



HAL
open science

Les champs magnétiques de la Terre et de Mars : apport des satellites Oersted et Mars Global Surveyor

Benoit Langlais

► **To cite this version:**

Benoit Langlais. Les champs magnétiques de la Terre et de Mars : apport des satellites Oersted et Mars Global Surveyor. Planète et Univers [physics]. Institut de Physique du Globe de Paris, 2001. Français. NNT : 2001GLOB0004 . tel-04582188

HAL Id: tel-04582188

<https://hal.science/tel-04582188>

Submitted on 21 May 2024

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

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

THÈSE

présentée

à l'INSTITUT DE PHYSIQUE DU GLOBE DE PARIS

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'INSTITUT DE PHYSIQUE DU GLOBE DE PARIS

spécialité : GÉOPHYSIQUE INTERNE

par

Benoit Langlais

sujet :

LES CHAMPS MAGNÉTIQUES DE LA TERRE ET DE MARS :
APPORT DES SATELLITES ØRSTED
ET MARS GLOBAL SURVEYOR

soutenue le 26 octobre 2001 devant le jury composé de

M. J.L. Le Mouél	Président du jury
Mme M. Manda	Directrice de thèse
M. T. Neubert	Examineur
M. M. Purucker	Rapporteur
M. C. Sotin	Rapporteur

page blanche

*à Lydie et à mes parents,
à la mémoire de Thomas*

page blanche

Remerciements

Les quelques lignes qui suivent sont écrites pour remercier les nombreuses personnes qui m'ont aidé, scientifiquement, techniquement, ou humainement, durant les trois (longues ou courtes, ça dépend pour qui) années pendant lesquelles j'ai effectué les travaux repris dans ce mémoire.

Tout d'abord, mes remerciements vont à Mioara Manda, qui a été une directrice de thèse efficace et disponible, mais aussi une amie très chère. Jean-Louis Le Mouél a lui aussi toujours été présent pour répondre à mes questions (avec une facilité déconcertante) et me donner de nouvelles idées pour poursuivre mon travail. Je remercie également Michael Purucker, qui m'a accueilli durant quelques semaines dans son laboratoire, en me faisant découvrir une autre planète. Je suis flatté que lui, Torsten Neubert et Christophe Sotin aient accepté de juger mon travail.

Mes remerciements s'adressent aussi aux nombreuses personnes qui ont influencé mon travail, Gauthier Hulot, Yves Cohen, Dominique Gibert, Mohamed Hamoudi, Pascale Ultré-Guérard, Armand Galdéano, Philippe Lognonné, Pascal Tarits, Jérôme Dymont, Vincent Courtillot, Stuart Gilder, Michel Menvielle, mais aussi Nils Olsen, Richard Holme, Terry Sabaka, Coerte Voorhies, Susan Macmillan, Mario Acuña, Franck Lowes, Toby Clark, et bien d'autres encore.

Enfin, je tiens aussi à remercier toutes les personnes que j'ai côtoyées au cours de ces trois ans, que ce soit au sein du laboratoire de géomagnétisme, celui de géomatériaux, mais aussi en dehors, mes amis et ma famille. Merci Lydie.

page blanche

RÉSUMÉ

Le sujet de ce mémoire est l'utilisation des mesures magnétiques effectuées à bord de satellites pour mieux décrire et comprendre le champ magnétique de la Terre et celui de Mars.

Dans une première partie, nous décrivons les techniques d'acquisition des mesures magnétiques terrestres, en insistant particulièrement sur la validation et le traitement des données du satellite Ørsted. Après avoir introduit les modèles magnétiques de référence, et leur limitation due à la mauvaise répartition des données terrestres, nous montrons l'apport essentiel des données Ørsted pour décrire le champ magnétique terrestre avec une résolution qui jusqu'ici n'avait été atteinte que pendant la période MAGSAT (1979-1980). Les nouveaux modèles du champ géomagnétique, et leur comparaison avec des modèles dérivés des données MAGSAT permettent de mieux appréhender la dynamique du champ magnétique à la surface du noyau, mais aussi de mieux décrire et interpréter (en termes de structures géologiques) le champ magnétique d'origine lithosphérique.

Dans une deuxième partie, nous utilisons les données de la mission Mars Global Surveyor pour obtenir les premières description du champ magnétique martien. Celui-ci, figé dans les couches superficielles, ne présente pas les mêmes caractéristiques que le champ lithosphérique terrestre. Nous discutons la corrélation du champ magnétique martien avec les données topographiques et gravimétriques disponibles, et nous énonçons des hypothèses quant aux séquences temporelles de la mise en place de la lithosphère, et plus généralement sur l'histoire de l'évolution de la planète Mars.

L'étude combinée du champ magnétique terrestre et du champ magnétique martien, et leur comparaison apportera à terme des contraintes quant à la dynamo terrestre et l'ancienne dynamo martienne.

page blanche

ABSTRACT

The aim of this thesis is to chart and understand the multitude of magnetic fields encountered at the surface of the Earth, in near-Earth space, and in near-Mars space.

We first introduce terrestrial magnetic field measurement techniques, and we describe in detail the validation and the processing of the Ørsted magnetic measurements. After introducing geomagnetic reference field models (with their limited resolution, due to the poor geographical data distribution), we show the major improvement that the Ørsted magnetic data has had in describing the Earth's magnetic field. Our models are computed with a resolution similar to that of the MAGSAT (1979-1980) models. Comparisons of the new models with previous ones lead to a better understanding of the dynamics of the magnetic field at the core-mantle boundary. It also improves the description and the understanding of the magnetic field of lithospheric origin.

We then introduce data from the Mars Global Surveyor satellite. These data allow the first model of the Martian magnetic field to be made. This field is a remanent one, frozen in the upper lithosphere. Correlations between the magnetic field and the available topographic and gravimetric data are used to make inferences about the chronology of the martian lithosphere, and more generally about Mars' evolution.

Combined studies of the Earth's and Mars' magnetic fields will undoubtedly provide new constraints on the geodynamo and the now-extinct areodynamo.

page blanche

Table des matières

Introduction générale	21
I Le champ magnétique terrestre	27
1 Les mesures du champ magnétique terrestre	29
1.1 Introduction	29
1.2 Les mesures à la surface de la Terre	32
1.2.1 Les observatoires magnétiques	32
1.2.2 Les réseaux de répétition	35
1.2.3 Les mesures occasionnelles	35
1.3 Les mesures satellitaires	36
1.3.1 Les premiers satellites	37
1.3.2 MAGSAT	38
1.3.3 Ørsted	40
1.3.4 La décennie de la recherche en géopotential	75
2 Modélisation du champ magnétique terrestre	77
2.1 Description mathématique	77
2.2 Expression et résolution du problème inverse	80
2.3 Les modèles géomagnétiques internationaux de référence	81
2.3.1 Historique	83
2.3.2 L'élaboration de l'IGRF 2000	85
2.3.3 Conclusions	112
2.4 Les modèles géomagnétiques "Ørsted"	124
2.4.1 Le premier modèle	124

2.4.2	Un modèle au degré 29	130
2.5	Conclusions : comparaison des différents modèles	157
3	Interprétation des modèles Ørsted	159
3.1	Le champ magnétique nucléaire	159
3.1.1	Vérification de l'hypothèse du flux gelé	161
3.1.2	Les constantes de temps du champ magnétique nucléaire	170
3.1.3	Les petites échelles de la dynamo	177
3.2	Le champ magnétique lithosphérique	193
3.2.1	Les biais magnétiques des observatoires	193
3.2.2	Aimantation de la lithosphère	209
4	Conclusions et perspectives	223
II	Le champ magnétique martien	227
5	Introduction	229
5.1	La planète Mars,	229
5.2	. . . destination extraterrestre	233
6	La mission Mars Global Surveyor	237
6.1	Caractéristiques orbitales	237
6.2	Objectifs scientifiques	239
6.3	La découverte du champ magnétique martien	242
6.4	Les données magnétiques	243
6.5	Les premiers résultats de la mission MGS	244
7	Modélisation du champ magnétique martien	249
7.1	Dipôles équivalents : méthodologie	250
7.2	Méthode du gradient conjugué	252
7.3	Discrétisation de la matrice utilisée	253
7.4	Choix de la distribution des sources	253

8 Résultats	257
8.1 Étude globale	260
8.2 Études Locales	264
8.2.1 Terra Cimmeria et Terra Sirenum	264
8.2.2 Valles Marineris	270
8.2.3 Lucus Planum	275
9 Conclusions et perspectives	281
9.1 Des problèmes à résoudre	281
9.2 . . . avec de nouvelles missions	282
Conclusions générales	287
10	287
10.1 La Terre, Mars,	287
10.2 . . . et les autres planètes	290

Table des figures

1	Les composantes du champ magnétique.	23
2	Énergie magnétique associée à chaque longueur d'onde spatiale horizontale.	26
1.1	Répartition des 190 observatoires magnétiques qui ont fourni au moins une moyenne annuelle entre 1995 et 1998.	33
1.2	Répartition des observatoires magnétiques adhérant au programme INTERMAGNET en 2000.	35
1.3	Les mesures de la campagne MAGNET.	36
1.4	Évolution du périégée et de l'apogée du satellite MAGSAT, d'après Cohen (1989).	39
1.5	Le timbre émis par la poste danoise en 1999.	40
1.6	Valeurs mesurées de la fréquence propre du quartz de l'OVH et régressions appliquées : polynôme de degré 4 et régressions linéaires successives.	74
1.7	Missions satellitaires de la "décennie de recherche en géopotential" (©Mike Purucker, GSFC/NASA).	76
2.1	Résidus entre les données scalaires et celles prédites par (a) l'IGRF 2000, (b) l'IGRF 2000 avec les premiers termes externes, (c) l'IGRF 2000 avec les premiers termes externes, plus les degrés 11 à 13. . .	113
2.2	1 ^{ère} génération de l'IGRF : modèle au 1 ^{er} janvier 1965 (cercle ouvert), variation séculaire linéaire de 1955 à 1975 (trait plein). .	120

