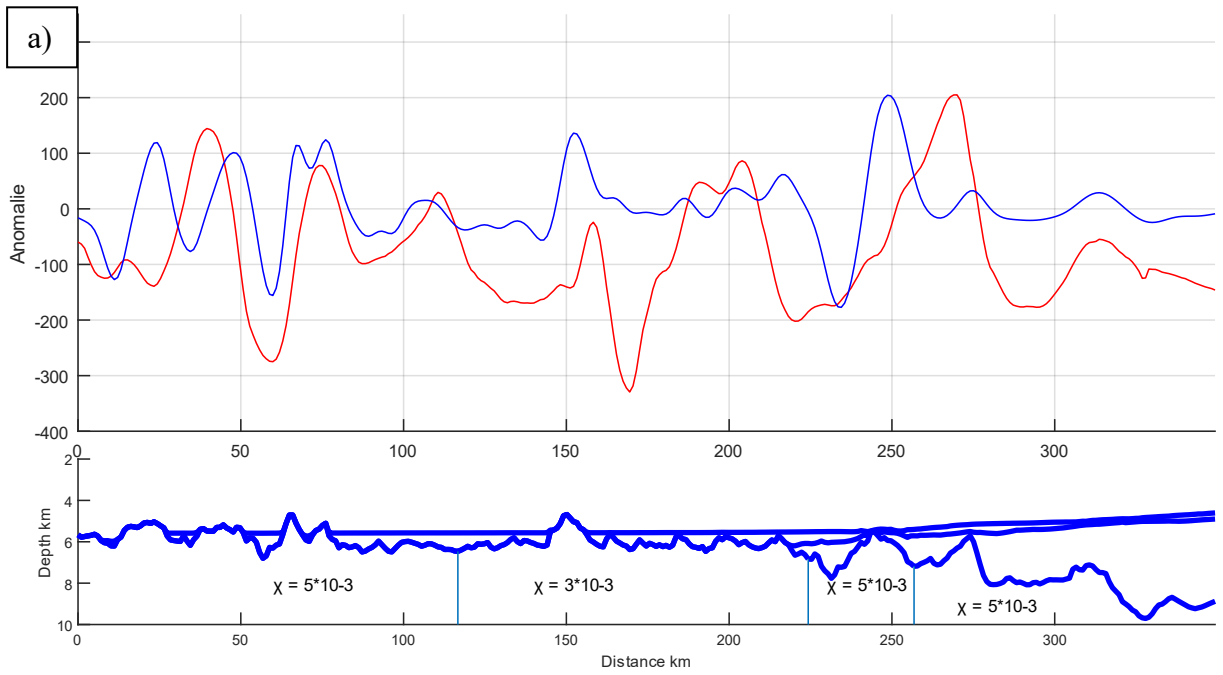
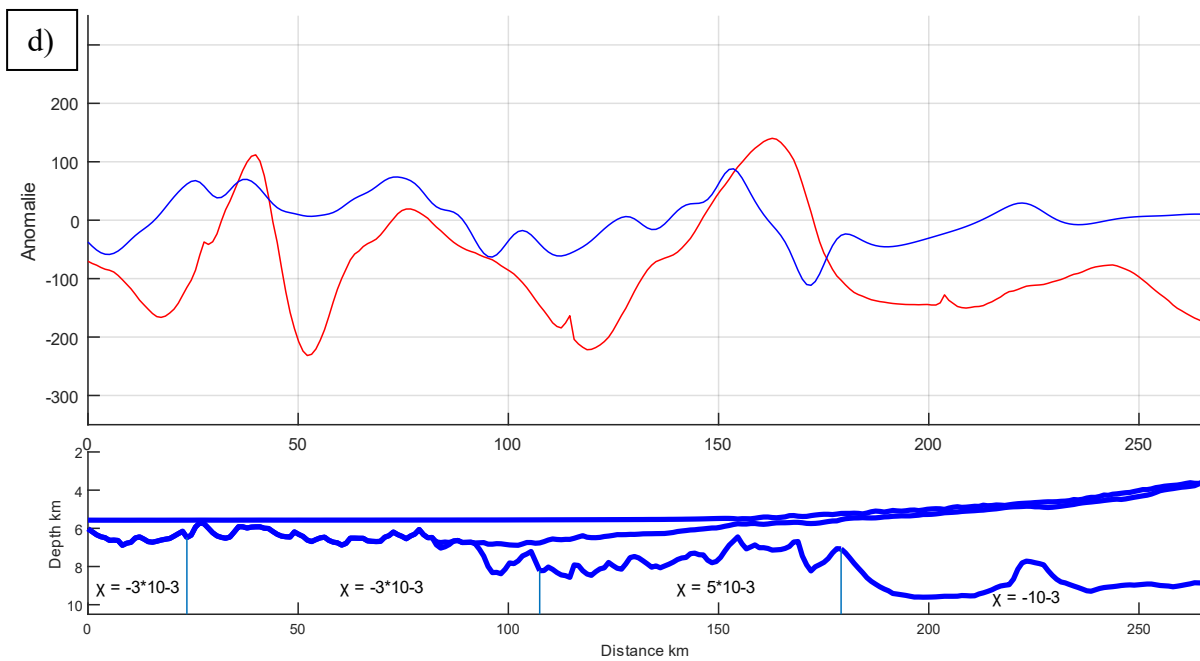
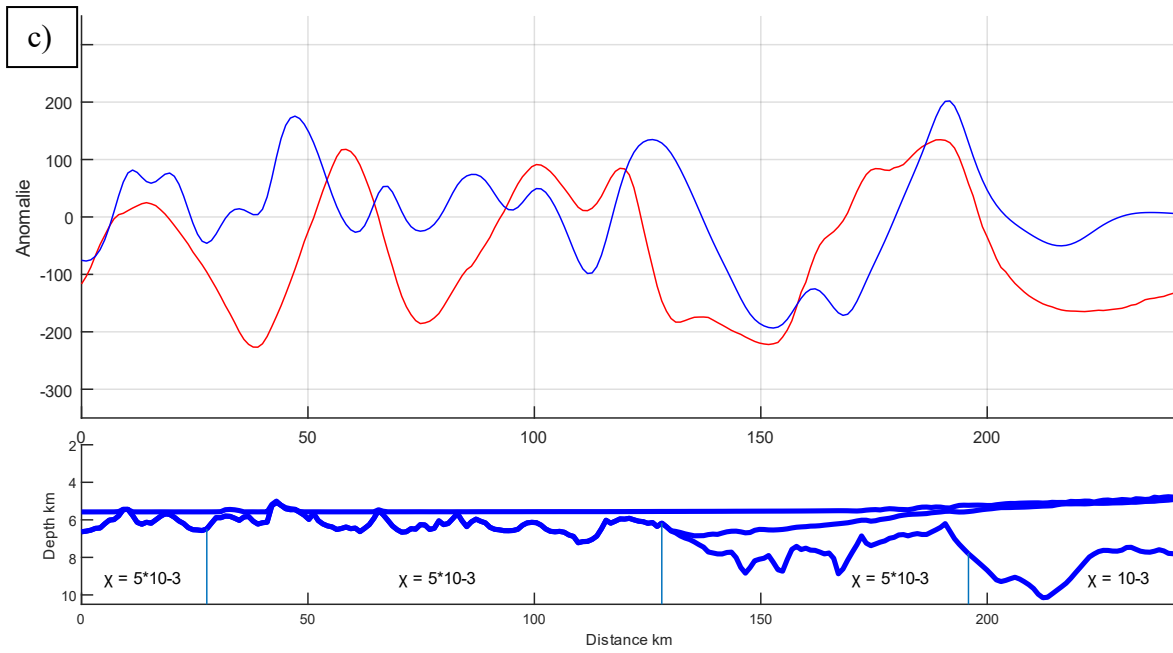


Figure 64 – modèle n°3 de l'anomalie magnétique (nT) de la marge antarctique le long des profils GA228-22 (a), 23 (b), 24 (c), 25 (d), 26 (e) et 27 (f) avec un socle de susceptibilité magnétique variable selon les domaines structuraux

Au niveau de la marge antarctique, la variation de χ dans le modèle n°3 permet principalement d'ajuster les amplitudes des anomalies modélisées. L'un des résultats notables du modèle n°3 est la nécessité d'une susceptibilité magnétique négative pour reproduire les anomalies magnétiques en domaine de croûte océanique pour le profil 25 (0 à 50 km).





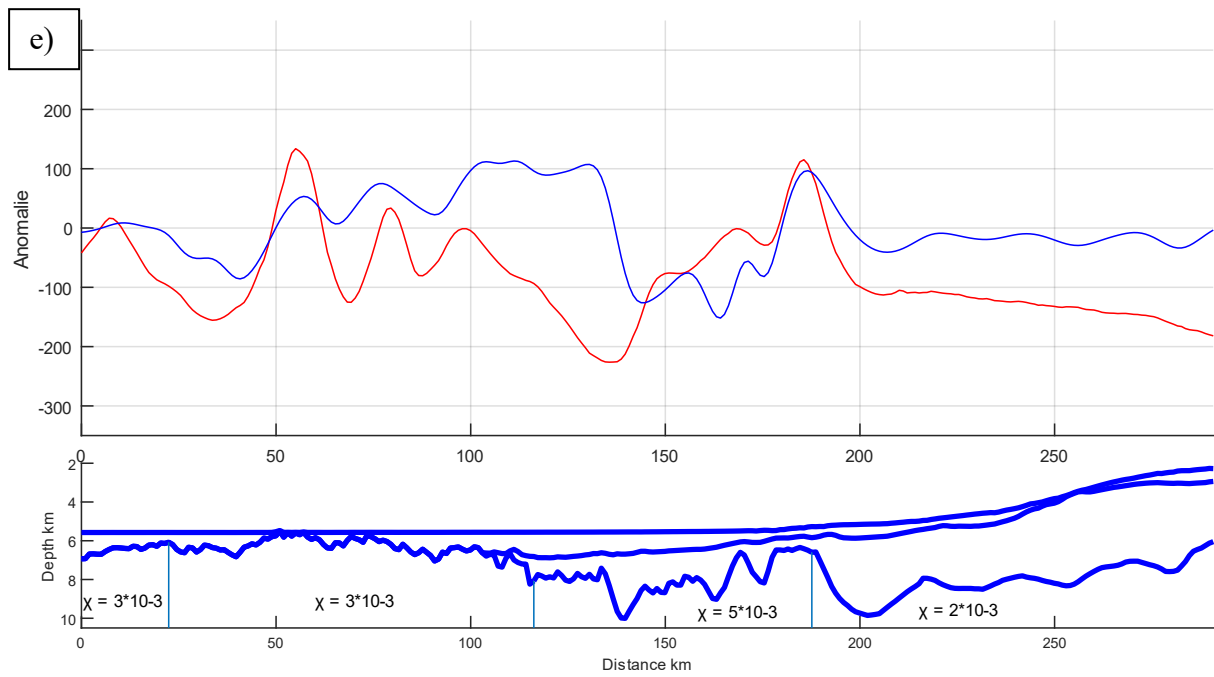
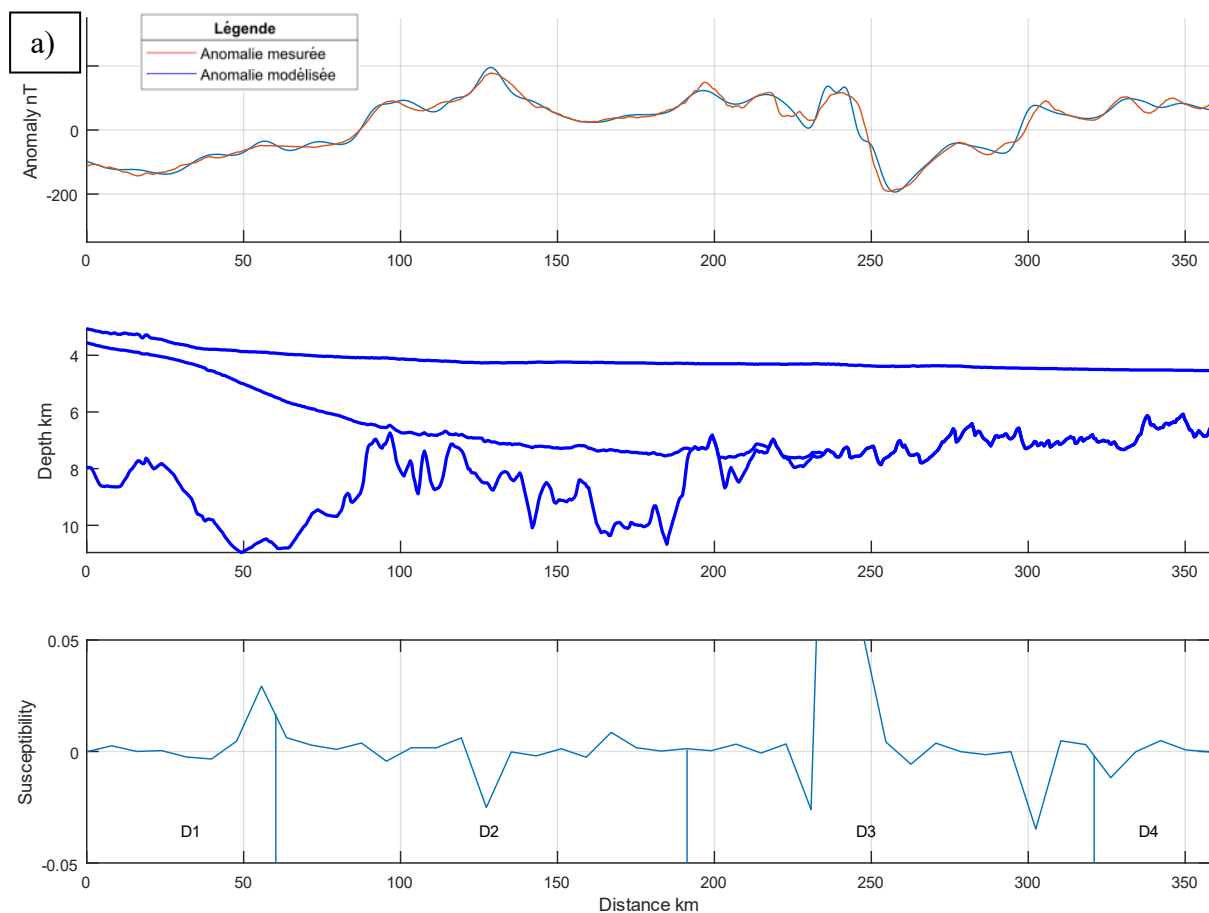