2.3	2 ^{ème} génération de l'IGRF : l'IGRF 1965 est extrapolé en 1975 (les modèles sont continus). La variation séculaire est recalculée (en pointillés : l'IGRF précédent).	120
2.4	3 ^{ème} génération de l'IGRF : Adoption des DGRF 1965 à 1975 (cercles pleins) et de l'IGRF 1980. Le modèle IGRF 1980 n'est plus continu par rapport à l'IGRF 1975. Les écarts DGRF/IGRF sont dus à la politique de continuité.	121
2.5	4 ^{ème} génération de l'IGRF : Adoption des IGRF 1945 à 1960 et 1985, et du DGRF 1980. La variation séculaire de l'IGRF 1980 était juste à 3%.	121
2.6	5 ^{ème} génération de l'IGRF : Adoption des DGRF 1945 à 1960. . .	122
2.7	6 ^{ème} génération de l'IGRF : Adoption de l'IGRF 1990 et du DGRF 1985. L'erreur de la variation séculaire de l'IGRF 1985 est de 15%.	122
2.8	7 ^{ème} génération de l'IGRF : Adoption des IGRF 1900 à 1940 et 1995, et du DGRF 1990. La variation séculaire de l'IGRF 1990 est exacte à 3%.	123
2.9	8 ^{ème} génération de l'IGRF : Adoption de l'IGRF 2000. L'erreur de la variation séculaire de l'IGRF 1995 est de 30%.	123
3.1	Spectre d'énergie du champ magnétique à la surface de la Terre. . .	160
3.2	Polarité (positive en blanc et négative en gris) du champ magnétique à la surface du noyau en 1980. Vue du pôle nord, projection Mollweide et vue du pôle sud.	164
3.3	Idem figure 3.2 en 2000.	165
3.4	Valeur du flux à l'intérieur de la tache 3 (hémisphère nord) en fonction du degré de troncature. Voir le texte pour les explications.	168
3.5	Idem figure 3.4 pour la tache 6 (hémisphère sud).	169
3.6	Idem figure 3.4 pour la tache 9 (Atlantique Sud).	169
3.7	Temps caractéristiques du champ magnétique nucléaire en fonction du degré de développement en harmoniques sphériques.	171
3.8	Distribution des temps aléatoires pour la tache 3 ("+"). Le temps vrai (tableau 3.4) est indiqué par un trait horizontal, et la distribution cumulée des temps est tracée en pointillés.	173

3.9	Distribution des temps aléatoires pour la tache 6. Voir la figure 3.8 pour la légende.	174
3.10	Distribution des temps aléatoires pour la tache 9. Voir la figure 3.8 pour la légende.	175
3.11	Comparaison des temps diffusifs et advectifs (au noyau), en fonction de la surface.	176
3.12	Évolution de l'écart quadratique moyen en fonction du degré de troncature du développement en harmoniques sphériques, d'après (Malin et Pockock, 1969).	194
3.13	Écart à la surface de la Terre entre un modèle basé sur des mesures d'observatoires corrigées par les biais estimés (ronds) ou négligés (étoiles) (Langlais et Mandea, 2000) et un modèle basé sur des mesures d'observatoires corrigées par les biais calculés (Mandea et Langlais, 2001).	209
6.1	Les différentes phases de la mission MGS (©NASA).	239
6.2	Les différents instruments de la mission MGS (©NASA).	240
6.3	Le magnétomètre de MGS (©NASA).	241
6.4	Intensité du champ magnétique mesuré par MGS lors des 4 ^{ème} , 5 ^{ème} et 6 ^{ème} orbites (de haut en bas).	242
6.5	Le champ magnétique vertical mesuré par MGS, d'après (Acuña <i>et al.</i> , 1999). Les trajectoires en vert clair représentent les passages en-dessous de 200 km. Sont également montrés les cratères et les volcans les plus importants (dont Tharsis, Olympus, Hellas et Argyre), et la dichotomie.	245
6.6	Âges relatifs de la surface de Mars, basés sur le comptage de cratères : Noachien (rouge), Hespérien (vert), Amazonien (bleu). Les édifices volcaniques majeurs sont également indiqués. D'après Kieffer <i>et al.</i> (1992).	246
6.7	Le champ magnétique vertical mesuré par MGS (Connerney <i>et al.</i> , 1999). L'altitude varie de 103 à 200 km. Lorsque deux traces se superposent, celle qui a son périapse le plus au sud est au premier plan.	247

7.1	Distribution icosaédrale de dipôles (vue du pôle nord, projection Molweide et vue du pôle sud). Le paramètre de bande est égal à 20, soit 3612 dipôles avec un espacement moyen de $3,4^\circ$	255
8.1	Le champ vertical recalculé à 200 km au-dessus de la surface martienne.	259
8.2	Altitude des données utilisées : AB (gris clair), SPO (noir) et MO (gris foncé).	261
8.3	Mesures du champ vertical B_r pendant la phase de Mapping Orbit, sélectionnées selon l'altitude. De a à g : intervalles de 10 km centrés de 365 à 415 km ; h : de 360 à 420 km.	262
8.4	Évolution de l'écart quadratique moyen (trait pointillé) et du coefficient de corrélation (trait plein) en fonction de l'itération. . . .	263
8.5	Évolution de l'aimantation minimale (pointillés) et maximale (tirets) — sur l'axe de gauche —, et de la valeur moyenne (trait plein) et de la valeur moyenne quadratique (tirets-pointillés) — sur l'axe de droite — de l'aimantation verticale du modèle en fonction du pas d'itération.	264
8.6	Valeur des résidus en fonction de la longitude et de la latitude. . .	266
8.7	Valeur des résidus en fonction de la latitude et de l'altitude. . . .	266
8.8	Le champ vertical recalculé à 200 km au-dessus de la surface martienne.	262
8.9	Le champ vertical recalculé à 200 km au-dessus de la surface martienne. Les vues sont centrées sur $(45^\circ\text{S}, 180^\circ\text{E})$ et sur $(45^\circ\text{N}, 0^\circ\text{E})$	263
8.10	Vue de Terra Sirenum et de Terra Cimmeria. Les principaux cratères sont indiqués par des étoiles, d'autres (sans nom) par des cercles. . . .	265
8.11	Évolution des paramètres du modèle d'aimantation au dessus de Terra Cimmeria et de Terra Sirenum. Voir la figure 8.5 pour la légende.	266
8.12	Évolution de l'écart quadratique moyen (trait pointillé) et du coefficient de corrélation (trait plein) en fonction du pas d'itération. . . .	266

8.13	Champ magnétique vertical recalculé à (a) 100 km après 10 itérations, (b) 100 km après 29 itérations, (c) 200 km après 10 itérations, et (d) 200 km après 29 itérations.	267
8.14	Anomalies gravimétriques, d'après Lemoine <i>et al.</i> (2001).	269
8.15	Vue des parties centrale et est de Valles Marineris.	271
8.16	Données de la phase AB (en haut) et MO (en bas) retenues au-dessus de Valles Marineris. Les échelles sont différentes, car inversement proportionnelles à l'altitude moyenne des données.	272
8.17	Évolution de l'écart quadratique moyen (trait pointillé) et du coefficient de corrélation (trait plein) en fonction du pas d'itération.	273
8.18	Évolution des paramètres du modèle d'aimantation au dessus de Valles Marineris. Voir la figure 8.5 pour la légende.	273
8.19	Champ magnétique vertical recalculé à (a) 100 km après 6 itérations, (b) 100 km après 16 itérations, (c) 200 km après 6 itérations, et (d) 200 km après 16 itérations.	274
8.20	Vue de Lucus Planum.	276
8.21	Cartes des anomalies gravimétriques, d'après Lemoine <i>et al.</i> (2001).	276
8.22	Évolution de l'écart quadratique moyen (trait pointillé) et du coefficient de corrélation (trait plein) en fonction du pas d'itération.	278
8.23	Évolution des paramètres du modèle d'aimantation au dessus de Lucus Planum. Voir la figure 8.5 pour la légende.	278
8.24	Champ magnétique vertical recalculé à (a) 100 km après 11 itérations, (b) 100 km après 72 itérations, (c) 200 km après 11 itérations, et (d) 200 km après 72 itérations.	279
10.1	Spectres d'énergie du champ magnétique terrestre et du champ magnétique vertical martien.	288

Introduction générale

magnétisme : n. m. 1. Partie de la physique qui étudie les propriétés des aimants, des phénomènes et des champs magnétiques. Ensemble de propriétés physiques dont celles de l'aimant furent les premières connues. **Magnétisme terrestre ou géomagnétisme** : champ magnétique de la Terre, dont les pôles magnétiques sont orientés sud-nord. 2. Magnétisme animal : fluide magnétique qu'auraient les êtres vivants. 3. Fig. Fascination qu'une personne exerce sur une autre.

Définition du dictionnaire universel francophone, © 1997 HACHETTE/EDICEF

Le champ magnétique \vec{B} mesuré en un point est défini par sa force et sa direction. La figure 1 décrit les sept éléments qui caractérisent le champ magnétique.

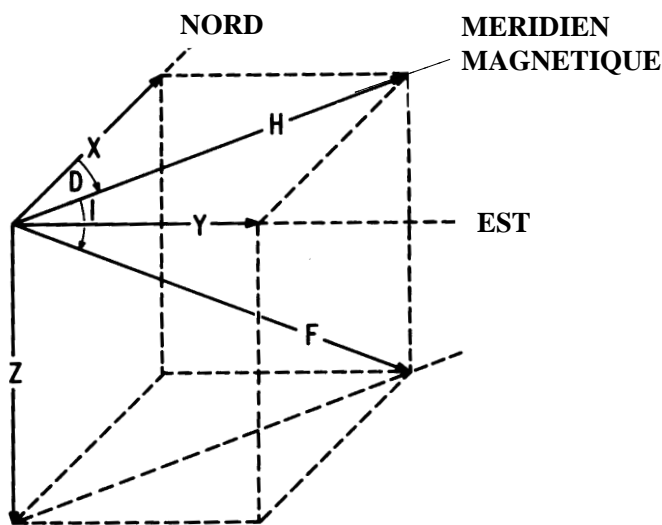


FIG. 1 – Les composantes du champ magnétique.

Le champ magnétique terrestre est généralement exprimé dans un repère géocentrique sphérique. Les composantes vectorielles sont X , horizontale et positive vers le nord géographique, Y , horizontale et positive vers l'est géographique, et Z , verticale et positive vers le centre de la Terre. Les autres éléments magnétiques sont F , le module de \vec{B} , H l'intensité horizontale, D , la déclinaison, ou l'angle entre \vec{B} et le nord géographique, positive vers l'est, et enfin I , l'inclinaison, ou l'angle entre \vec{B} et le plan horizontal, positive vers le bas.

Vu de l'espace, le champ magnétique terrestre peut être assimilé à celui d'un dipôle placé au centre de la Terre et qui serait — en moyenne — parallèle à l'axe de rotation. L'interaction entre ce champ et le vent solaire est à l'origine de structures complexes dans la magnétosphère. Sa limite supérieure est la magnétopause, située à quelques rayons terrestres, dont la géométrie est en première approximation fixée par rapport au Soleil. La limite inférieure est l'ionosphère, à une altitude moyenne comprise entre 100 et 150 km (Kelley, 1989). Le Soleil ayant une activité périodique, le champ magnétique d'origine externe est caractérisé par les mêmes constantes de temps. Sa période principale est de 24 heures, mais il y

a aussi des cycles plus longs, avec des périodes de 27 jours, 1 an, 22 ans et leurs harmoniques. Les variations transitoires du champ externe sont caractérisées par des indices magnétiques, calculés par différence entre le comportement observé et celui attendu, périodique. Les principaux indices sont le Dst , indice équatorial horaire qui caractérise les perturbations axiales symétriques (liées aux afflux massifs de particules chargées qui font suite aux éruptions solaires), et le Kp , indice planétaire qui mesure les variations irrégulières du champ magnétique par intervalles de trois heures (Mayaud, 1980).

Dans ce mémoire, nous considérons que le champ magnétique externe a une géométrie simple. Le champ magnétique interne possède lui une morphologie beaucoup plus complexe. Surtout, il n'est pas constant dans le temps. Le champ magnétique principal, ou nucléaire, est créé dans le noyau externe, fluide, composé principalement de fer, très conducteur. Ce sont les mouvements de convection du fluide conducteur dans un champ qui créent des courants électriques, qui eux-mêmes entretiennent un champ magnétique. Ce processus est couramment appelé la dynamo auto-entretenu (Bullard, 1955).

Nous ne pouvons qu'observer les sautes d'humeur du champ magnétique, sans pouvoir les prédire. Nous savons que la polarité du champ magnétique nucléaire s'inverse, avec une cadence irrégulière (en moyenne tous les 200000 ans (Valet et Courtillot, 1992)). Entre deux inversions, les termes dipolaires décroissent parfois, mais sans s'inverser : ce sont les excursions (Courtillot et Le Mouél, 1988). À l'échelle humaine, le champ magnétique varie également : la variation séculaire correspond à la première dérivée temporelle du champ magnétique nucléaire. Des variations plus rapides du champ magnétique existent. Ce sont les secousses géomagnétiques, mises en évidence par Courtillot *et al.* (1978). En première approximation, ces secousses correspondent à des sauts des dérivées temporelles d'ordre supérieur. Il existe probablement des variations temporelles sur des durées plus courtes, mais elles sont filtrées par le manteau peu conducteur (Mandea-Alexandrescu *et al.*, 1999).

La connaissance du champ magnétique d'origine nucléaire à la surface de la Terre est essentielle car c'est l'une des rares méthodes pour quantifier les propriétés physiques du noyau externe. En faisant l'hypothèse d'un manteau ter-

restre parfaitement isolant, nous pouvons prolonger jusqu'à la surface du noyau le champ magnétique calculé à la surface de la Terre.

À la surface de la Terre, le champ magnétique principal varie entre 20000 et 70000 nT¹ environ. Cependant le champ mesuré à la surface de la Terre diffère de celui créé à la surface du noyau : le champ magnétique observé est la somme du champ externe (décrit plus haut), du champ principal (prolongé à la surface de la Terre) et du champ d'origine lithosphérique. La description de ce dernier est essentielle, car c'est à partir de la mesure de ce champ (qui peut être rémanent ou induit) que les scientifiques ont mis en évidence les inversions et excursions du champ magnétique terrestre (Vine et Matthews, 1963; Pitman et Heirtzler, 1966). Il trouve sa source dans les roches aimantées de la lithosphère, situées au-dessus de l'isotherme correspondant à la température de Curie (température au-delà de laquelle l'aimantation n'est plus organisée). Le champ magnétique crustal varie selon la nature et l'épaisseur de la couche aimantée, avec une amplitude moyenne (à la surface de la Terre) égale à quelques centaines de nanoTeslas. La plus forte anomalie connue est située à 400 km au sud de Moscou ; les composantes H et Z y varient respectivement de 20000 à 80000 nT, et de 40000 à 180000 nT, sur une distance de 250 km (Jankowski et Sucksdorff, 1996).

La figure 2 montre l'énergie associée (Lowes, 1974) à chaque longueur d'onde spatiale horizontale, d'après Langel et Estes (1982). La séparation des sources crustales et principales est aisée : les grandes longueurs d'onde (supérieures à 2500 km environ) sont associées au champ principal, les plus petites au champ crustal. La modélisation du champ magnétique terrestre permet donc d'apporter des informations à la fois sur le noyau et sur la lithosphère, en "coupant" les modèles en deux parties distinctes.

Dans le cas de la planète Mars, le seul champ magnétique observé est celui qui est créé par la lithosphère martienne. Malheureusement, les propriétés physiques et chimiques de la lithosphère martienne sont mal connues. Il est probable que les anomalies magnétiques (par rapport à un champ nul) soient dues, comme sur la Terre, à un champ magnétique principal lors de la mise en place de la lithosphère. Au contraire de la Terre, les informations éventuelles sur la dynamo martienne

¹nanoTesla, le Telsa étant l'unité SI du champ magnétique

ne sont contenues que dans le champ magnétique lithosphérique.

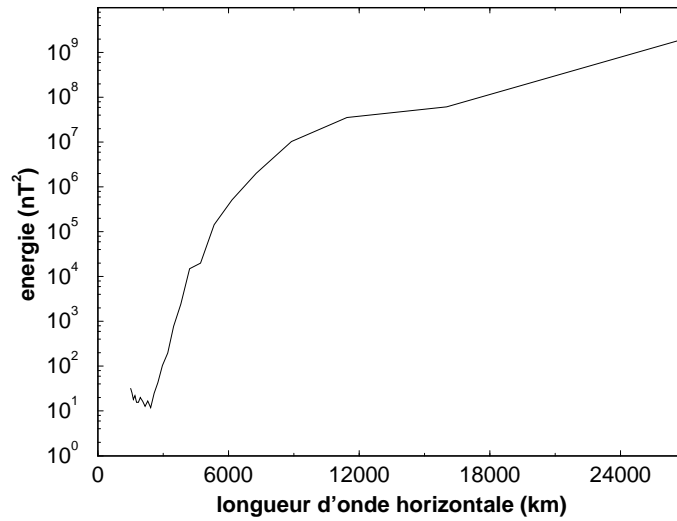


FIG. 2 – Énergie magnétique associée à chaque longueur d'onde spatiale horizontale.

Dans les pages qui suivent, nous détaillons les résultats de nos études sur le champ magnétique terrestre d'une part, et sur le champ magnétique martien, d'autre part. Dans chaque partie, nous abordons l'acquisition des mesures magnétiques et les techniques de modélisation. Les résultats décrits pour le champ magnétique terrestre concernent à la fois le champ principal et le champ crustal. L'interprétation des cartes du champ magnétique martien en est encore à ses débuts, mais la compréhension de ces anomalies pourrait apporter des contraintes sur la dynamo martienne, et donc sur la dynamo terrestre.

Première partie

Le champ magnétique terrestre

page blanche

Chapitre 1

Les mesures du champ magnétique terrestre

1.1 Introduction

De tous temps les propriétés du matériau “aimant” (qui aime) a intrigué les philosophes et les scientifiques. En Europe, les observations les plus anciennes de l’aimant sont attribuées à Thalès (6^{ème} siècle av. J.C.), qui les explique par la philosophie animiste¹ (Freeman, 1946). Il faut attendre le 1^{er} siècle avant notre ère pour que le philosophe Lucrèce décrive les propriétés de l’aimant : il attire des morceaux de fer ; cette attraction s’effectue à une certaine distance ; le fer ainsi attiré colle à l’aimant ; l’aimant induit une force d’attraction dans le fer ainsi attiré ; ces propriétés se conservent un certain temps.

On rapporte des observations plus anciennes en Chine. On raconte que lors de la bataille entre l’Empereur Jaune et Ci-you, ce dernier utilisait ses pouvoirs magiques pour créer un brouillard très épais, causant ainsi la déroute des troupes de l’Empereur Jaune. À cause de cela, l’Empereur Jaune inventa un char pointant vers le sud, ce qui l’aida à sortir victorieux de sa bataille contre Ci-you. Malheureusement il reste de nombreux doutes quant à la véracité de ce récit, car même si des chars ont été retrouvés et datés des dynasties Han et Wei, rien ne confirme que ce char reposait sur un aimant (il pourrait aussi s’agir d’un mécanisme ingénieux

¹Croyance qui attribue à chaque objet une âme

d'engrenages maintenant une aiguille dans sa direction initiale en compensant en permanence les mouvements du char (Needham, 1962)). Toutefois deux ouvrages (*Le livre du maître de la Vallée du Diable*, 400 ans av. J.C., et *Le livre du maître Han Fei*, 300 ans av. J.C.) font référence au *Si Nan*, l'aiguille qui montre le sud, utilisée pour implanter les colonies et les bâtiments. Les historiens datent cette utilisation au règne de Zheng Wang (1115-1078 av. J.C.). Des références plus nombreuses décrivent l'utilisation du *Si Nan* au 3^{ème} siècle de notre ère, lorsque les populations de la province Zheng partaient dans les montagnes à la recherche de jade, en emportant avec eux un *Si Nan* pour ne pas perdre leur direction. La boussole chinoise était constituée de deux pièces, une cuillère faite de matériel aimanté, reposant sur une plaque de bronze, indiquant les huit directions principales, avec 24 directions secondaires et les 28 maisons de la Lune (Needham, 1962). Ces deux pièces représentaient en fait le ciel et la Terre : les deux pièces mises en contact donnaient au voyageur la direction à suivre.

À la fin du premier millénaire les chinois utilisaient une aiguille aimantée pour se déplacer. À cette époque ils savaient déjà que l'aiguille n'indiquait pas exactement le sud, mais qu'elle déviait vers l'est, ce qui constitue en fait la première observation de la déclinaison terrestre. Shen Kua écrivait, dans *Mêng Chhi Pi Than* (1088) : "Les magiciens frottent la pointe d'une aiguille avec un aimant naturel ; alors cette aiguille pointe vers le sud. Mais elle se dirige toujours légèrement vers l'est, et ne pointe pas directement le sud. (On peut la faire) flotter sur une surface d'eau, mais elle est alors instable. Elle peut être en équilibre sur l'ongle d'un doigt, ou sur le bord d'une tasse, où elle tourne plus facilement, mais ces supports étant durs et lisses, l'aiguille peut en tomber aisément. Il est meilleur de la suspendre à une simple fibre de nouvelle soie en l'attachant au centre de l'aiguille par un morceau de cire de la taille d'une graine de moutarde. Alors, tenant dans un endroit sans vent, elle indiquera toujours le sud. Il en existe aussi qui, après avoir été frottées, pointent vers le nord. J'en ai des deux types avec moi. La faculté d'une aiguille à pointer vers le sud est comme l'habitude des cyprès à pencher vers l'ouest. Personne ne peut expliquer le principe de ces choses" (Biot, 1844). Plus loin dans ce même ouvrage nous trouvons : "Quand la pointe d'une aiguille est frottée par un aimant naturel, alors son extrémité pointe toujours

vers le sud, mais quelques unes pointent vers le nord. Je suppose que les pierres ne sont pas toutes semblables de nature. Ainsi au solstice d'été le cerf perd ses bois, et au solstice d'hiver les élans font de même. Le nord et le sud étant deux opposés, il doit y avoir une différence fondamentale entre eux. Ceci n'a pas encore été étudié en profondeur.”