Figure 65 - modèle n°3 de l'anomalie magnétique (nT) de la marge australienne le long des profils GA199-01 (a), 02 (b), 03 (c), 04 (d) et 05 (e) avec un socle de susceptibilité magnétique variable selon les domaines structuraux

De même que pour la marge antarctique, le modèle n°3 permet un meilleur ajustement des amplitudes des anomalies magnétiques. Il apparaît cependant que l'attribution d'une susceptibilité magnétique propre à chaque domaine ne permet pas d'ajuster parfaitement les données.

4.2.3 Inversion sur l'aimantation

Afin d'obtenir une modélisation plus performante de l'anomalie magnétique, un problème inverse selon la méthode des moindres carrés est appliqué de la même manière que pour l'anomalie gravimétrique (cf. chapitre 4.1.4). L'aimantation est, comme pour la modélisation en partie 4.2.2.2, considérée comme induite. L'inversion s'effectue ici sur la susceptibilité magnétique du socle au niveau de son toit (Figure 66). Du fait du plus grand nombre de points constituant le profil d'anomalie magnétique au niveau de la marge antarctique, le pas d'échantillonnage pour le profil GA228-24 est de 7 km tandis que celui pour le profil GA199-05 est de 4 km (paramètres récapitulés en Tableau 9). L'inversion permet de reproduire de façon satisfaisante l'anomalie magnétique, avec un écart-type entre les données et le modèle de 15,38 nT pour le profil GA228-24 et de 10,5 nT pour le profil GA199-05. L'écart-type plus important au niveau de la marge antarctique vient probablement du fait que les données d'anomalie provenant de données de navigation, l'inversion présente plus de difficultés à reproduire les hautes-fréquences de faible amplitude.



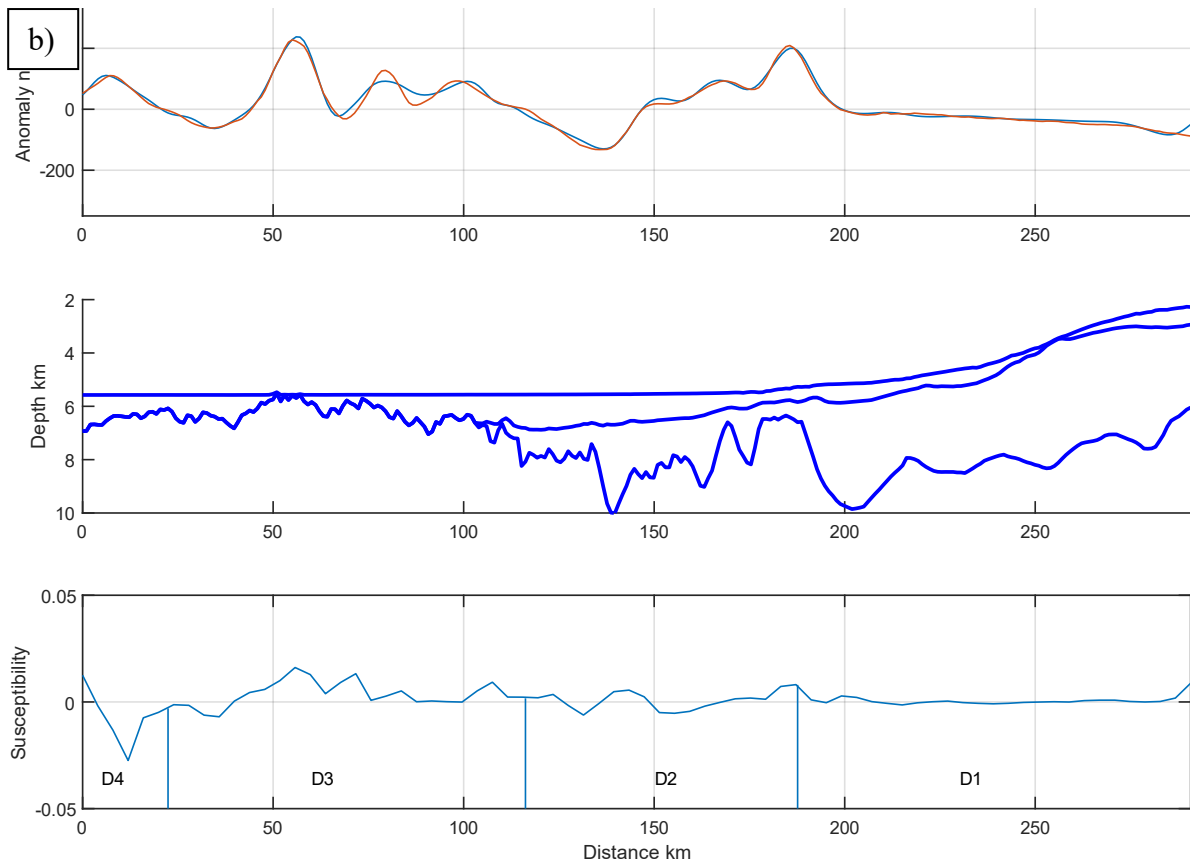


Figure 66 - résultat de l'inversion de l'aimantation pour les profils GA228-24 (a) et GA199-05 (b) ; D1, D2, D3 et D4 correspondent aux domaines structuraux interprétés par (Gillard et al., 2015) ; haut : comparaison de l'anomalie modélisée et l'anomalie mesurée ; milieu : modèle ; bas : variation de la susceptibilité après inversion et corrélée avec les limites de domaines structuraux

Les variations de susceptibilité magnétique χ permettant d'expliquer les données présentent une alternance de valeurs positives et négatives irrégulières dans leurs fréquences. Afin d'observer si elles peuvent être corrélées à d'éventuels événements tectoniques, elles sont comparées aux limites de domaines structuraux interprétées par (Gillard et al., 2015). D1 correspond ainsi au domaine de croûte continentale hyper-étirée, D2 au domaine de manteau continental exhumé, D3 au domaine proto-océanique, et D4 au domaine de croûte océanique standard. Il apparaît que la limite entre D1 et D2 est corrélée pour les deux marges à une variation positive de susceptibilité magnétique, ce qui confirme les résultats du problème direct concernant l'anomalie magnétique la plus proximale. La limite entre D3 et D4 est également corrélée à une variation de la susceptibilité, cette fois-ci négative. Ces limites de domaines structuraux ne permettent pas d'expliquer toutes les variations de susceptibilité. Le domaine proto-océanique D3 présente par exemple plusieurs variations de χ , avec notamment une

susceptibilité atteignant 0,3 pour reproduire l'anomalie à 240 km pour la marge antarctique. Des successions de différentes susceptibilités positives sont également présentes en D3 pour la marge australienne. A l'exception de la forte susceptibilité magnétique évoquée précédemment à 240 km de l'anomalie antarctique, ses alternances positives/négatives varient sur des ordres de grandeurs de 10^{-3} à 10^{-2} et sont compris entre 0,05 et -0,05.

	Pas d'échantillonnage (km)	Ecart-type entre les données et le modèle (nT)
GA228-24	7	15,38
GA199-05	4	10,5

Tableau 9 – tableau récapitulatif des paramètres d'échantillonnage pour l'inversion et de l'écart-type entre les données et le modèle après inversion

Afin d'observer une possible corrélation entre les variations de χ et de potentielles inversions du champ magnétique terrestre au niveau des marges Australie/Antarctique, l'interprétation de la source de l'anomalie magnétique du Bassin Australie/Antarctique basée sur les isochrones est comparée avec elle. Les variations de la susceptibilité sont, dans un premier temps, comparées au modèle proposé par (Tikku and Cande, 1999, Figure 67), couplé aux taux d'enfoncement en fonction de l'âge de la lithosphère océanique définis par (Parsons and Sclater, 1977). Il apparaît que les inversions du champ magnétique ne sont pas corrélées avec les variations de χ , notamment dans le domaine proto-océanique, pour les deux marges. Un autre point important est l'absence d'uniformité dans les valeurs de variation de la susceptibilité magnétique. Les valeurs positives de χ ne sont en effet pas corrélées avec des valeurs négatives équivalentes. Les alternances de valeurs positives/négatives χ n'apparaissent pas non plus systématiquement nettes, notamment pour le profil GA199-05 où on l'observe en D2 et D3 des variations progressives de la susceptibilité. Ces variations ne semblent pas en accord avec une alternance claire et nette de l'aimantation propres aux inversions du champ magnétique terrestre.

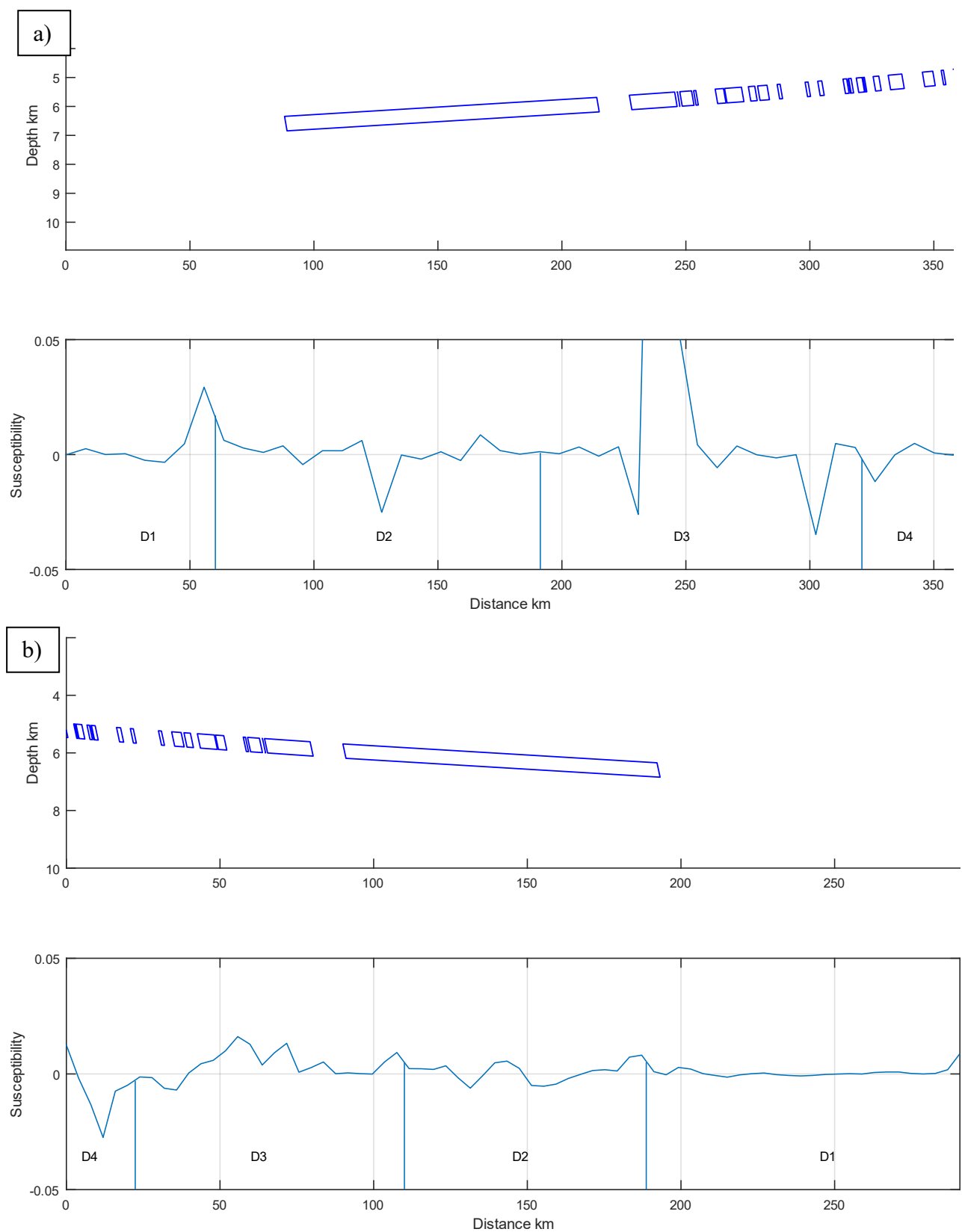


Figure 67 - Comparaison entre χ et les blocs d'inversions du champ magnétique du modèle de Tikku & Cande (1999) décrits en Figure 53 pour les marges antarctique (a) et australienne (b)

Les ordres de grandeurs de variations de la susceptibilité magnétique apparaissent de plus faibles (comprises entre 10^{-2} et 10^{-3} SI comme énoncé précédemment). Les inversions sur l'aimantation du socle des marges Australie/Antarctique montrent ainsi que l'anomalie magnétique peut être reproduite par le biais d'un contraste d'aimantation s'opérant au niveau du toit du socle avec une faible variation de la susceptibilité magnétique.

5 Réinterprétation des anomalies magnétiques et conséquences sur les modèles cinématiques

5.1 Nature des sources des anomalies magnétiques

Les résultats de modélisation et d'inversion sur les aimantations des roches du socle des marges australo-antarctique remettent en cause la connexion entre la majorité des anomalies magnétiques et les ICMT. Ils nous permettent de proposer une nouvelle interprétation de ces anomalies en fonction de leur source principale pour les profils conjugués GA199-01/GA228-22, GA199-02/GA228-23 et GA199-05/GA228-23 (Figure 68).

Ces travaux nous permettent premièrement de dire que les anomalies les plus proximales sont liées à un contraste d'aimantation entre les domaines de croûte continentale hyper-étiré (HEC) et de manteau continental exhumé (ZECM), écartant une source liée aux ICMT. Cet « effet de bord magnétique » est rarement présent le long des marges riftées comme constaté par (Eagles et al., 2015). Ils proposent que la croûte continentale étant fortement intrudée par le magma lors de la formation de la première croûte océanique. Le contraste d'aimantation entre cette première croûte océanique et la croûte continentale est alors faible. Néanmoins cela ne s'applique pas le long des marges riftées pauvres en magma. Il serait donc possible qu'un tel effet de bord se retrouve beaucoup plus systématiquement sur ces marges.

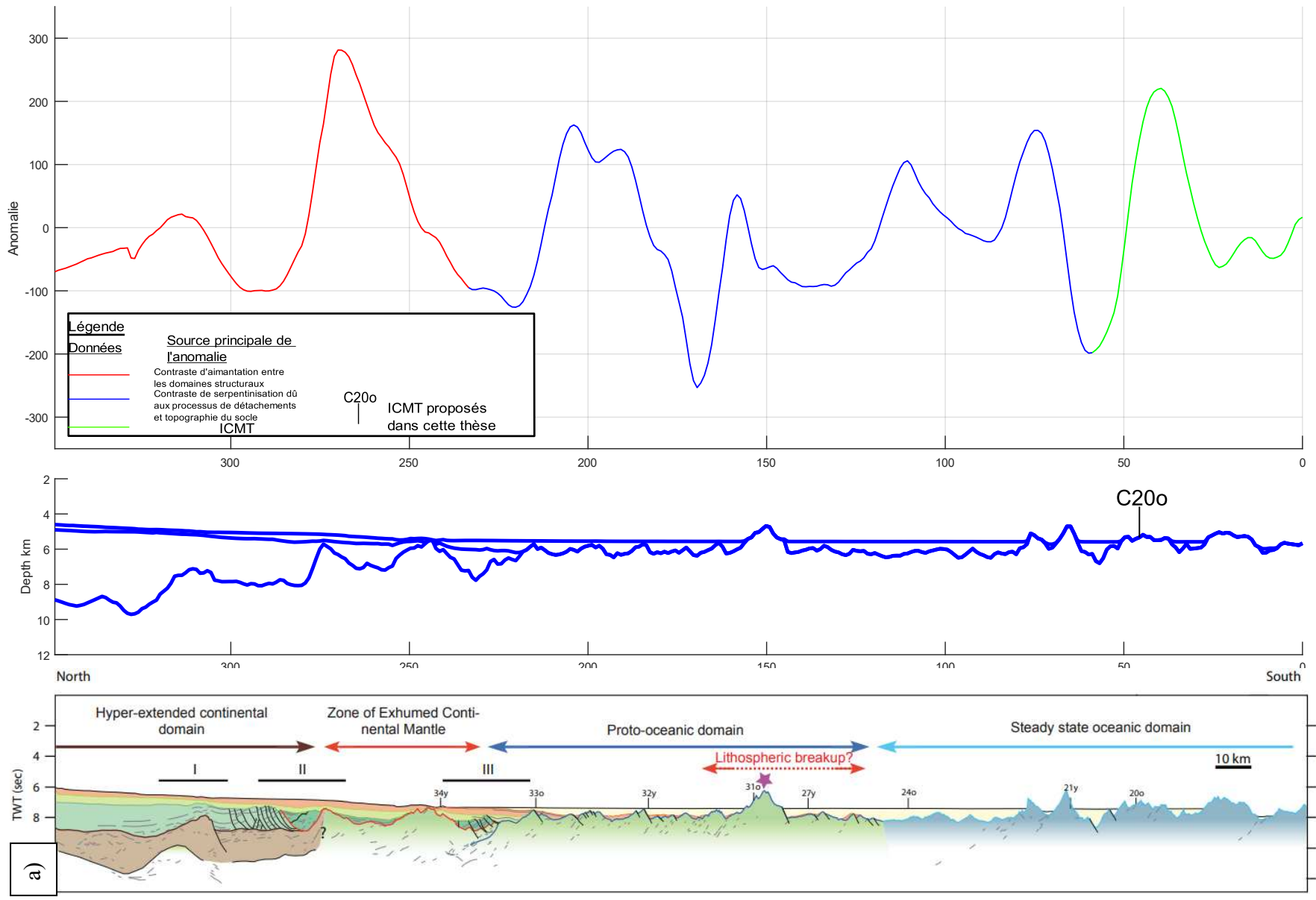
L'interprétation des anomalies dans le domaine proto-océanique est plus complexe. La connexion avec les ICMT est à nouveau difficile à établir au vu des variations de susceptibilité magnétique déduites des inversions sur l'aimantation (Figure 68). Ces variations ne présentent pas de corrélation claire dans le domaine proto-océanique avec les modèles d'inversion du champ magnétique terrestre régional. Une autre source doit donc être envisagée pour ces anomalies. La présence de failles de détachement dans ce domaine structural pourrait entraîner des contrastes de serpentinisation entre différents segments du manteau exhumé, notamment au niveau de la limite entre le domaine proto-océanique et la ZECM. Une anomalie magnétique est en effet systématiquement à l'aplomb de cette limite structurale marquée par une faille de détachement mise en évidence par les interprétations des lignes de sismique réflexion (Gillard et al., 2015). Cependant, les valeurs de susceptibilité du manteau déduites des travaux