En Europe les premières références à l'utilisation de la boussole pour la navigation remontent à la fin du 12^{ème} siècle et au début du 13^{ème} (Needham, 1962), dans les écrits de Alexandre Neckam (1190) et ceux de Guyot de Provins (1205) ou ceux de Jacques de Vitry (1212). Mais l'œuvre la plus marquante de cette période est *Epistola de Magnete*, par Pierre de Maricourt (1269). Il définit les méridiens magnétiques, et montre plusieurs façons de déterminer la position des pôles d'une sphère aimantée. La première mesure de la déclinaison en Europe est attribuée à Georg Hartman, vicaire de Nuremberg, en 1510 à Rome, même si cette déclinaison était connue depuis le début du 15^{ème} siècle (Chapman et Bartels, 1940). L'inclinaison du champ magnétique a également été mise en évidence par Georg Hartman en 1534, mais la lettre mentionnant cette découverte n'a été retrouvée qu'en 1831. L'inclinaison a été redécouverte par Robert Norman, hydrographe anglais, en 1576. En 1546 Gerhard Mercator, mathématicien et géographe, constate que l'aiguille aimantée ne peut pointer vers le ciel, mais semble plutôt indiquer une masse souterraine. C'est cette notion que développera William Gilbert, physicien de la reine Elizabeth, dans son traité *De Magnete*, en 1600 : “Magnus magnes ipse est globus terrestris”, ou le globe terrestre est lui-même un aimant géant. Henry Gellibrant, professeur d'astronomie au collège Gresham, découvre en 1635 le caractère changeant de la déclinaison, en comparant ses mesures avec celles effectuées par William Borough et Edmund Gunter, 54 et 12 ans plus tôt.

La première carte de la déclinaison terrestre date du début du 18^{ème} siècle. Elle a été tracée par Edmund Halley en 1702, suite à deux voyages dans l'océan Atlantique Nord, puis dans le Sud en 1698 et 1700. La première carte de l'inclinaison remonte quant à elle à 1768, par Johan Carl Wilcke. Les premières études de l'intensité relative du champ magnétique auraient été effectuées par Robert de Paul, chevalier de Lamanon, embarqué sur l'expédition *La Pérouse*, mais les mesures ont été perdues lors du naufrage du bateau. Durant l'expédition de secours,

menée par D'Encastreaux (1791-1794), l'amiral De Rossel effectua 6 mesures de l'intensité. Ces mesures (Lilley et Day, 1993) indiquent clairement que l'intensité du champ magnétique terrestre est plus importante dans les régions polaires que dans la région équatoriale. Les premières cartes de l'intensité du champ et de la composante horizontale ont été publiées en 1825 et 1826 par Christopher Hansteen.

Finalement, le premier observatoire destiné à mesurer en continu la direction du champ magnétique terrestre est créé en 1834 à Göttingen, par Karl Friedrich Gauss². Ce n'est qu'à partir de 1840 que des observations complètes du champ magnétique terrestre (direction et intensité) sont effectuées en continu.

Depuis cette date, de nombreuses mesures du champ magnétique ont été effectuées. Il serait trop fastidieux de toutes les rappeler. Par la suite, nous séparons les mesures du champ magnétique terrestre en deux classes, selon qu'elles soient effectuées à ou proche de la surface de la Terre, ou, bien au-dessus, à l'altitude satellitaire.

1.2 Les mesures à la surface de la Terre

Il existe plusieurs possibilités pour mesurer le champ magnétique terrestre. En fait, c'est l'usage que nous souhaitons faire des données qui détermine la manière dont elles sont acquises. En effet c'est la longueur d'onde spatiale du phénomène que nous cherchons à modéliser et comprendre qui détermine la répartition géographique et en altitude des mesures utilisées. Par la suite nous détaillons les différentes mesures magnétiques effectuées à ou proche de la surface terrestre.

1.2.1 Les observatoires magnétiques

Le champ magnétique est mesuré de façon continue depuis 1840. De nombreux observatoires ont été implantés depuis cette date, dans le but d'acquérir un maximum de données, permettant ainsi la description du champ géomagnétique et de

²à qui l'on doit également la description mathématique du champ magnétique

sa variation séculaire.

Il y a actuellement près de 200 observatoires à la surface de la Terre. Tous ne fonctionnent pas de manière continue, et la qualité des données est loin d'être la même dans tous les observatoires. La répartition de ces observatoires est très hétérogène, avec une très bonne couverture des aires continentales de l'hémisphère nord (principalement l'Europe et l'Amérique du Nord), une couverture correcte des autres continents (Afrique, Amérique du Sud, Antarctique, Asie, Océanie), mais de larges zones océaniques magnétiquement désertes. Un exemple de la distribution actuelle est montré en figure 1.1.

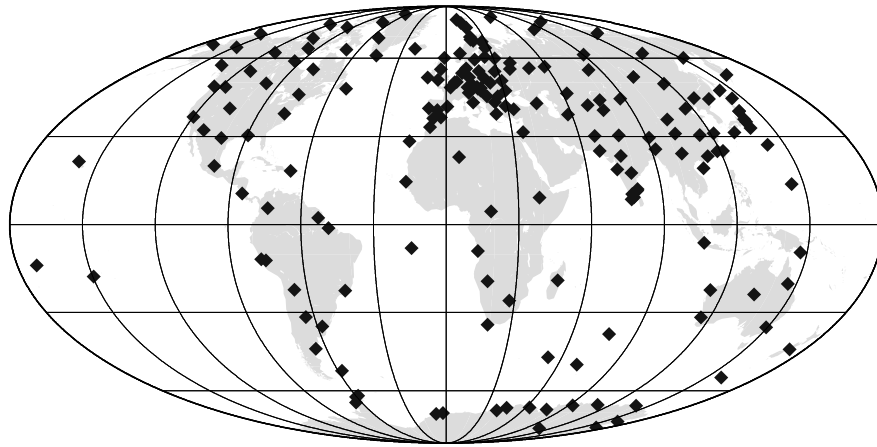


FIG. 1.1 – Répartition des 190 observatoires magnétiques qui ont fourni au moins une moyenne annuelle entre 1995 et 1998.

Pour pallier cette répartition très hétérogène, des projets pour installer de nouveaux observatoires sont à l'étude. Il s'agit principalement du programme "observatoires fond de mer". Ce programme est très difficile à mettre en place car il nécessite une automatisation complète des mesures, pour des coûts financiers réduits. D'autres programmes de collaboration internationale visent à implanter des observatoires dans des zones dépourvues d'observatoires et peu développées économiquement, en fournissant les appareils de mesure et l'assistance technique adéquate. Les emplacements "idéaux" de ces nouveaux observatoires ont fait l'objet de nombreuses études, dont Alexandrescu *et al.* (1994); Langel *et al.* (1995); Mochizuki *et al.* (1997).

Dans un observatoire magnétique on mesure les trois composantes du champ magnétique. Celles-ci sont soit D , H et Z , soit X , Y et Z — le choix dépend en fait de la latitude de l’observatoire. Actuellement il n’existe pas de magnétomètres capables de mesurer les trois composantes du champ magnétique terrestre de manière continue et absolue, principalement à cause de leur sensibilité aux variations thermiques. Il est donc nécessaire de mesurer la valeur absolue des trois composantes du champ magnétique. Ces mesures absolues sont utilisées pour calculer les “lignes de base”, qui servent à corriger les mesures relatives. À Chambon-La-Forêt, l’observatoire magnétique national français, situé dans la forêt d’Orléans, ces mesures sont effectuées environ deux fois par semaine.

Les instruments utilisés dans les observatoires sont généralement de deux types. D’une part, les magnétomètres absolus mesurent en continu l’intensité du champ magnétique (le plus souvent des magnétomètres à résonance nucléaire, à effet Overhauser ou à précession libre). D’autre part, les variomètres mesurent de manière continue les variations des trois composantes du champ magnétique (en général des magnétomètres tri-axiaux à vanne de flux). Les mesures absolues de la direction sont effectuées à l’aide d’un théodolite amagnétique : sur sa lunette, une sonde à vanne de flux est montée, permettant ainsi les mesures de D et de I .

La précision des mesures magnétiques variant d’un observatoire à l’autre, un standard international de précision des mesures a été établi en 1987. C’est le programme INTERMAGNET³ (INTERNational Real-time MAGnetic observatory NETWORK). Ce réseau regroupe les observatoires qui répondent à certains critères de qualité et capables de fournir leurs données en temps quasi-réel. INTERMAGNET regroupe aujourd’hui 32 pays, avec environ 75 observatoires.

La carte des observatoires participant au programme INTERMAGNET en 2000 est montrée en figure 1.2. Les données sont regroupées au sein de 6 GINs (Geomagnetic Information Node) : Edimbourg (Royaume Uni), Golden (États Unis), Kyoto (Japon), Hiraiso (Japon), Ottawa (Canada) et Paris (France). L’une des tâches d’INTERMAGNET est de publier chaque année l’ensemble des données recueillies sous forme de cdroms (depuis 1992).

³<http://obsmag.ipgp.jussieu.fr/INTERMAGNET/homepage.html>

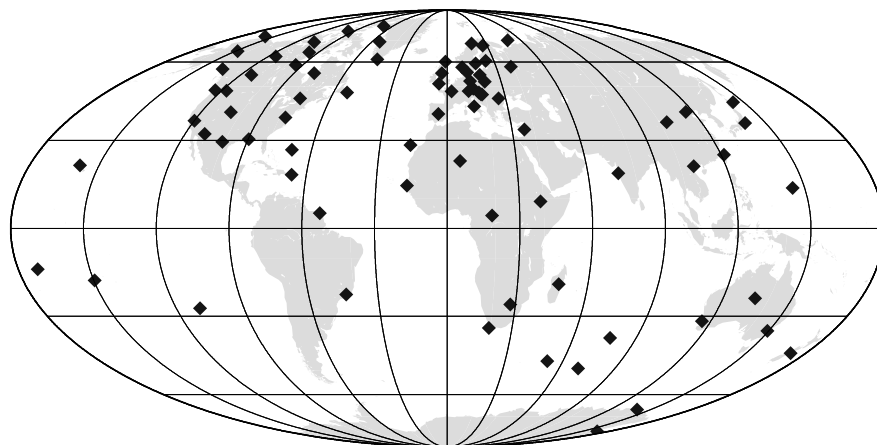


FIG. 1.2 – Répartition des observatoires magnétiques adhérant au programme INTERMAGNET en 2000.

1.2.2 Les réseaux de répétition

Cependant les données d'observatoires ne suffisent pas à la construction de cartes magnétiques aux échelles régionales, principalement utilisées pour la navigation ou le positionnement. La précision requise n'est pas atteinte par les modèles globaux de champ magnétique, la résolution spatiale de ces modèles étant trop grande.

C'est pourquoi dans de nombreux pays il existe un réseau de stations de répétition, c'est-à-dire des emplacements (plus ou moins) uniformément répartis où des mesures magnétiques sont (plus ou moins) régulièrement effectuées. Ces mesures répétitives effectuées à ces stations peuvent être incorporées dans des modèles globaux (Langlais et Manda, 2000), mais servent aussi à décrire la variation séculaire sur des échelles régionales (Alexandrescu *et al.*, 1999).