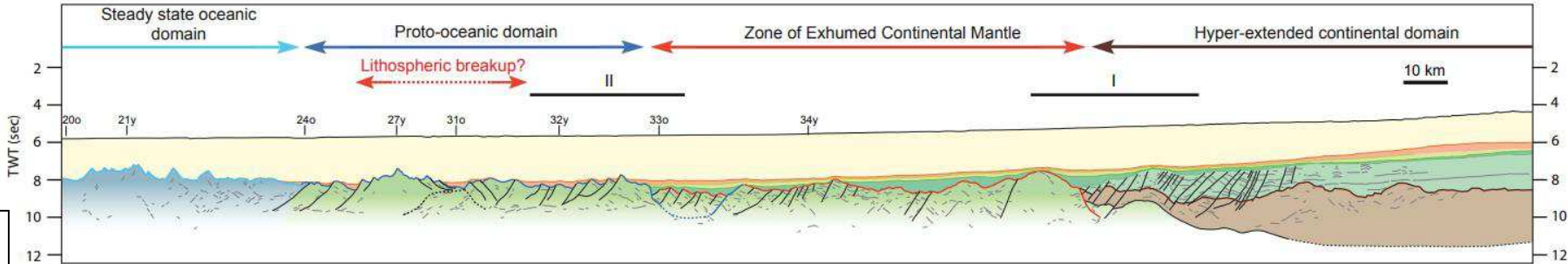
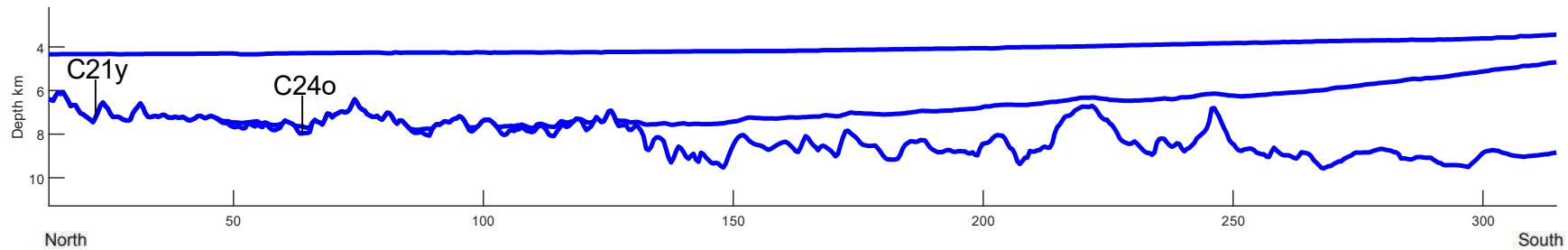
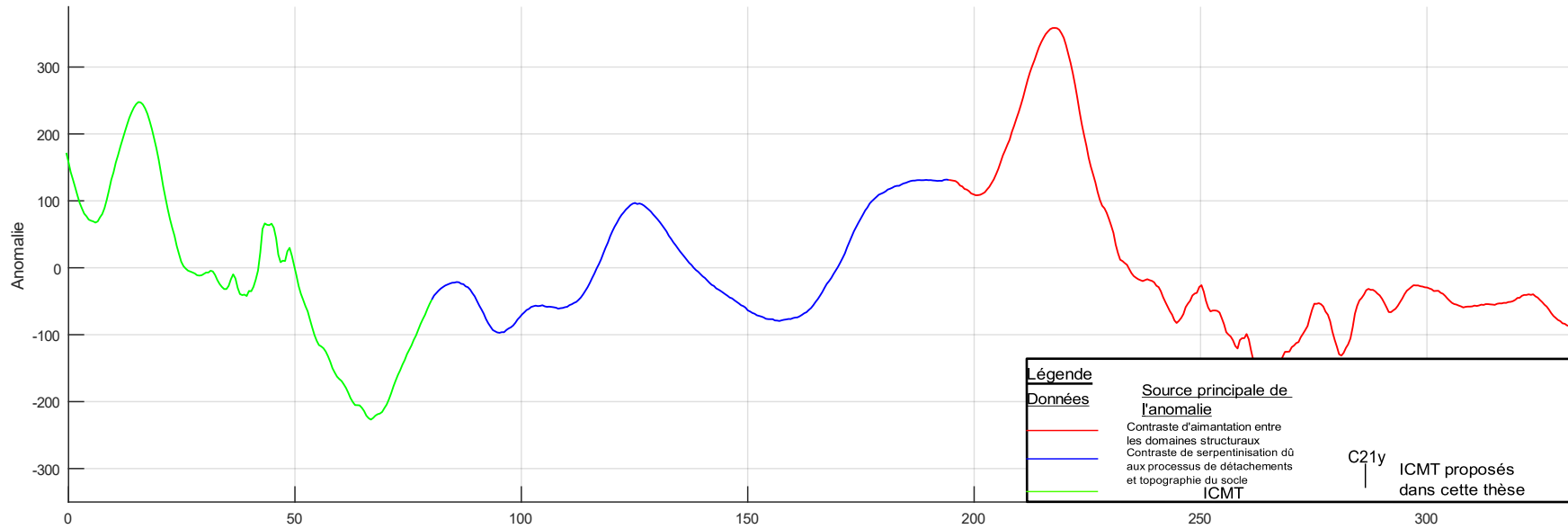
d'inversion ne correspondent pas à celles préconisées pour des péridotites serpentinisées dans la littérature (Oufi et al., 2002). Elles sont en effet majoritairement comprises entre -0,05 et 0,05 SI. De plus, les anomalies magnétiques du domaine proto-océanique ne sont pas systématiquement corrélées avec des failles de détachement selon les interprétations sismiques existantes. On peut supposer que des failles ne sont pas observées. En effet, l'observation de failles de détachement est très difficile si elles ne sont pas marquées par des unités sédimentaires déformées. C'est par exemple le cas lorsque le taux de sédimentation est trop faible, loin des apports sédimentaires du continent. Les travaux de modélisation ont de plus mis en évidence l'influence significative de la topographie du socle (cf. partie 4.2.2) dans la genèse des anomalies magnétiques. Ces anomalies magnétiques sont de plus corrélées à des variations positives de la densité au niveau du plancher sous-marin selon les travaux de modélisation et d'inversion sur la densité au niveau du toit du socle. Nous proposons que, dans ce domaine proto-océanique, la source principale des anomalies magnétiques est la variation géométrique du toit d'un socle d'aimantation relativement uniforme et mis à l'affleurement sur le plancher océanique par le biais des processus de détachement. Les anomalies étant très allongées dans la direction Est-Ouest, cela implique que les variations de topographie du toit du socle répondent à des processus de déformation de grande échelle. Un bon candidat est la marche qu'effectue le toit du socle entre la ZECM et le domaine proto-océanique sur la marge Antarctique.

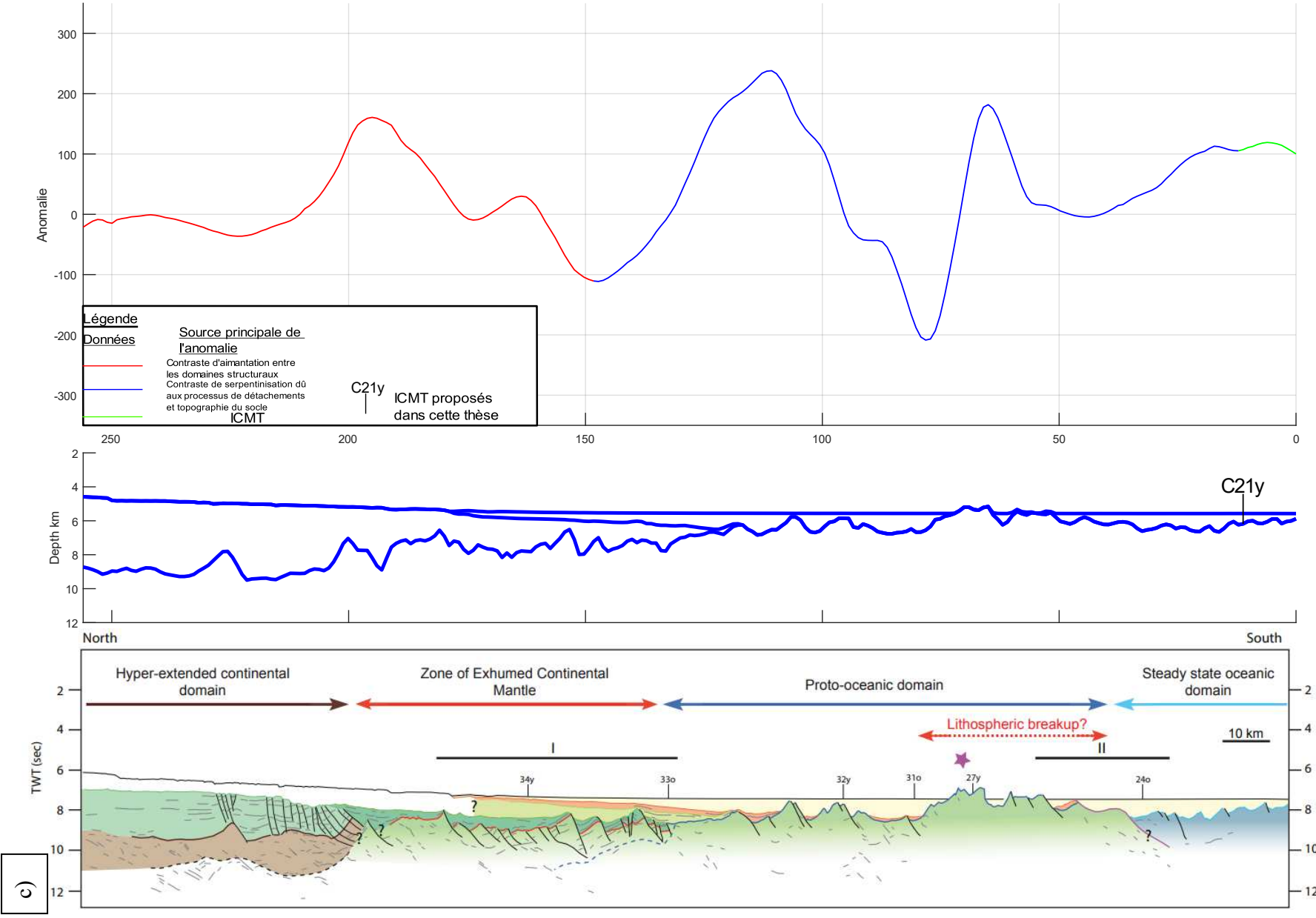
La transition entre le domaine proto-océanique et la croûte océanique est conjuguée à la présence d'anomalies plus régulières et symétriques. Cette transition s'accompagne d'une alternance plus régulière des valeurs de susceptibilité magnétique obtenues par l'inversion (Figure 66, Figure 67). Cette alternance des anomalies magnétiques n'apparaît cependant pas totalement symétrique. Pour la marge australienne, on observe cette alternance à la transition proto-océanique/croûte océanique stable. Tandis que pour la marge antarctique, elle intervient à la terminaison du domaine proto-océanique (ex : 190 à 240 km pour le profil GA228-24, Figure 68, f)). La présence en sismique réflexion de réflecteurs plus forts dans cette zone de manteau exhumé caractériserait la présence d'intrusions magmatiques basaltiques (Gillard et al., 2015). Ces derniers seraient donc potentiellement capables d'enregistrer les ICMT dans le domaine de manteau serpentinisé. On observerait ainsi une asymétrie dans l'enregistrement des ICMT les plus anciennes au niveau des marges australo-antarctiques. Les premières anomalies magnétiques liées à des ICMT n'interviendraient donc qu'à partir de la mise en place de la première croûte océanique stable pour la marge australienne tandis qu'elle pourrait intervenir dans la partie terminale du domaine proto-océanique, à des stades plus

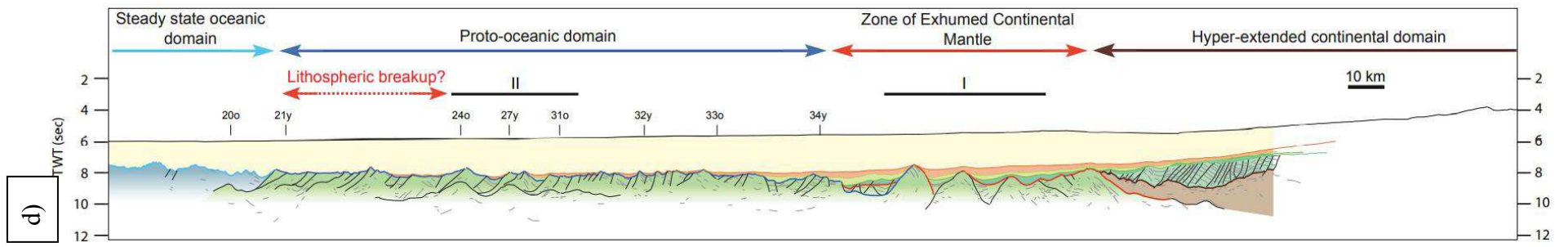
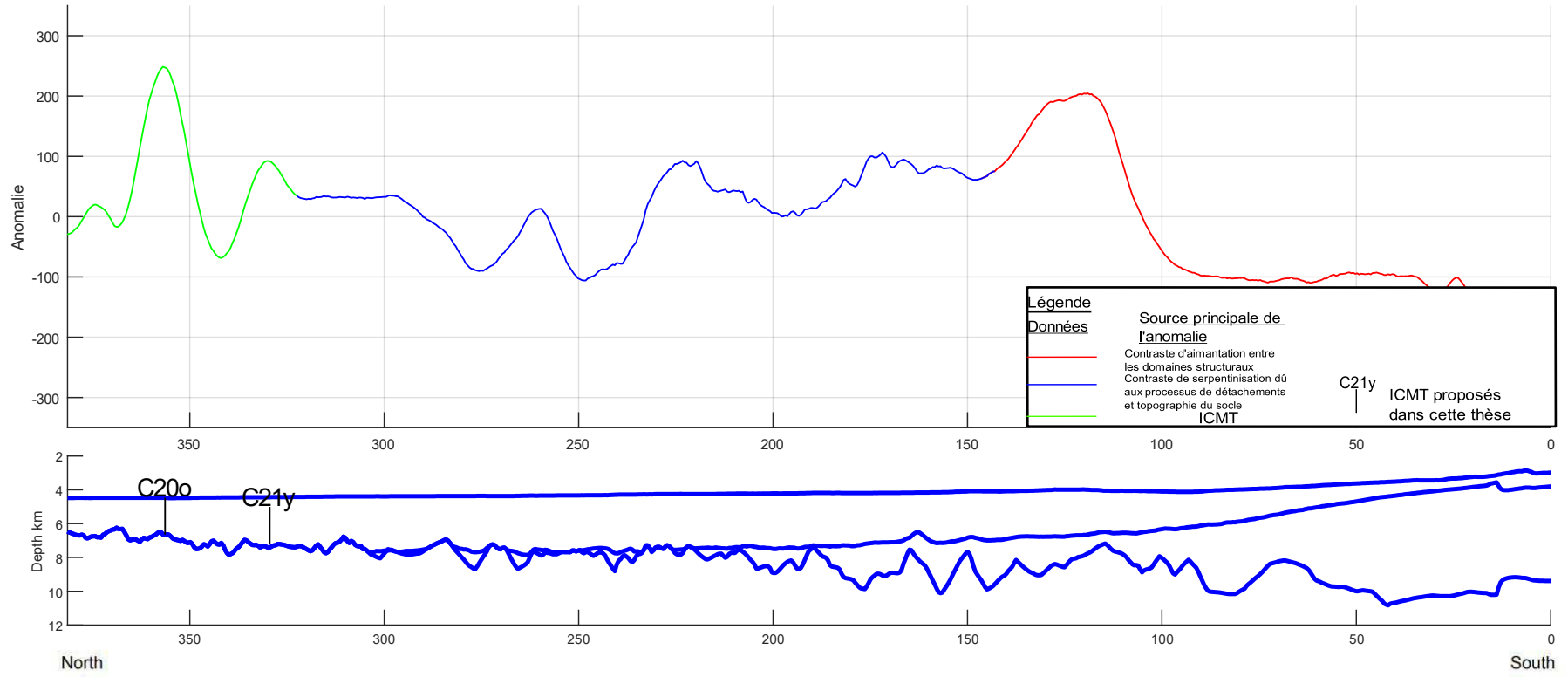
précoces de l'océanisation, pour la marge antarctique. Les premières ICMT présentes au niveau de la marge antarctique seraient donc plus anciennes que celles au niveau de la marge australienne.