1.2.3 Les mesures occasionnelles

Il existe d'autres types de mesures magnétiques, effectuées dans un but particulier, le plus souvent des recherches géologiques ou minières. Le projet MAGNET de l'US Navy, par exemple, rassemble la plupart des levés aéromagnétiques effectués entre 1951 et 1994 (Coleman, 1993). Nous avons reporté sur la figure

1.3 la position de l'ensemble des mesures aéromagnétiques effectuées durant la deuxième moitié du 20^{ème} siècle.

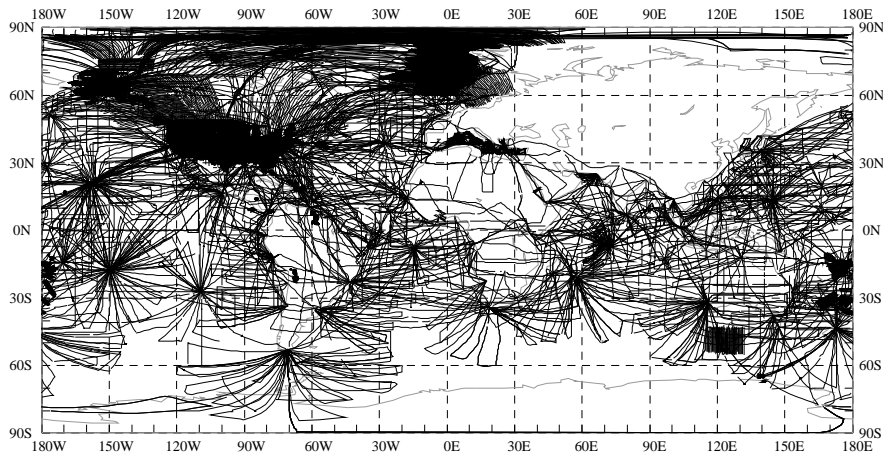


FIG. 1.3 – Les mesures de la campagne MAGNET.

De nombreuses campagnes scientifiques maritimes incluent une instrumentation magnétique. Les mesures de ces campagnes sont compilées et mises à la disposition des utilisateurs par le National Geophysical Data Center⁴. Enfin depuis quelques décennies, l'utilisation des ballons volant à haute altitude (entre 25 et 40 km) se démocratise : ces ballons, autonomes, sont capables de voler sur des distances très longues en suivant les vents dominants et en montant et descendant au gré du réchauffement par le Soleil (Achache *et al.*, 1991). Ces mesures constituent le compromis idéal entre les études locales et globales, car leur altitude est comprise entre celles des données aéromagnétiques et celles des données satellitaires (Hildenbrand *et al.*, 1996) : cela permet une vue globale des anomalies magnétiques dont les échelles spatiales sont comprises entre 100 et 1000 km.

1.3 Les mesures satellitaires

La collection des mesures magnétiques au sol constitue une source essentielle de données pour la modélisation du champ magnétique terrestre. Cependant, il

⁴<http://www.ngdc.noaa.gov/mgg/geodas/geodas.html>

faut beaucoup de temps pour acquérir une couverture globale de données (comme sur la figure 1.3), et la séparation des variations spatiales des variations temporelles est très difficile.

L'unique moyen d'acquérir — rapidement — une couverture magnétique globale de la Terre est de mesurer ce champ magnétique à bord de satellites en orbite basse. Par la suite, nous revenons sur les missions satellitaires qui ont volé avant MAGSAT (1979-1980), le premier satellite qui a fourni une couverture vectorielle globale. Nous parlerons ensuite de Ørsted, le satellite danois avec des collaborations françaises et américaines, lancé le 23 février 1999 (Neubert *et al.*, 2001), et qui est l'objet principal de cette partie. Nous concluons ce chapitre avec les satellites lancés récemment, comme CHAMP et SAC-C.

1.3.1 Les premiers satellites

Le premier satellite qui avait à bord un magnétomètre était Spoutnik 3, qui a volé entre mai et juin 1958, soit moins de un an après le lancement du premier satellite, Spoutnik 1 (le 4 octobre 1957). Le magnétomètre embarqué était un fluxgate, dont la précision était faible (de l'ordre de 100 nT). Lancé sur une orbite inclinée à 65° , il a principalement acquis des données au-dessus de l'URSS (Langel et Hinze, 1998).

Les premiers satellites qui ont fourni des mesures magnétiques sur des orbites complètes ont été Cosmos 26 et Cosmos 49 (en 1964), et la série des satellites OGO (Orbiting Geophysical Observatory). Il faut noter que ces satellites sont particuliers, car quoique lancés en pleine guerre froide, ils faisaient partie du programme Peaceful Uses of the Outer Space, décidé en 1962 par les Nations Unies (Zmuda, 1971b). Six satellites ont été lancés, trois sur des orbites très excentriques, pour étudier la magnétosphère, et trois sur des orbites polaires, également dénommés POGO-2, -4 et -6 (Polar-Orbiting Geophysical Observatory). Ils ont volé de 1965 à 1971, à des altitudes comprises entre 400 et 1500 km environ (Cain et Langel, 1971), emportant à bord des magnétomètres scalaires à pompage optique (Rb). Ces satellites ont notamment permis le calcul des premiers modèles IGRF (voir la section 2.3).

1.3.2 MAGSAT

Toutes ces missions (il y en a eu 12 entre 1958 et 1978) n'embarquaient malheureusement que des magnétomètres scalaires, ce qui ne permet pas de modéliser de façon unique le champ magnétique terrestre (Backus, 1970). Il faut attendre le 30 octobre 1979, et le lancement par la NASA du satellite américain MAGSAT (MAGnetometer SATellite) pour que les scientifiques disposent d'une couverture globale, homogène et quasi instantanée de mesures vectorielles du champ magnétique.

Les objectifs scientifiques de cette mission étaient la détermination d'un modèle de champ principal, pour faire suite à ceux calculés dans les années 1970 avec les données des satellites POGO, et la cartographie des anomalies magnétiques de grande longueur d'onde (supérieure à 400 km), pour apporter des informations supplémentaires sur la structure de la lithosphère terrestre.

Le satellite MAGSAT était placé sur une orbite relativement basse, les scientifiques ayant préféré privilégier la qualité des données à leur quantité. Du fait de lourds besoins en énergie, le satellite a été placé sur une orbite héliosynchrone, dans le plan perpendiculaire à l'axe Terre-Soleil, de manière à être toujours éclairé par le Soleil. Cette orbite était quasi-polaire, avec une inclinaison égale à $96,76^\circ$, et faiblement excentrique (0,03), avec un périhélie et un aphélie respectivement égaux à 352,4 et 561,2 km (Langel *et al.*, 1980). La période de rotation était égale à 93 minutes, ce qui équivaut à une distance de 2600 km (à l'équateur) entre deux orbites successives. Les paramètres orbitaux se sont dégradés très vite, comme nous pouvons le voir sur la figure 1.4, d'après Cohen (1989). Le satellite a mis fin à ses jours le 11 juin 1980, en se désintégrant dans les couches supérieures de l'atmosphère.

Le satellite MAGSAT avait à son bord deux magnétomètres. Le premier était un magnétomètre scalaire à pompage optique (Cs), dont la précision était égale à 1 nT. Le deuxième magnétomètre était un appareil vectoriel, de type vanne de flux (Acuña *et al.*, 1978). La précision obtenue a été meilleure que 3 nT sur chaque composante. Cela a surtout été possible grâce à (i) la calibration du magnétomètre vectoriel par rapport au magnétomètre scalaire absolu, (ii) une détermination très précise du positionnement spatial et temporel du satellite,

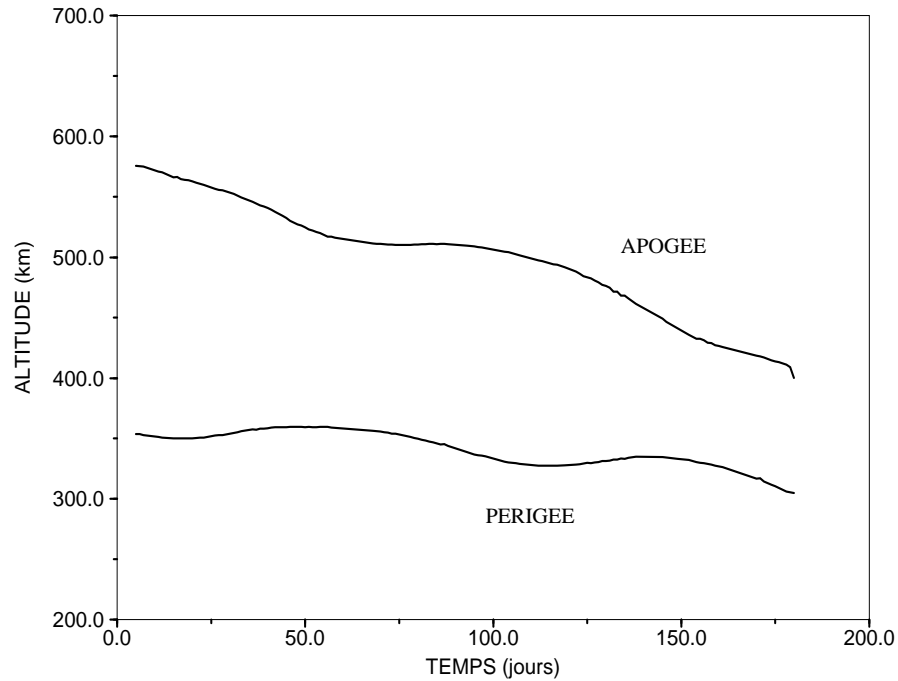


FIG. 1.4 – Évolution du périgée et de l’apogée du satellite MAGSAT, d’après Cohen (1989).

et (iii) une orientation très bonne du satellite, grâce notamment à une caméra stellaire amagnétique montée solidairement au magnétomètre vectoriel.

Les résultats scientifiques de cette mission ont été très nombreux. Parmi ceux-ci, il faut retenir que la couverture géographique quasi-parfaite des mesures magnétiques de MAGSAT a permis le calcul et l’interprétation des premiers modèles géomagnétiques. La résolution de ces modèles est d’environ 350 km (Cain *et al.*, 1989; Hamoudi *et al.*, 1995). De plus il faut noter les progrès dans la séparation des sources nucléaires et crustales, des sources ionosphériques et magnétosphériques (Langel *et al.*, 1996) ou la détermination des biais crustaux (Ultré-Guéraud, 1996). Le seul regret des scientifiques concernant MAGSAT a été sa brièveté : en effet, la mission a été trop courte pour que la variation séculaire du champ magnétique terrestre puisse être bien déterminée (Barraclough, 1985).

1.3.3 Ørsted

La mission MAGSAT n'ayant duré que sept mois, les scientifiques ont proposé de nombreuses missions satellitaires, toutes reprenant les mêmes objectifs, à savoir un vol suffisamment long pour caractériser la variation séculaire du champ magnétique terrestre. Cependant peu de projets ont abouti, si ce n'est POGS (Polar Orbiting Geomagnetic Survey), lancé en 1990. Malheureusement, de nombreux et répétitifs problèmes (orientation de l'antenne du satellite, décalage de l'horloge de bord, imprécision de la restitution d'altitude) ont rendu cette mission peu mémorable.