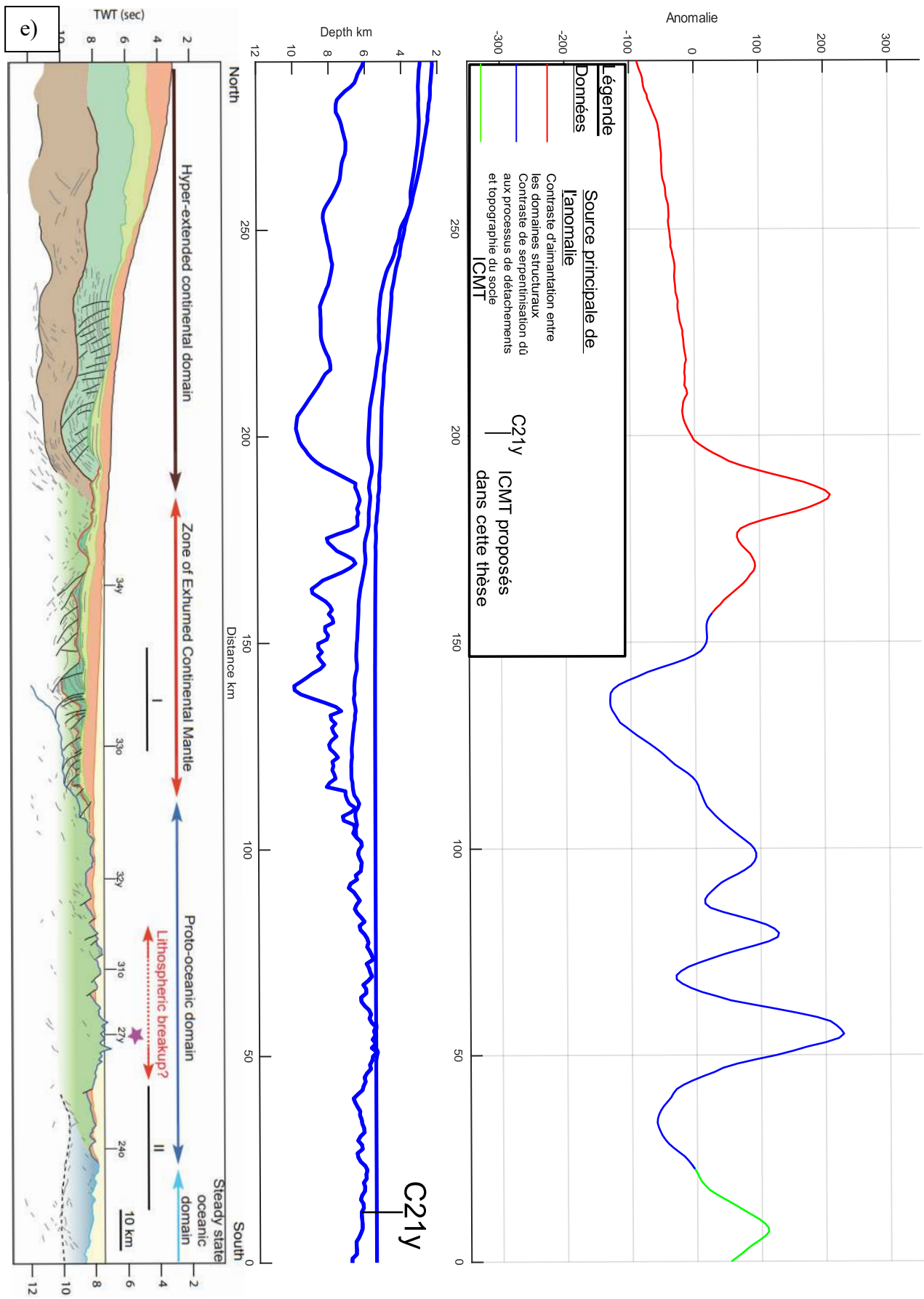
Certaines anomalies magnétiques semblent liées à d'autres paramètres. C'est par exemple le cas de la forte anomalie magnétique de la marge antarctique interprétée dans la littérature comme liée à l'isochrone C27y et particulièrement visible sur le profil GA228-24 à 250 km (Figure 68, f). Elle ne peut être restituée que par une forte variation positive de susceptibilité magnétique et n'est associée, selon les interprétations des lignes de sismique réflexion à aucune variation topographique importante du manteau serpentinisé. Sa géométrie et son amplitude ne sont de plus pas similaires aux anomalies interprétées comme liées aux ICMT. Cette anomalie magnétique est cependant corrélée à une augmentation de densité selon les travaux d'inversion et la sismique réflexion montre la présence de réflecteurs plus importants. Ces réflecteurs pourraient marquer la présence d'une intrusion magmatique ou d'un sous-plaquage à l'origine de l'anomalie et qui expliquerait l'augmentation de la densité. Il est d'ailleurs intéressant de noter que sur la marge australienne, l'anomalie C27 est associée à une chaîne de monts sous-marins magmatiques alignée le long de l'anomalie (étoiles violettes sur les interprétations de Gillard (2014), Figure 66).











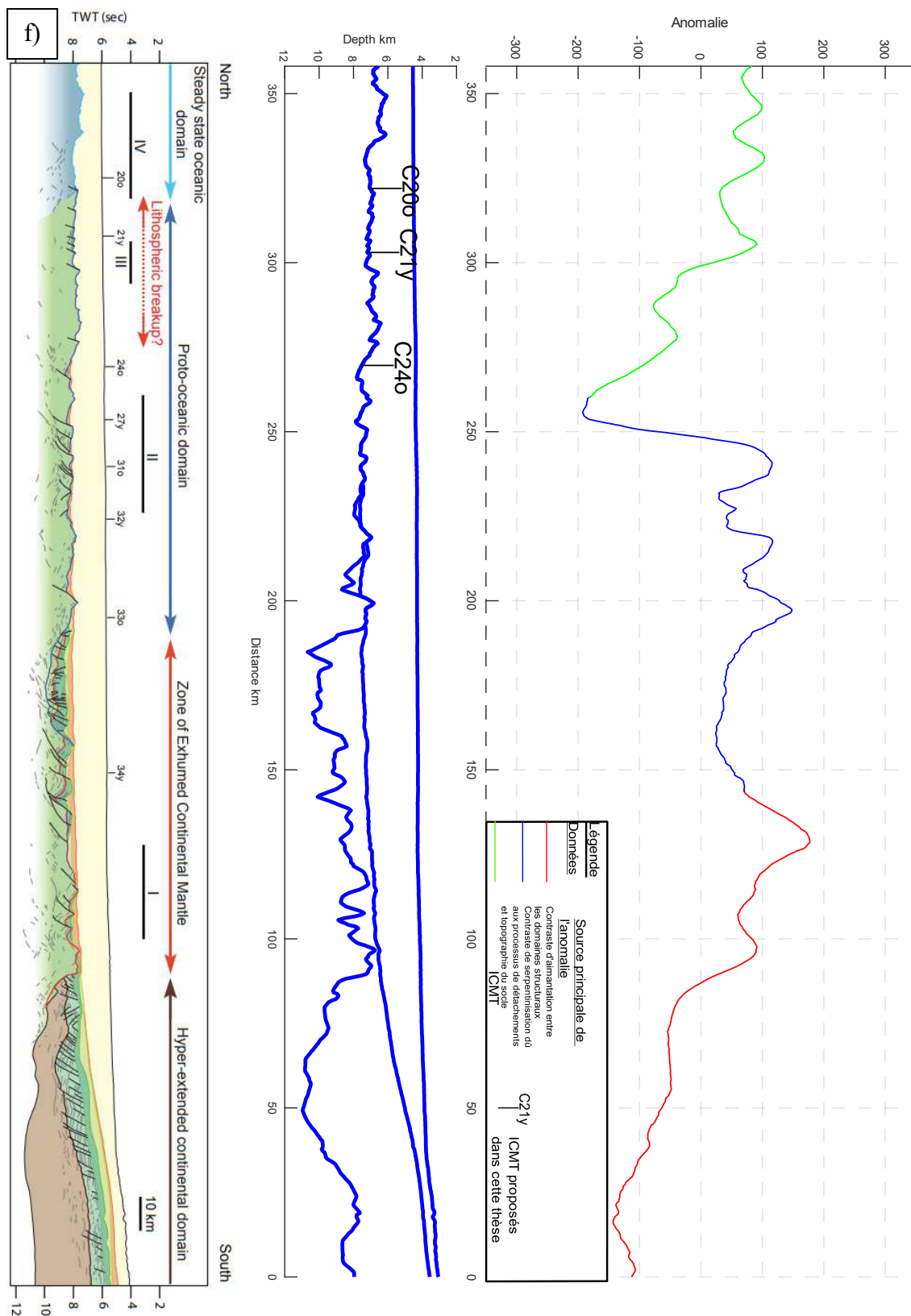


Figure 68 – Interprétation des anomalies magnétiques en fonction de leurs sources pour les profils GA199-01 (a)/GA228-22 (b), GA199-02 (c)/GA228-23 (d) et GA199-03 (e)/GA228-24 (f) et comparées aux interprétations des lignes de sismique réflexion de (Gillard, 2014)

5.2 Contribution aux modèles cinématiques

Les travaux présentés dans cette thèse remettent également en perspective les modèles cinématiques de la séparation Australie/Antarctique proposés dans la littérature. Ces derniers et leurs taux d'expansion océanique sont en effet basés sur l'interprétation de la source des anomalies magnétiques comme des ICMT, ou bien se détachent de cette interprétation des sources mais conservent les âges des ICMT. Il apparaît alors problématique, selon les résultats de cette thèse, de conserver ces âges liés aux ICMT étant donné que rien n'indique que le manteau continental exhumé au niveau des domaines de ZECM et proto-océanique puisse enregistrer des ICMT et, de plus, de manière symétrique et régulière. Les seules anomalies pouvant être liées aux ICMT selon les travaux de cette thèse seraient celles présentes à partir de la partie distale du domaine proto-océanique.

En nous basant sur les modèles précédents des ICMT pour les marges Australie-Antarctique (Gillard, 2014; Tikku & Cande, 1999) et les travaux de modélisation et d'inversion réalisés, nous proposons donc dans cette thèse de considérer pour les modèles cinématiques seulement les isochrones postérieurs à C24 pour la marge antarctique et C21 pour la marge australienne. Du fait de l'absence de connexion établie avec les ICMT, les datations précédemment attribuées aux anomalies des domaines de ZECM et proto-océanique ne peuvent être utilisées pour la construction de modèles cinématiques. Elles doivent être révisées en fonction des processus liés à leurs genèses. Les résultats des travaux réalisés au cours de cette thèse tendent ainsi à confirmer les premières observations de (Colwell et al., 2006; Tikku & Direen, 2008; White et al., 2013). Il est néanmoins possible que ces anomalies puissent être utilisées comme des marqueurs géométriques si leur caractère symétrique est vérifié mais leur âge reste inconnu.

6 Conclusion et perspectives

L'objectif de cette thèse est de mieux comprendre les sources des anomalies magnétiques des marges conjuguées Australie-Antarctique par l'utilisation quantitative des méthodes potentielles. Les principaux résultats de cette thèse sont :

- la corrélation de plusieurs anomalies gravimétriques et magnétiques avec des limites de domaines structuraux ;
- la mise en évidence de liens dans la géométrie et la localisation des sources des anomalies magnétiques et gravimétriques grâce l'application d'opérateurs de transformations du signal gravimétrique et magnétique ;
- le lien entre l'anomalie magnétique la plus proximale des deux marges conjuguées et un contraste d'aimantation entre les domaines d'HEC et de ZECM ;
- l'influence de la topographie du socle des marges dans la genèse des anomalies magnétiques des marges conjuguées Australie-Antarctique ;
- l'influence des contrastes d'aimantation liés à la mise en contact par le biais de failles de détachements de domaines de manteau présentant des degrés de serpentinsation ou d'intrusion magmatique différents ;
- l'absence de connexion entre les anomalies magnétiques mesurées et les ICMT pour les anomalies pré-C21 pour la marge australienne et pré-C24 pour la marge antarctique.

Les résultats de cette thèse remettent ainsi en cause les modèles cinématiques du bassin Australo-Antarctique basés sur les ICMT. La connexion entre les anomalies magnétiques et les ICMT n'est en effet plus démontrée pour les anomalies pré-C21 (Australie) et pré-C24 (Antarctique). Les candidats les plus probables pour les sources (effet de bord magnétique, topographie du socle, processus de détachements) ne permettent pas en l'état des connaissances d'établir un âge de formation des anomalies magnétiques. Il est donc nécessaire de réviser les âges de formation proposés pour ces anomalies dans la littérature et menant à des modèles cinématiques non satisfaisants pour les stades antérieurs à la rupture lithosphérique dans le bassin Australo-Antarctique. Une autre approche permettant de dater les processus menant à la formation des anomalies magnétiques en absence de croûte océanique standard doit également être considérée afin de répondre à cette problématique.

Les travaux présentés dans cette thèse cherchant à appliquer une approche quantitative des méthodes potentielles à l'interprétation des anomalies magnétiques en contexte de marges pauvres en magma laissent plusieurs questions en suspens et suggèrent donc plusieurs pistes d'approfondissement. Les travaux présentés sont premièrement focalisés sur un seul système de marges conjuguées pauvres en magma. Un premier approfondissement de cette thèse serait donc l'application de la méthodologie mise en place sur d'autres systèmes de marges conjuguées pauvres en magma comme par exemple les marges Ibérie/Terre Neuve ou Nouvelle-Ecosse/Maroc. Cela permettrait d'observer si des caractéristiques similaires dans les paramètres de l'aimantation sont visibles entre différents systèmes de marges pauvres en magma. La méthodologie présentée permettrait également une interprétation plus poussée de certaines anomalies magnétiques dont l'origine est débattue, comme l'anomalie J au niveau des marges Ibérie/Terre Neuve.

Les travaux de modélisation et d'inversion sur les paramètres de l'aimantation des unités géologiques constituant les marges représentent également une perspective, étant donné que nous nous sommes ici focalisés sur la susceptibilité magnétique. La part d'aimantation rémanente et d'aimantation induite dans la genèse des anomalies magnétiques des marges pauvres en magma reste en effet une question en suspens. La poursuite des travaux de modélisation et d'inversion sur les différents paramètres de l'aimantation du manteau serpentinisé mènerait ainsi à une meilleure compréhension de la distribution de ces aimantations.

Nous avons également vu que la datation de formation de ces anomalies magnétiques représente un enjeu majeur pour la reconstruction des modèles cinématiques de la formation du bassin Australo-Antarctique. Plusieurs pistes de travail permettraient d'apporter des réponses à ce problème. Une solution serait la mise en place de travaux de reconstruction cinématique basés sur les méthodes potentielles et plus particulièrement les opérateurs transformant les cartes d'anomalies magnétiques et gravimétriques. Ces travaux permettraient l'analyse et l'interprétation de structures analogues pour les deux côtés des marges conjuguées, et de déterminer la symétrie ou l'asymétrie de structures à différents âges géologiques. Les taux d'expansion ainsi estimés dans les stades antérieurs à la rupture lithosphérique seraient alors plus cohérents que ceux basés sur les âges liés aux ICMT, tout en étant basés sur les unités structurales marines et non sur les unités continentales comme certaines études l'ont proposé. Une dernière question reste de se demander si le temps de jeu des failles de détachement affectant les marges pauvres en magma permettrait l'acquisition d'aimantations suffisantes

pour générer des anomalies magnétiques linéaires de grande échelle. Des études quantitatives sur l'acquisition de l'aimantation dans des conditions pression-température similaires à celles des processus de détachement lors de leurs mises en place permettrait finalement de mieux comprendre les temps nécessaires pour pouvoir générer des anomalies magnétiques similaires à celles observées au niveau des marges conjuguées pauvres en magma.

Bibliographie

- Andersen, O.B., Knudsen, P., Berry, P.A.M., 2010. The DNSC08GRA global marine gravity field from double retracked satellite altimetry. *J Geod* 84, 191–199.
<https://doi.org/10.1007/s00190-009-0355-9>
- Andersen, O.B., Knudsen, P., Kenyon, S., Factor, J.K., Holmes, S., 2017. Global gravity field from recent satellites (DTU15)—Arctic improvements. *First Break* 35.
- Andersen, O.B., Knudsen, P., Kenyon, S., Holmes, S., 2014. Global and arctic marine gravity field from recent satellite altimetry (DTU13), in: 76th EAGE Conference and Exhibition 2014. European Association of Geoscientists & Engineers, pp. 1–5.
- Ball, P., Eagles, G., Ebinger, C., McClay, K., Totterdell, J., 2013. The spatial and temporal evolution of strain during the separation of Australia and Antarctica. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems* 14, 2771–2799.
- Baranov, V., 1957. A new method for interpretation of aeromagnetic maps: pseudo-gravimetric anomalies. *Geophysics* 22, 359–382.
- Beslier, M.-O., Royer, J.-Y., Girardeau, J., Hill, P.J., Boeuf, E., Buchanan, C., Chatin, F., Jacovetti, G., Moreau, A., Munsch, M., 2004. A wide ocean-continent transition along the south-west Australian margin: first results of the MARGAU/MD110 cruise. *Bulletin de la Société Géologique de France* 175, 629–641.
- Biari, Y., Klingelhoefer, F., Sahabi, M., Funck, T., Benabdellouahed, M., Schnabel, M., Reichert, C., Gutscher, M.-A., Bronner, A., Austin, J.A., 2017. Opening of the central Atlantic Ocean: Implications for geometric rifting and asymmetric initial seafloor spreading after continental breakup. *Tectonics*.
- Bina, M.M., Henry, B., 1990. Magnetic properties, opaque mineralogy and magnetic anisotropies of serpentized peridotites from ODP Hole 670A near the Mid-Atlantic Ridge. *Physics of the Earth and Planetary Interiors* 65, 88–103.
- Blakely, R.J., 1996. *Potential Theory in Gravity and Magnetic Applications*. Cambridge University Press.
- Bonnemains, D., Carlut, J., Escartín, J., Mével, C., Andreani, M., Debret, B., 2016. Magnetic signatures of serpentization at ophiolite complexes. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems* 17, 2969–2986.

- Bott, M.H.P., 1960. The use of rapid digital computing methods for direct gravity interpretation of sedimentary basins. *Geophysical Journal International* 3, 63–67.
- Bronner, A., 2013. Exhumed mantle at ultra-slow spreading ridges and magma-poor rifted margins: what can we learn from marine magnetic anomalies? Université de Strasbourg.
- Bronner, A., Sauter, D., Manatschal, G., Péron-Pinvidic, G., Munsch, M., 2011a. Magmatic breakup as an explanation for magnetic anomalies at magma-poor rifted margins. *Nature Geoscience* 4, 549.
- Bronner, A., Sauter, D., Manatschal, G., Péron-Pinvidic, G., Munsch, M., 2011b. Magmatic breakup as an explanation for magnetic anomalies at magma-poor rifted margins. *Nature Geoscience* 4, 549.
- Brun, J.P., Beslier, M.O., 1996. Mantle exhumation at passive margins. *Earth and Planetary Science Letters* 142, 161–173. [https://doi.org/10.1016/0012-821X\(96\)00080-5](https://doi.org/10.1016/0012-821X(96)00080-5)
- Brune, S., Williams, S.E., Butterworth, N.P., Müller, R.D., 2016. Abrupt plate accelerations shape rifted continental margins. *Nature* 536, 201–204. <https://doi.org/10.1038/nature18319>
- Cande, S.C., Mutter, J.C., 1982. A revised identification of the oldest sea-floor spreading anomalies between Australia and Antarctica. *Earth and Planetary Science Letters* 58, 151–160.
- Cannat, M., Mevel, C., Maia, M., Deplus, C., Durand, C., Gente, P., Agrinier, P., Belarouchi, A., Dubuisson, G., Humler, E., 1995. Thin crust, ultramafic exposures, and rugged faulting patterns at the Mid-Atlantic Ridge (22–24 N). *Geology* 23, 49–52.
- Cardozo, G.L., Edel, J.B., Granet, M., 2005. Detection of active crustal structures in the Upper Rhine Graben using local earthquake tomography, gravimetry and reflection seismics. *Quaternary Science Reviews* 24, 337–344.
- Chatin, F., Robert, U., Montigny, R., Whitechurch, H., 1998. La zone Diamantine (océan Indien oriental), témoin de la séparation entre l’Australie et l’Antarctique: arguments pétrologiques et géochimiques. *Comptes Rendus de l’Académie des Sciences-Series IIA-Earth and Planetary Science* 326, 839–845.
- Colwell, J.B., Stagg, H.M., Direen, N.G., Bernardel, G., Borissova, I., 2006. The structure of the continental margin off Wilkes Land and Terre Adelie coast, east Antarctica, in: *Antarctica*. Springer, pp. 327–340.