À la fin des années 1990, un seul projet voit le jour. Il s'agit du satellite Ørsted, le premier projet satellitaire réalisé par les Danois. Ce satellite, en plus d'être très important pour les scientifiques, l'est aussi pour tout un peuple, comme en témoigne le timbre édité à l'occasion (figure 1.5).



FIG. 1.5 – Le timbre émis par la poste danoise en 1999.

Le satellite

Le satellite Ørsted est le fruit d'une collaboration internationale : la conception du corps du satellite, du magnétomètre vectoriel et du système de restitution d'attitude sont danois, le magnétomètre scalaire est fourni par le Centre National D'Études Spatiales (CNES), et le lancement effectué par la National Air and Space Administration (NASA).

Ørsted a un poids total de 62 kg. Il est composé de deux parties, le corps principal dans lequel sont montés le système de transmissions et de navigation,

ainsi que le capteur de particules et le GPS Turbo-Rogue (voir plus bas), et le bras, long de huit mètres, sur lequel sont fixés le magnétomètre vectoriel et la caméra stellaire (à six mètres), et le magnétomètre scalaire (à l'extrémité du bras). La distance entre le corps du satellite et les magnétomètres est destinée à minimiser les perturbations électromagnétiques créées par le corps du satellite sur les mesures magnétiques.

Le magnétomètre vectoriel est un magnétomètre à vanne de flux, dit CSC (Compact Spherical Coil). Il a été construit à l'Institute for Automation, Danish Technical University. Bien que ce ne soit pas un magnétomètre absolu, il a montré une grande stabilité (après calibration, une précision de l'ordre de 0,5 nT). Le champ magnétique est mesuré dans une gamme de ± 65535 nT, avec une résolution de 0,2 nT, et avec une fréquence pouvant atteindre 100 Hz. Le magnétomètre pèse 2,1 kg, et a une consommation électrique égale à 1,1 W.

Le magnétomètre scalaire a été construit en France, au LETI (Laboratoire d'Électronique, de Technologie et d'Instrumentation), à Grenoble, sous l'égide du CNES. Ce magnétomètre absolu de type OverHauser (OVH) mesure l'intensité du champ magnétique entre 16000 et 54000 nT, avec une précision supérieure à 0,3 nT. L'appareil pèse 2,5 kg, et consomme 3 W en mode continu (0,5 W en mode stand-by). Cet instrument est essentiel, car c'est lui qui sert à la calibration en vol du magnétomètre vectoriel.

Le positionnement du satellite est assuré grâce au système Global Positioning Satellite (GPS). L'orientation du satellite est assurée par le Star Imager (SIM), monté solidairement sur le magnétomètre vectoriel. La précision atteinte par le SIM est de l'ordre de 5 arcsec dans la direction perpendiculaire au plan de la caméra (*pointing direction*), et de 30 arcsec dans le plan de la caméra. Nous reviendrons sur ces erreurs et sur la manière de les traiter dans le chapitre 2.4.2.

Deux autres instruments scientifiques sont embarqués à bord du satellite. Il s'agit du Charged Particle Detector (CPD), qui mesure l'énergie de radiation des particules chargées entourant le satellite (construit au Danish Meteorological Institute — DMI). Enfin, il y a une expérience sur un nouveau type de receveurs GPS, le Turbo-Rogue (construit au Jet Propulsion Laboratory), destiné à mesurer différents paramètres physiques de l'ionosphère, de la stratosphère et de la

troposphère par analyse des signaux reçus par les satellites GPS émetteurs.

Ørsted a été lancé le 23 février 1999, de la base de Vandenberg en Californie. Ce lancement était à l'origine prévu en mai 1996, mais le lancement a été retardé. La première véritable tentative de lancement a eu lieu le 14 janvier 1999, soit plus de trois ans après la première date annoncée. Entre la première tentative et le lancement il y a eu 13 reports successifs, dont 5 pour des vents de haute altitude, 2 pour des raisons de zone de sécurité non sécurisée, 3 pour des problèmes climatiques, et 3 pour des problèmes techniques. Tous ces reports sont repris sur le site internet du satellite Ørsted⁵.

Initialement prévu pour voler à une altitude basse, comparable à celle de MAGSAT (près de 400 km), le périégée a été remonté jusqu'à 649 km, avec un apogée égal à 865 km. L'inclinaison de l'orbite est de 96,5°, avec une période de révolution égale à 90 minutes environ. Contrairement à MAGSAT, Ørsted ne vole pas sur une orbite héliosynchrone. La dérive en temps local de l'orbite est égale à -0,88 minutes par jour : en 818 jours, Ørsted fourni des mesures à toutes les heures locales.

Validation scientifique des données

Comme nous l'avons signalé, le magnétomètre scalaire a été financé par le CNES. C'est l'Institut de Physique du Globe de Paris qui a été chargé de la validation scientifique des données, et le LETI de la validation technique (Léger, 1999). La validation scientifique des données du magnétomètre OVH a été effectuée par notre équipe, entre le 15 mars 1999 (date où le magnétomètre a été mis en fonction), et le 8 juin 1999, date limite imposée par la réunion de validation des données (Copenhague, 16/06/1999). Lors de cette réunion nous avons présenté les résultats de nos tests, qui sont repris dans le rapport technique reproduit ici (Langlais *et al.*, 1999).

⁵<http://web.dmi.dk/fsweb/projects/oersted/newsletter/newsletter.html>

Résumé du rapport technique

Validation scientifique du magnétomètre scalaire de Ørsted

Benoît Langlais, Pascale Ultré-Guérard, Christophe Vernin, Mioara Manda

Alexandrescu, Yves Cohen et Gauthier Hulot

Rapport technique du CNES, **OERS_RP_0000_0031_IPG**

Ce rapport traite de la validation scientifique du magnétomètre scalaire OVH. Les principaux problèmes sont liés au fait que la position et la datation des mesures reposent sur des instruments différents, pour lesquels l'IPGP n'est pas responsable. Plusieurs problèmes ont été rencontrés. La plupart ont été résolus, grâce à une collaboration étroite menée avec les équipes danoises de l'Ørsted Science Data Center et de Terma, et aussi le CNES et le LETI. Malheureusement, quelques problèmes demeurent. Le plus grave n'est pas directement relié à l'OVH, mais plutôt à l'information temporelle qui est enregistrée et stockée à bord du satellite, et ensuite reliée à l'OVH. Le lien entre les mesures de l'OVH et la position du satellite est dépendante de l'information temporelle. Cela introduit des artefacts lorsque les mesures de l'OVH sont exprimées en fonction de leur position géographique, et introduit des doutes quant à l'explication scientifique des résidus entre mesures et prédictions magnétiques (même si le lancement de Ørsted était destiné à comprendre ces différences). Il est à craindre que des problèmes similaires soient rencontrés avec le magnétomètre vectoriel CSC et avec le système de restitution d'attitude ASC, les mesures de ces instruments nécessitant une synchronisation parfaite avec les mesures de l'OVH, avant toute exploitation ou interprétation scientifique. Nous avons recommandé que ces problèmes soient résolus avant la distribution des données aux équipes scientifiques.

Ørsted: IGP commissioning of the OVH magnetometer

Institut de Physique du Globe de Paris, France

IGP Ørsted team

Benoit LANGLAIS, Pascale ULTRE-GUERARD, Christophe VERNIN,
Mioara MANDEA ALEXANDRESCU, Yves COHEN and Gauthier HULOT

Paris, June 10, 1999

Summary

Accurate measurement of the geomagnetic field is one of the very few ways to probe the properties of the Earth's core, mantle and crust. The interaction of the geomagnetic field with the solar wind also plays an important role in forming the external environment of the Earth and influencing the atmospheric processes. For all these studies, the need for high quality magnetic data evenly distributed around the Earth is obvious. In spite of this, only one high-precision satellite mission, MAGSAT, has been launched in the past, some 20 years ago. The successful launch of the Danish satellite Ørsted, on February 23rd 1999, therefore appears as an important scientific event which will hopefully signal the beginning of a new era of continuous monitoring of the Earth's magnetic field from space.

Ensuring the success of this mission is critical. It requires several steps, the first of which is the commissioning of all scientific instruments on board the satellite. The present report deals with the commissioning of the Overhauser scalar magnetometer (OVH), for which IGP is scientifically in charge. This commissioning relies not only on the data provided by the OVH instrument, but also on the position and time data provided by other instruments for which IGP is not responsible.

Several problems have been encountered. Most of them have been solved, thanks to a close collaboration established with the Danish teams of the Ørsted Science Data Center and TERMA, the CNES and the LETI who built the instrument. Unfortunately, a few important problems remain. The most serious ones are not directly connected with the OVH instrument, which works in a satisfactory way as far as we can tell, but rather with the way the timing information is registered and stored on board the satellite and linked to the OVH measurement. The correspondence between the OVH dataset and the position of the satellite suffers from the fact that it relies on time parameters constructed in what appears to be a unreliable way.

This introduces artifacts within the OVH data when expressed as a function of the geographic location. These artifacts did not stop us from assessing the quality of the OVH data — this data is very close to ground based forecasts — but casts some doubts on the scientific value of the residuals (which of course contains the information justifying the launch of the satellite). It is to be feared that similar problems could be encountered with the Compact Spherical Coil vector magnetometer and the Advanced Stellar Compass, the data of which need to be precisely synchronized with that of both the OVH and the positioning system, before any scientific exploitation and interpretation can be made. It is our opinion that these problems should be solved before releasing any data within the international scientific community.

1. Principle of the commissioning carried out by IPGP

The basic concept to obtain high quality measurements of the Earth's magnetic field is to use instruments with ultra low noise, high stability and linear response to perform in-orbit measurements of the field vector and its direction relative to the inertial stellar coordinates. For the Ørsted satellite this is achieved by using a combination of three instruments: the CSC, the OVH, and the ASC, timing being used for synchronizing these instruments with each others and with the geographical location of the satellite defined by a Global Positioning System receiver (GPS). The OVH magnetometer — for which IPGP is scientifically responsible — has been built by the Laboratoire d'Electronique, Technologie and Instrumentation (LETI, a department of the Commissariat à l'Energie Atomique (CEA), under the aegis of Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) and of the Institut de Physique du Globe de Paris (IPGP). This instrument is essentially a proton precession magnetometer based on nuclear magnetic resonance (NMR). The proton NMR frequency in the Earth's field (roughly 50000nT) is approximatively 2.13kHz and it is determined by the gyromagnetic ratio of the proton. The OVH sensor may be operated up to three times per second giving a decaying 2kHz signal burst. The sampling rate is under tight control and related to the absolute frequency standard provided by GPS timing signal.

Commissioning of the data provided by this instrument requires two kinds of checks. The first check is purely instrumental. It consists in making sure that the instrument properly delivers an accurate estimate of the magnetic field actually experienced by its sensors. This requires a monitoring of several local physical parameters (temperature, power consumption, etc ...), and involves a number of on board calibration procedures. This first check has been carried out on a regular basis by LETI who guarantees the data delivered by the OVH to within the original specifications. IPGP had access to the corresponding "House Keeping" files, but did not have any format explanations about these files, and therefore took it for granted that this first check had been done properly.