- Cooper, G., Cowan, D., 2003. The application of fractional calculus to potential field data. *Exploration geophysics* 34, 51–56.
- Dampney, C.N.G., 1969. The equivalent source technique. *GEOPHYSICS* 34, 39–53.
<https://doi.org/10.1190/1.1439996>
- Debégliá, M., 1986. étude du champ gravimétrique régional en France. Rapport BRGM 86.
- Direen, N.G., Stagg, H.M., Symonds, P.A., Colwell, J.B., 2011a. Dominant symmetry of a conjugate southern Australian and East Antarctic magma-poor rifted margin segment. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems* 12.
- Direen, N.G., Stagg, H.M., Symonds, P.A., Colwell, J.B., 2011b. Dominant symmetry of a conjugate southern Australian and East Antarctic magma-poor rifted margin segment. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems* 12.
- Eagles, G., Pérez-Díaz, L., Scarselli, N., 2015. Getting over continent ocean boundaries. *Earth-Science Reviews* 151, 244–265.
- Edel, J.B., Fluck, P., 1989. The upper Rhenish Shield basement (Vosges, Upper Rhinegraben and Schwarzwald): main structural features deduced from magnetic, gravimetric and geological data. *Tectonophysics* 169, 303–316.
- Espurt, N., Callot, J.-P., Totterdell, J., Struckmeyer, H., Vially, R., 2009. Interactions between continental breakup dynamics and large-scale delta system evolution: Insights from the Cretaceous Ceduna delta system, Bight Basin, Southern Australian margin. *Tectonics* 28.
- Featherstone, W.E., Dentith, M.C., 1997. A geodetic approach to gravity data reduction for geophysics. *Computers & Geosciences* 23, 1063–1070.
- Fleury, S., 2011. Magnetic method for multi-scale exploration of the Franceville Basin (Theses). Université de Strasbourg.
- Froitzheim, N., Manatschal, G., 1996. Kinematics of Jurassic rifting, mantle exhumation, and passive-margin formation in the Austroalpine and Penninic nappes (eastern Switzerland). *GSA Bulletin* 108, 1120–1133. [https://doi.org/10.1130/0016-7606\(1996\)108<1120:KOJRME>2.3.CO;2](https://doi.org/10.1130/0016-7606(1996)108<1120:KOJRME>2.3.CO;2)
- Gauss, C.F., 1855. Méthode des moindres carrés: Mémoires sur la combinaison des observations. Mallet-Bachelier.
- Gavazzi, B., 2015. Multi-scale and three dimensional magnetic method applied to the archaeological investigation of the site of Qasr 'Allam, oasis of Bahariya, Egypt (Theses). Université de Strasbourg.

- Gee, J.S., Kent, D.V., 2007a. Source of oceanic magnetic anomalies and the geomagnetic polarity time scale. *Treatise on Geophysics*, vol. 5: Geomagnetism 455–507.
- Gee, J.S., Kent, D.V., 2007b. Source of oceanic magnetic anomalies and the geomagnetic polarity time scale. *Treatise on Geophysics*, vol. 5: Geomagnetism 455–507.
- Geoscience Australia, 2002. AASOPP Survey 228.
- Geoscience Australia, 1997. Parameter acquisition, survey 199.
- Gernigon, L., Blischke, A., Nasuti, A., Sand, M., 2015. Conjugate volcanic rifted margins, seafloor spreading, and microcontinent: Insights from new high-resolution aeromagnetic surveys in the Norway Basin. *Tectonics* 34, 907–933.
- Gillard, M., 2014a. Tectono-magmatic evolution leading to the onset of oceanic spreading at magma-poor rifted margins : example of the Australia-Antarctica margins (Theses). Université de Strasbourg.
- Gillard, M., 2014b. Tectono-magmatic evolution leading to the onset of oceanic spreading at magma-poor rifted margins : example of the Australia-Antarctica margins (Theses). Université de Strasbourg.
- Gillard, M., Autin, J., Manatschal, G., Sauter, D., Munsch, M., Schaming, M., 2015. Tectonomagmatic evolution of the final stages of rifting along the deep conjugate Australian-Antarctic magma-poor rifted margins: Constraints from seismic observations. *Tectonics* 34, 753–783.
- Gillard, M., Manatschal, G., Autin, J., 2016. How can asymmetric detachment faults generate symmetric Ocean Continent Transitions? *Terra Nova* 28, 27–34.
- Gillard, M., Sauter, D., Tugend, J., Tomasi, S., Epin, M.-E., Manatschal, G., 2017. Birth of an oceanic spreading center at a magma-poor rift system. *Scientific Reports* 7, 15072. <https://doi.org/10.1038/s41598-017-15522-2>
- Golynsky, A.V., Ferraccioli, F., Hong, J.K., Golynsky, D.A., von Frese, R.R.B., Young, D.A., Blankenship, D.D., Holt, J.W., Ivanov, S.V., Kiselev, A.V., 2018. New Magnetic Anomaly Map of the Antarctic. *Geophysical Research Letters*.
- Grauch, V.J.S., Cordell, L., 1987. Limitations of determining density or magnetic boundaries from the horizontal gradient of gravity or pseudogravity data. *Geophysics* 52, 118–121.
- Greene, J.A., Tominaga, M., Miller, N.C., Hutchinson, D.R., Karl, M.R., 2017. Refining the Formation and Early Evolution of the Eastern North American Margin: New Insights

- From Multiscale Magnetic Anomaly Analyses. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 122, 8724–8748.
- Hackney, R.I., Featherstone, W.E., 2003. Geodetic versus geophysical perspectives of the ‘gravity anomaly.’ *Geophysical Journal International* 154, 35–43.
- Hadamard, M., 1907. Les problèmes aux limites dans la théorie des équations aux dérivées partielles.
- Halpin, J.A., Crawford, A.J., Direen, N.G., Coffin, M.F., Forbes, C.J., Borissova, I., 2008. Naturaliste Plateau, offshore Western Australia: A submarine window into Gondwana assembly and breakup. *Geology* 36, 807–810.
- Harrison, C.G.A., 1987. Marine magnetic anomalies-the origin of the stripes. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* 15, 505–543.
- Haxby, W.F., Karner, G.D., LaBrecque, J.L., Weissel, J.K., 1983. Digital images of combined oceanic and continental data sets and their use in tectonic studies. *Eos, Transactions American Geophysical Union* 64, 995–1004.
- Heiskanen, W.A., Moritz, H., 1967. *Physical geodesy*(Book on physical geodesy covering potential theory, gravity fields, gravimetric and astrogeodetic methods, statistical analysis, etc).
- Hemant, K., Maus, S., 2005. Geological modeling of the new CHAMP magnetic anomaly maps using a geographical information system technique. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 110.
- Hubbert, M.K., 1948. A line-integral method of computing the gravimetric effects of two-dimensional masses. *Geophysics* 13, 215–225.
- Jacob, J., Dymant, J., 2014. Early opening of Australia and Antarctica: New inferences and regional consequences. *Tectonophysics* 636, 244–256.
<https://doi.org/10.1016/j.tecto.2014.08.020>
- Krassay, A.A., Cathro, D.L., Ryan, D.J., 2004. A regional tectonostratigraphic framework for the Otway Basin.
- Le Pichon, X., 1968. Sea-floor spreading and continental drift. *Journal of Geophysical Research* 73, 3661–3697.
- Lutz, R., Franke, D., Berglar, K., Heyde, I., Schreckenberger, B., Klitzke, P., Geissler, W.H., 2018. Evidence for mantle exhumation since the early evolution of the slow-spreading Gakkel Ridge, Arctic Ocean. *Journal of Geodynamics* 118, 154–165.

- Marks, K.M., 1996. Resolution of the Scripps/NOAA marine gravity field from satellite altimetry. *Geophysical Research Letters* 23, 2069–2072.
- McKenzie, D., Bowin, C., 1976. The relationship between bathymetry and gravity in the Atlantic Ocean. *Journal of Geophysical Research* 81, 1903–1915.
- Mercier de Lépinay, J., 2014. Modélisation et inversion à deux dimensions en gravimétrie et magnétisme calées sur des profils de sismique réflexion.
- Moore, D.H., 2016. Comment on “Early Opening of Australia and Antarctica: New inferences and regional consequences” by Jensen Jacob & Jérôme Dymant. *Tectonophysics* 668–669, 105–107. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2015.01.026>
- Moritz, H., 1980. Geodetic reference system 1980. *Bulletin géodésique* 54, 395–405.
- Munsch, M., 2017. *Cours de Méthodes Potentielles - Equivalence*.
- Nabighian, M.N., 1972. The analytic signal of two-dimensional magnetic bodies with polygonal cross-section: Its properties and use for automated anomaly interpretation. *Geophysics* 37, 507–517.
- Nirrengarten, M., Manatschal, G., Tugend, J., Kuszniir, N., Sauter, D., 2018. Kinematic evolution of the southern North Atlantic: implications for the formation of hyper-extended rift systems. *Tectonics*.
- Oufi, O., Cannat, M., Horen, H., 2002. Magnetic properties of variably serpentinized abyssal peridotites. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 107, EPM 3-1. <https://doi.org/10.1029/2001JB000549>
- Parsons, B., Sclater, J.G., 1977. An analysis of the variation of ocean floor bathymetry and heat flow with age. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)* 82, 803–827. <https://doi.org/10.1029/JB082i005p00803>
- Péron-Pinvidic, G., Manatschal, G., 2009. The final rifting evolution at deep magma-poor passive margins from Iberia-Newfoundland: a new point of view. *Int J Earth Sci (Geol Rundsch)* 98, 1581–1597. <https://doi.org/10.1007/s00531-008-0337-9>
- Petkovic, P., Brett, J., Morse, M.P., Hatch, L., Webster, M.A., Roche, P., 1999. Gravity, magnetic and bathymetry grids from levelled data for Southwest Australia-Great Australian Bight. Australian Geological Survey Organisation, Record 48.
- Pichon, X.L., Heirtzler, J.R., 1968. Magnetic anomalies in the Indian Ocean and sea-floor spreading. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)* 73, 2101–2117. <https://doi.org/10.1029/JB073i006p02101>

- Quesnel, Y., Catalán, M., Ishihara, T., 2009. A new global marine magnetic anomaly data set. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 114. <https://doi.org/10.1029/2008JB006144>
- Rabinowitz, P.D., LaBrecque, J., 1979. The Mesozoic South Atlantic Ocean and evolution of its continental margins. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 84, 5973–6002.
- Reston, T.J., McDermott, K.G., 2011a. Successive detachment faults and mantle unroofing at magma-poor rifted margins. *Geology* 39, 1071–1074.
- Reston, T.J., McDermott, K.G., 2011b. Successive detachment faults and mantle unroofing at magma-poor rifted margins. *Geology* 39, 1071–1074.
- Revol, J., Day, R., Fuller, M., 1979. Effect of uniaxial stress upon remanent magnetization: Stress cycling and domain state dependence, in: *Tectonomagnetics and Local Geomagnetic Field Variations*. Springer, pp. 115–127.
- Roest, W.R., Verhoef, J., Pilkington, M., 1992. Magnetic interpretation using the 3-D analytic signal. *Geophysics* 57, 116–125.
- Rommevaux, C., 1994. Etude gravimétrique et magnétique de l'évolution de la segmentation des dorsales lentes (PhD Thesis). Paris 7.
- Rotstein, Y., Edel, J.-B., Gabriel, G., Boulanger, D., Schaming, M., Munsch, M., 2006. Insight into the structure of the Upper Rhine Graben and its basement from a new compilation of Bouguer Gravity. *Tectonophysics* 425, 55–70.
- Sandwell, D., Garcia, E., Soofi, K., Wessel, P., Chandler, M., Smith, W.H., 2013. Toward 1-mGal accuracy in global marine gravity from CryoSat-2, Envisat, and Jason-1. *The Leading Edge* 32, 892–899.
- Sandwell, D.T., 1984. A detailed view of the South Pacific geoid from satellite altimetry. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 89, 1089–1104.
- Sandwell, D.T., Müller, R.D., Smith, W.H., Garcia, E., Francis, R., 2014. New global marine gravity model from CryoSat-2 and Jason-1 reveals buried tectonic structure. *Science* 346, 65–67.
- Sandwell, D.T., Smith, W.H., 1997. Marine gravity anomaly from Geosat and ERS 1 satellite altimetry. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 102, 10039–10054.
- Sandwell, D.T., Smith, W.H.F., 2009. Global marine gravity from retracked Geosat and ERS-1 altimetry: Ridge segmentation versus spreading rate. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 114. <https://doi.org/10.1029/2008JB006008>