The second check is the scientific one for which IPGP was responsible. It consists in making sure that the data provided by the OVH magnetometer at any given moment is consistent with the magnetic field the satellite is expected to experience at this same moment. Since the field prediction can only be done with the help of *a priori* field models, this second check clearly not only involves the data provided by the OVH instrument, but also some accurate time and position data. All the data on which we relied have been provided by the TERMA center.

In practice, this commissioning required several steps: (1) Transfer of the data from the TERMA center; (2) Selection of the subset of data required for the commissioning; (3) Transformation of the original XYZ positions into latitude, longitude, radius; (4) Synchronization of the location data and the OVH data; (5) Comparison of the OVH data with the values predicted by different Earth magnetic field models at the same location.

The present report summarizes the problems we encountered. After a short description of files we relied on (step 1 and 2, section 2), we will present the tests performed and the problems met during steps 3, 4 and 5. Some of the problems have been solved in a way we describe. Section 3 deals with with problems affecting the assumed position of the satellite and section 4 with those affecting the assumed time of OVH measurements.

These problems translate into errors that spread over several orders of magnitude, from 1 nT to more than 1000 nT. All problems described in this report are summarized in the following table, with section references and estimates of the errors they produce:

Section	Cause of the problem	Corresponding error (nT)	Problem status
2.3	Time reference in header	from 1 to 20000	Solved by TERMA
3.1	Wrong NORAD <i>2lines</i>	± 300	Solved by NORAD
3.2	Changes of trend in TERMA <i>2lines</i>	± 100	Unsolved (by-passed)
3.3	Time interval between GPS packets	± 25	Manual solution
4.1	OVH frequency calibration	± 1000	Manual solution
4.2	Time interval between OVH packets	± 5	Manual solution
4.3	OVH dispersion	± 2	Not explained

2. Description of files, data extraction and synchronization

All the files have been made available to us via *ftp* from the TERMA center (<ftp.terma.com>). These files correspond to the data transmitted from the satellite to the center at each pass over the Denmark, and stored in a compressed format. Each compressed file thus contains data corresponding to one or more orbits, i.e. to several hours of flight. They include scientific data (OVH, CSC, SIM, TANS, etc ...), but also transmission and electronics information (House Keeping, TeleCommand VERification, etc ...). Uncompressing each file creates a directory path with various subdirectories (each corresponding to a type of data), containing "packets" within which the actual data is stored.

From these compressed files, we had to extract the Packets we were interested in for the commissioning phase, i.e. field measurements and position measurement (TANS) data. In order to be as clear as possible, we will now briefly describe the format and the method we used to recover the information stored in each packets. Some notations are introduced, the precise definitions of which are provided in section 6.

2.1. TANS packets

The TANS (for Trimble Advanced Navigation Sensor) packets correspond to the GPS data. They contain all the information concerning the position (in subdirectory *Tans/1/day/...*) and the velocity (in *Tans/2/day/...*) of the satellite. We only used the packets defining the position of the satellite. Each packet is named in relation to its beginning pseudo-UTC time, i.e. hour, minute, second and millisecond (see definition in section 6). This gives a name defined by six digits (hour, minute, second), followed by an extension of three digits (milliseconds). Typical names therefore have the form *hhmmss.mse*.

The header of each packet (first 8 lines) contains some global information: data type (line 1), pseudo-UTC time of the first measurement (line 2), pseudo-UTC time of data reception at ground station (line 3), data format (line 5), and the On Board Clock 2 (OBC2 — see section 6)) time of the first measurement (line 7). Other lines give some status information we did not use.

Position data is given in the next lines of the packet. Each packet contains 56 measurements,

usually separated by one second. Each position is written using 5 lines, with successively the X, Y and Z positions in Earth Centered Earth Fixed (ECEF) coordinates, the clock bias (in metres), and the time of fix, or *tof* (in seconds). The clock bias is similar to a time quality factor: it indicates the time accuracy of the GPS clock defining the GPS measurement in metres (the value in seconds can be obtained by dividing the clock bias by the speed of light). The *tof* — expressed in seconds — is an integer counter of the GPS time during the week. Its value is set to 0 each Sunday morning at 0h00 GPS time. It therefore exactly defines the GPS time of measurement to within the clock bias.

We converted XYZ position into latitude, longitude (both in degree) and radius (in metres). Time has also been converted into a date as year, day, hour, minute and second. Because of problems with the time reference (see later in section 2.3), we use the OBC2 time (7th line of the packet) to date the first measurement, and we attribute to each subsequent data a date in relation to the difference between its *tof* and the *tof* of this first measurement. This time transformation can be summarized as follows:

- 1st position \longrightarrow tof_1 (associated to the data) $date_1 = \text{OBC2 time (read in header)}$
- i^{th} position \longrightarrow tof_i (associated to the data) $date_i = date_0 + (tof_i - tof_1)$

This method does not take into account the clock bias. But all position measurements with an absolute clock bias value larger than 300000 were not taken into account. This occurs only occasionally (less than 1% of the stored data). For the other data, for which the clock bias has been ignored, the maximum time error is of 1 millisecond (corresponding to 7 metres). This value is well within the required accuracy.

After the previous transformation, latitude and longitude are given to within the 3rd decimal, equivalent to an accuracy of 110 metres at the equator, which is well within the intrinsic GPS accuracy (estimated to be 25 or 100 metres if selective availability is enabled).

2.2. OVH packets

The OVH packets have a format similar to the TANS packets, but are shorter. They are stored in the subdirectory *OVH/1/day/...* of the uncompressed files, and are named in the same way as the TANS packets (according to their beginning pseudo-UTC time).

The 9 lines header contains some text information: the data type (line 1), the pseudo-UTC time of the first measurement (line 2), the pseudo-UTC time of data reception at TERMA center (line 3), and the OBC1 time of the first measurement (line 7 — see section 6). Other lines give some status information we did not use .

The packets are supposed to contain 256 field measurements, in nanoTeslas on a second by second basis. No time gap greater than 1 second is supposed to exist between two successive data.

We used a time to date conversion similar to the one used to convert the TANS data, only relying on the OBC1 time for reference (and not on the pseudo-UTC time). The first measurement is dated using the OBC1 time read in the header. The following values are dated assuming a time interval of one second between two successive measurements. This method can be summarized as

follows:

- 1st value \longrightarrow date₁ = OBC1 time (read in header)
- *i*th value \longrightarrow date_{*i*} = date₁ + (*i*-1) * 1sec

We do not have any information about the exact time interval between two successive data. Fortunately, Jean-Michel LEGER (CEA-LETI) provided us with some useful information about the measurement method. The measurement process is controlled by a dedicated line with a frequency of 1 Hz. This introduces a maximum time delay of 0.2805 ms between the time of the request and the real measurement (corresponding to the duration of the frequency-meter cycle).

Time delay can also be caused by the electronic transmission between the magnetometer and the computer. This transmission is not done via a dedicated line. If this line happens to be busy (by another operation), the field measurement is not stored in the file, and two additional attempts are made respectively 0.3 and 0.6 seconds later. If the link remains busy, the data packet is closed. The next packet is then opened soon after.

Given this information, we assumed that the time interval between two successive data within a packet was always of 1 second (the delay of 0.2805 ms being negligible). However it will later be shown that this was not always the case. This in fact is the source of many problems, resulting in errors that can reach 1000 nanoTeslas.

2.3. Time reference problems and synchronization of TANS and OVH date

At this point it is useful to report some of the problems we encountered with the different reference times given in the headers of the Science packets. When we started working on the data, in particular on the TANS data, we observed that the difference between pseudo-UTC time and the GPS time was not constant. We expected to observe a constant shift of 13 seconds between these two time references (these 13 seconds correspond to the drift of the International Atomic Time (IAT) with respect to the UTC time since 1980), but we noticed that this difference was changing fast (with an apparent drift of about 1 second per day, during 3 days). We requested some information from the Danish team, and they told us that this was because of a software problem. They suggested us not to rely on the UTC time (which is the reason why we refer it as a "pseudo-UTC" time) but rather on the OBC times.

This is precisely what we did in section 2.1 and 2.2. But some problems also arose with the two OBC times (OBC1 for OVH packets, OBC2 for TANS packets). These times are provided as an integer in a decimal format (see section 6), but their original hexadecimal expression contain a systematic error. This error is due to a misinterpretation of the way the on-board programmable counters are working. Errors occur when the middle or the lower part of the hexadecimal value of the time is 0000 or 0001. These systematic errors can be and have been corrected, using the instructions provided by the Danish team.

This consists of converting the decimal time back to hexadecimal time, looking for hexadecimal time values of the type XXXX XXXY 0000, XXXX XXXY 0001, XXXY 0000 XXXX or XXXY 0001 XXXX, and changing Y into Y+1 (in a hexadecimal way). Converting this new hexadecimal time back to a decimal value, one may then reconstruct the time expressed as a date₁, using

the frequencies and reference times of the two OBC provided by the Danish team (see section 6). These OBC dates are then the on board estimates of the UTC date which we have used to construct the date of both the OVH and TANS packets. Synchronization between the two datasets is thus achieved by assuming that these dates refer to the same UTC date system.

3. Positioning problems

We now present the problems we encountered when trying to recover the exact satellite position. Problems found during the early days of the mission have been solved or by-passed. Others have arisen later on. Some are still poorly understood.

Each subsection below deals with each successive type of data we relied on to obtain the position of the satellite.

3.1. Using the *2lines* provided by NORAD

In order to carry on the commissioning, field values measured by the OVH magnetometer had to be compared to synthetic data derived from a main field model, knowing the accurate position of satellite. The earliest OVH data we recovered was dated March, 15th. GPS data was made available soon after (March, 16th). Unfortunately, this GPS data appeared to be discontinuous, and available only 10% of time. Only after the date of the final stabilization, on April, 15th, did this situation improve.

Because of this, we started the commissioning relying not on the GPS data, but on the *2lines* elements. These standard orbital parameters contain all the information we need to derive the precise trajectory. We did not produce these elements ourselves, but used those computed by the NORAD (who is in charge of tracking all satellites). These elements are updated once every 4 days, and are available on-line at "<http://www.celestrak.com>". The *2lines* contain derivative terms, such as the first and the second derivative of the mean motion, and the BSTAR drag term which is an adjusted value of the ballistic coefficient using the reference value of atmospheric density. Orbit calculation was made using SGP4 orbital models, with a 1 second time interval. Intermediate positions have been estimated with the help of a Lagrange interpolation (with 8 points).

Comparing the OVH data to the field predicted from these elements revealed large residuals (± 3000 nT) well correlated with the position of the satellite. It soon appeared that most of these residuals could be explained in terms of a 90 seconds (± 20 sec) shift along the satellite orbit. Indeed, applying a time correction of 90 seconds led to residuals reduced by a factor 10 (± 300 nT). These residuals however remained correlated with the satellite position (with a maximum near the pole and a minimum near the equator).