- Sauter, D., Cannat, M., Rouméjon, S., Andreani, M., Birot, D., Bronner, A., Brunelli, D., Carlut, J., Delacour, A., Guyader, V., 2013a. Continuous exhumation of mantle-derived rocks at the Southwest Indian Ridge for 11 million years. *Nature Geoscience* 6, 314.
- Sauter, D., Cannat, M., Rouméjon, S., Andreani, M., Birot, D., Bronner, A., Brunelli, D., Carlut, J., Delacour, A., Guyader, V., 2013b. Continuous exhumation of mantle-derived rocks at the Southwest Indian Ridge for 11 million years. *Nature Geoscience* 6, 314.
- Sayers, J., Symonds, P.A., Direen, N.G., Bernardel, G., 2001. Nature of the continent-ocean transition on the non-volcanic rifted margin of the central Great Australian Bight. Geological Society, London, Special Publications 187, 51–76.
<https://doi.org/10.1144/GSL.SP.2001.187.01.04>
- Sibuet, J.-C., Srivastava, S., Manatschal, G., 2007a. Exhumed mantle-forming transitional crust in the Newfoundland-Iberia rift and associated magnetic anomalies. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 112. <https://doi.org/10.1029/2005JB003856>
- Sibuet, J.-C., Srivastava, S., Manatschal, G., 2007b. Exhumed mantle-forming transitional crust in the Newfoundland-Iberia rift and associated magnetic anomalies. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 112. <https://doi.org/10.1029/2005JB003856>
- Smith, W.H.F., Sandwell, D.T., 1995. Global comparison of gravity anomalies measured by ships and derived from dense satellite altimetry. *Eos Trans. Am. Geophys. Union* 76, S89.
- Stagg, H., Schiwy, S., 2002. Marine geophysical surveys completed off Antarctica. *AusGeo News* 66, 18–19.
- Stagg, H.M.J., Colwell, J.B., Direen, N.G., O'Brien, P.E., Browning, B.J., Bernardel, G., Borissova, I., Carson, L., Close, D.I., 2005. Geological framework of the continental margin in the region of the Australian Antarctic Territory. *Geoscience Australia Record* 2004/2, 1–373.
- Symonds, P.A., Parums, R., Hill, G., Hirst, B., Bernardel, G., Stagg, H., 2001. The Outer Limits of Australia's Resource Jurisdiction Off Eastern Australia.
- Talwani, M., Heirtzler, J.R., 1964. Computation of magnetic anomalies caused by two dimensional structures of arbitrary shape, *Computers in the Mineral Industries GA Parks*, 464–480. Stanford University, Stanford, Calif.

- Talwani, M., Mutter, J., Houtz, R., Konig, M., 1979. The crustal structure and evolution of the area underlying the magnetic quiet zone on the margin south of Australia: Rifted margins.
- Talwani, M., Worzel, J.L., Landisman, M., 1959. Rapid gravity computations for two-dimensional bodies with application to the Mendocino submarine fracture zone. *Journal of geophysical research* 64, 49–59.
- Tarantola, A., 2005. Inverse problem theory and methods for model parameter estimation. SIAM.
- Thébault, E., Finlay, C.C., Beggan, C.D., Alken, P., Aubert, J., Barrois, O., Bertrand, F., Bondar, T., Boness, A., Brocco, L., Canet, E., Chambodut, A., Chulliat, A., Coïsson, P., Civet, F., Du, A., Fournier, A., Fratter, I., Gillet, N., Hamilton, B., Hamoudi, M., Hulot, G., Jager, T., Korte, M., Kuang, W., Lalanne, X., Langlais, B., L  ger, J.-M., Lesur, V., Lowes, F.J., Macmillan, S., Mande, M., Manoj, C., Maus, S., Olsen, N., Petrov, V., Ridley, V., Rother, M., Sabaka, T.J., Saturnino, D., Schachtschneider, R., Sirol, O., Tangborn, A., Thomson, A., T  ffner-Clausen, L., Vigneron, P., Wardinski, I., Zvereva, T., 2015. International Geomagnetic Reference Field: the 12th generation. *Earth Planet Sp* 67, 79. <https://doi.org/10.1186/s40623-015-0228-9>
- Tikku, A.A., Cande, S.C., 1999a. The oldest magnetic anomalies in the Australian-Antarctic Basin: Are they isochrons? *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 104, 661–677.
- Tikku, A.A., Cande, S.C., 1999b. The oldest magnetic anomalies in the Australian-Antarctic Basin: Are they isochrons? *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 104, 661–677.
- Tikku, A.A., Direen, N.G., 2008. Comment on “Major Australian-Antarctic Plate Reorganization at Hawaiian-Emperor Bend Time.” *Science* 321, 490–490. <https://doi.org/10.1126/science.1157163>
- Totterdell, J.M., Blevin, J.E., Struckmeyer, H.I.M., Bradshaw, B.E., Colwell, J.B., Kennard, J.M., 2000. A New Sequence Framework Forthe Great Australian Bight: Starting With a Clean Slate. *The APPEA Journal* 40, 95–118.
- Tucholke, B.E., Sawyer, D.S., Sibuet, J.-C., 2007. Breakup of the Newfoundland–Iberia rift. Geological Society, London, Special Publications 282, 9–46.
- Tucholke, B.E., Sibuet, J.-C., 2012. Problematic plate reconstruction. *Nature Geoscience* 5, 676.

- Veevers, J.J., 1986. Breakup of Australia and Antarctica estimated as mid-Cretaceous (95 ± 5 Ma) from magnetic and seismic data at the continental margin. *Earth and Planetary Science Letters* 77, 91–99. [https://doi.org/10.1016/0012-821X\(86\)90135-4](https://doi.org/10.1016/0012-821X(86)90135-4)
- Vine, F.J., Matthews, D.H., 1963. Magnetic Anomalies Over Oceanic Ridges. *Nature* 199, 947–949. <https://doi.org/10.1038/199947a0>
- Watts, A.B., 2001. *Isostasy and Flexure of the Lithosphere*. Cambridge University Press.
- Watts, A.B., Sandwell, D.T., Smith, W.H.F., Wessel, P., 2006. Global gravity, bathymetry, and the distribution of submarine volcanism through space and time. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 111.
- Weissel, J.K., Hayes, D.E., 1974. The Australian-Antarctic Discordance: New results and implications. *Journal of Geophysical Research* 79, 2579–2587. <https://doi.org/10.1029/JB079i017p02579>
- Wernicke, B., 1985. Uniform-sense normal simple shear of the continental lithosphere. *Canadian Journal of Earth Sciences* 22, 108–125.
- White, L.T., Gibson, G.M., Lister, G.S., 2013. A reassessment of paleogeographic reconstructions of eastern Gondwana: Bringing geology back into the equation. *Gondwana Research* 24, 984–998.
- Whitmarsh, R.B., Manatschal, G., Minshull, T.A., 2001. Evolution of magma-poor continental margins from rifting to seafloor spreading. *Nature* 413, 150–154.
- Whitmarsh, R.B., Sawyer, D.S., Klaus, A., Masson, D.G. (Eds.), 1996. *Proceedings of the Ocean Drilling Program, 149 Scientific Results, Proceedings of the Ocean Drilling Program*. Ocean Drilling Program. <https://doi.org/10.2973/odp.proc.sr.149.1996>
- Whittaker, J.M., Müller, R.D., Leitchkov, G., Stagg, H., Sdrolias, M., Gaina, C., Goncharov, A., 2007a. Major Australian-Antarctic Plate Reorganization at Hawaiian-Emperor Bend Time. *Science* 318, 83–86. <https://doi.org/10.1126/science.1143769>
- Whittaker, J.M., Müller, R.D., Leitchkov, G., Stagg, H., Sdrolias, M., Gaina, C., Goncharov, A., 2007b. Major Australian-Antarctic Plate Reorganization at Hawaiian-Emperor Bend Time. *Science* 318, 83–86. <https://doi.org/10.1126/science.1143769>
- Williams, S.E., Whittaker, J.M., Halpin, J.A., Müller, R.D., 2018. Australian-Antarctic break up and seafloor spreading: Balancing geological and geophysical constraints. *Earth-Science Reviews*. <https://doi.org/10.1016/j.earscirev.2018.10.011>
- Williams, S.E., Whittaker, J.M., Müller, R.D., 2011. Full-fit, palinspastic reconstruction of the conjugate Australian-Antarctic margins. *Tectonics* 30.

- Won, I.J., Bevis, M., 1987. Computing the gravitational and magnetic anomalies due to a polygon: Algorithms and Fortran subroutines. *Geophysics* 52, 232–238.
- Zhao, X., Turrin, B.D., Jackson, M., Solheid, P., Beslier, M.O., Whitmarsh, R.B., Wallace, P.J., Girardeau, J., 2001. Data report: Paleomagnetic and rock magnetic characterization of rocks recovered from leg 173 sites, in: *Proc. ODP, Sci. Results.* pp. 1–34.

Annexes

Annexe A – Glossaire des constantes, variables et vecteurs utilisés dans les calculs de méthodes potentielles

Gravimétrie

G la constante gravitationnelle

U le potentiel gravimétrique

\vec{g} le champ gravimétrique

ρ la densité de la source d'une anomalie gravimétrique

N la hauteur du géoïde

k le nombre d'onde

\mathbf{k} le vecteur d'onde

Magnétisme

C_m la constante magnétique

Ω le potentiel magnétique

\vec{M} l'aimantation

χ la susceptibilité magnétique

I_m l'inclinaison magnétique d'une source

D_m la déclinaison magnétique d'une source

\vec{B} le champ magnétique mesuré

\vec{R} le champ magnétique régional

I l'inclinaison magnétique du champ magnétique régional

D la déclinaison magnétique du champ magnétique régional

\vec{A} le champ d'anomalie magnétique

f l'intensité de l'anomalie du champ magnétique

α l'azimut du profil de mesure gravimétrique et ou magnétique

Annexe B - Glossaire des abréviations

DRP : double réduction aux pôles

ECMA : East-Coast Magnetic Anomaly

ENAM : North-East American Margin

HEC : Highly Extended Crust Domain ou domaine de croûte continentale hyper étirée

ICMT : Inversion du Champ Magnétique Terrestre

IGRF : International Geomagnetic Reference Field

GAB : Great Australian Bight

OB : Otway Basin

QZB : Quiet Zone Boundary

SDRs: Sea-Dipping Reflectors

SEIR : South-East Indian Ridge

SWIR : South-West Indian Ridge

TWTT : Two-Way Travel Time

TOC : Transition Océan-Continent

WL: Wilkes Land

ZECM : Zone of Exhumed Continental Mantle ou zone de manteau continental exhumé

**Méthodes Potentielles Appliquées à la Quantification de
l'Aimantation des Premières Lithosphères Océaniques**

Cette thèse porte sur l'analyse quantitative en méthodes potentielles appliquée à l'interprétation des anomalies magnétiques des marges conjuguées pauvres en magma Australie-Antarctique. Les travaux permettent, dans un premier temps, de mettre en évidence des corrélations entre les sources des anomalies gravimétriques et magnétiques par le biais de l'utilisation d'opérateurs de méthodes potentielles transformant les cartes gravimétriques et magnétiques. Les travaux de modélisation et d'inversion permettent de remettre en cause l'origine des anomalies magnétiques pour ces marges, habituellement interprétées comme liées à des inversions du champ magnétique terrestre (ICMT). Les anomalies magnétiques les plus proches du continent sont ainsi liées à un « effet de bord » magnétique, tandis que la majorité des anomalies sont corrélées à des variations topographiques du toit du socle, constitué de manteau serpentinisé. Seules les anomalies magnétiques les plus distales semblent liées à des ICMT. Les résultats de cette thèse remettent donc en cause les modèles cinématiques du bassin Australo-Antarctique basés uniquement sur les ICMT.

Mots-clés : marges pauvres en magma, anomalies magnétiques, méthodes potentielles, inversions du champ magnétique terrestre

This thesis focuses on the quantitative analysis of potential field methods applied to the interpretation of the magnetic anomalies' sources. It focuses on the conjugate magma-poor rifted margins of Australia and Antarctica. First, the application of potential field methods operators on gravimetric and magnetic maps highlights common sources for both gravimetric and magnetic anomalies. Also, modelling and inversion computations question the nature of the magnetic anomalies sources for these margins, which are usually interpreted as Earth's magnetic field reversals (EMFR). The most proximal magnetic anomalies are linked to a magnetic "edge effect" whereas most of the other anomalies are linked to topographic variations of the basement top, constituted of serpentinitized mantle. Only the most distal anomalies seem to be linked to Earth's magnetic field reversals. Therefore, the results of this thesis strongly question the kinematic models based only on EMFR.

Key-words : magma-poor rifted margins, magnetic anomalies, potential field methods, Earth's magnetic field reversals