This puzzling problem was notified to the Danish team. They never answered us, but later issued an *Ersted Newsletter* (a newsletter regularly sent to the scientific community involved in *Ersted*) explaining that the NORAD had inverted the SUNSAT and the *Ersted 2lines*. SUNSAT and *Ersted* having very close orbits, this provided a simple (and stunning) explanation for this first set of problems.

3.2. Using the *2lines* provided by TERMA

After the previous problem had been reported, we decided to switch to new *2lines* directly provided by TERMA (ftp.terma.com). These *2lines* are updated once a week or less, but are directly derived from on-board GPS measurements. Contrary to the *2lines* of the NORAD, this new *2lines* contains no derivative terms.

We computed the position of the satellite using the same orbital model as previously. Using the same main field model, the observed residuals appeared much smaller but still correlated with the position of satellite. Figure 1 shows these residuals (lower curve), together with field measurements and the synthetic data (higher curves, respectively red and blue ones). 12 hours of data are plotted, corresponding to 7 orbits. Blue and red curves virtually superimpose each other, except near the pole and the equator. This gives residuals between -200 and + 200 nT, with a clear periodicity of 100 minutes (period of the orbit).

A problem eventually appeared when updating the *2lines*. Applying this update on March, 21st, at 19h00 UTC, revealed a strong change of the trend of the orbit. After just one orbit, this change produced a shift of 0.02° in longitude, 0.1° in latitude, and an even larger change in the altitude (+ 3 km near the equator, and - 7 km near the pole). In addition, it appeared that the residuals computed with this updated *2lines* were larger than those computed with the original one. This fact has not been explained. It prompted to us to give up *2lines* and to turn back to the raw GPS data, which by the time had become available at a reasonable rate.

3.3. Using TANS data

GPS raw data is the data we eventually used to locate the satellite, a Lagrange type interpolation having again been used for correspondence with the OVH data. Synchronization of TANS and OVH data is achieved through the dates. Residuals computed using this GPS data appeared to be much lower than those computed using the *2lines*. This is clearly shown in Figure 2: even if the data is discontinuous, residuals never exceed ± 100 nT. Moreover, no more correlation between the position and the residuals could be found, suggesting that these residuals could at last be of scientific value. Some problems have nevertheless been encountered when using this data.

When looking at residuals, a strange fact appeared: the residual curve split into two dashed curves, parts of the curve being shifted with respect to the other one (see Figure 2). This happened occasionally with no obvious correlation with the satellite position. This problem has been traced back to the timing within the TANS data.

As mentioned, we relied on the OBC2 time given in the header of the packets and on the tof to date the GPS data. Figure 3 shows the "ponderate differences" between two successive data (see precise definition in section 6) for both the latitude (red) and the longitude (brown), during 10 minutes (this short duration is needed to be able to see the problems, but longer durations have also been plotted and checked).

During the time period of the curve, the satellite is going from the south to the north pole (the derivative of the latitude is positive). The motion appears to be quite linear between the poles (where the derivative of the latitude changes its sign, and the derivative of the longitude decreases to -0.55° per second). Two successive values (crosses in Figure 3) have a theoretical time interval

equal to one second but larger time intervals, or even gaps longer than one minute, can be coped with, thanks to the availability of the tof, so long as no problems are encountered when changing TANS packets. Unfortunately such problems occasionally occur.

This is illustrated in Figure 3 by the two "jumps" observed near second 1410 ("negative anomaly"), and second 1480 ("positive anomaly"). The first one corresponds to a ponderate difference half the normal value (0.030 instead of 0.060° per second for the latitude, and 0.007 instead of 0.015° per second for the longitude). The second one corresponds to an infinite value (which arises because of the coincidence of the date for the two successive measurements). Table 1 details the numerical values corresponding to these jumps. This table presents the date (based on the OBC2 time and the tof as described in section 2.1) in year, day, hour, minute and second, but also the latitude, the longitude, the radius, and the associated time of fix. As the problems are located at the junction between two files, the complete packets are not provided, and only the five first and last locations for each file are provided. Three successive packets are shown (990423/002217.433, 990423/002327.433 and 990423/002434.432).

The durations of these packets should respectively be of 70 and 67 seconds for packet 1 and 2, as suggested by their names (remember that a TANS packet contains 56 measurements, but that some values may be skipped — this is noted with the label "no data" in Table 1). These durations are confirmed by the OBC2 time within the headers. But the durations defined by the tof are respectively of 69 and 68 seconds. In fact, we observe a time interval of 2 seconds between the last date of file 1 and the first date of file 2, and of 0 second between the last date of file 2 and the first date of 3 (the last position of file 2 and the first one of file 3 share the same date). This is what produces the jumps in Figure 3. These anomalous time intervals are not observed in the time of fix (which is continuous between two successive files) and therefore trace back to the OBC time in the header.

This means that from time to time the OBC times, and therefore all dates within a packet, can be shifted by one second. This is what is responsible for the split curve observed in Figure 2, leading to errors as large as ± 25 nT. The occurrence of such errors is high: we carefully looked at a few hours of data, and 8 or 10 "wrong" time intervals per hour have been observed (nearly 10% of the time).

The good news however is that a negative anomaly at the beginning of a file (i.e. a 2 seconds date gap) is always followed by a positive anomaly (a zero date gap) at the beginning of the following file. This allows us to think that this problem could be solved by screening file durations and time interval in an automatic way. It would however be hard to implement: as the TANS packets sometimes show gaps of data, it might happen that a value is missing at the end or at the beginning of a file. We have no explanation why this problems occurs. We assume that it does not come from the GPS instrument, but more likely from the on board software.

4. OVH problems

We have so far shown that residuals can be quite low. However additional problems have been found which can occasionally produce errors, with amplitudes varying between a few nT and several thousand nT). They have been located within the OVH packets. These problems are

reported in this section, in order of significance (in terms of impact on the field values). They seem to again be due to the timing system, and not to the magnetometer, although the origin of the last problem we report remains unclear (section 4.3).

4.1. Frequency calibration

The first problem we met has been identified using residuals. It apparently occurs as a result of the frequency calibration of the magnetometer. This calibration is carried out once every 100 minutes, and its duration is near 60 seconds. In the normal mode, the current OVH packet is closed, and another one is opened at the end of the calibration. Figure 4 shows the ponderate (red) and exact (blue) differences (see section 2.3) for 4 hours of data during which three frequency calibrations occurred near second 800, 6800 and 12800. The ponderate and exact differences are most of the time merged together, indicating a correct one second date interval between two successive measurements. These date intervals are also shown in Figure 4 (thin black line, units on the right axis): small intervals sometimes occur (between 0 and 2 seconds), but also huge gaps (longer than 60 seconds). This allows us to precisely locate problems.

During the calibrations, no measurements are made, and there is a time gap of about 60 seconds. The ponderate difference between the last measurement before the calibration and the next one appears to be continuous, i.e. it is (almost) exactly the mean of the previous and following ponderate differences. Numerical values corresponding to the first calibration event are provided in Table 2. The duration of this calibration is 62.227 seconds, corresponding to a ponderate difference of 3.465 nT per second. This value seems to be correct: it lies between 1.610 and 5.250 nT per second (the previous and following ponderate differences). However, because field measurement variations are not linear, we cannot be sure that there is no problem here. This point will be further discussed in section 4.2.

Other events occur: these are the long time gaps (near second 8600 in Figure 4 — we have no explanation for this gap), and the time intervals significantly different from one exact second (as revealed by the thin black line). This point will also be discussed in section 4.2.

The main problem occurring with the frequency calibration is when the current packet is not properly closed at the beginning of the calibration. Figure 5 shows an example of such a problem. During the day shown (April, 16th), calibrations occurred at 00h13', 01h53', 03h33', 05h13', 06h53', 08h38', 10h13', and so on (these times were found by looking at the OBC times in the headers). The calibrations were satisfactory, but the 08h38' calibration shown in Figure 5 (one hour of data) appeared unusual: both the ponderate and exact differences seem to have been shifted during nearly 250 seconds before the calibration. Numerical values illustrating this event are given in Table 3.

Three packets (990416/083213.814, 990416/083308.617, and 990416/083820.672) are described in the table (which only provides the first and last values of each packet). There is an obvious data gap between the end of packet 2 and the start of packet 3 (date interval of 57.054 seconds — see Table 3). The duration of this gap is similar to that of a calibration (around 60 seconds). If this gap had been correct, the ponderate difference would have been around 21.6 nT (close to the previous and following ponderate differences), and the exact difference very large. This is not

what we observed. On the contrary, the exact difference is very near the value of the previous and following exact differences, and the observed ponderate difference is far too small. This can readily be explained in terms of an error in the date interval between packets 2 and 3 which should be of one second. This explanation also accounts for the anomalous value of 49.640 nT for the exact difference between the 1st and 2nd values of packet 2. If we divide this very large exact difference by the anomalous time gap between file 2 and 3, we obtain a difference of 0.86 nT, in proportion to the previous and following values.

All this strongly suggests that there is a packet closing error when the calibration starts: just before this calibration starts the last measurement fails to be written in packet 1, before the packet is closed. As a result, packet 2 is opened 1.804 seconds later and the last measurement is stored in this new packet. During the calibration, no measurements are being made. But as soon as the calibration ends, field values are stored in packet 2 with no possibility of signaling that a time lapse of 57.054 seconds separates the two first values within this packet. Eventually, when packet 2 is full (reaching 256 field values), it is closed, and packet 3 is opened (using on-board timing software), with an apparent time gap of 57.054 seconds.

Table 4 shows the values that Table 3 should have contained after correcting for this error. Taking this correction into account, the calibration appears to occur at 08h33, which is consistent with the observed 100 minutes periodicity of the frequency calibration.

Errors produced by this closing error are huge: they can reach a few thousands of nanoTeslas, but are very limited in durations. The observed occurrence of this error is once every 7 or 8 calibrations within the two days of data. The corrections presented in Table 4 had to be done manually. It would not be easy to have them done automatically because of the problem described in the following section.

4.2. Time interval between two successive packets

This problem is one with the date intervals between 2 standard consecutive packets (i.e. the date difference between the OBC1 time of a given packet plus its number of data — theoretically 256, and the OBC1 time of the following packet). The OVH frequency being of 1 Hz, no time interval lower than one second should be found. Unfortunately, it occasionally appeared that the date interval between 2 successive packets differed from one second. This error seems to average out when 2 or more consecutive packets are considered.

This is illustrated in Table 5 which shows the first and last lines of the 25 OVH packets between two consecutive frequency calibrations (actually, we only show those of the 25 packets for which we think there is a problem). We focussed on the milliseconds of the data derived from the OBC time (because of the dating process (see section 2.2), the milliseconds are fixed within a packet). These milliseconds did not show a constant value: most of the time it was .895, but different values such as .932 or .928 were also found. Looking at exact and ponderate differences (see Table 5) allowed us to conclude that this was again a timing problem, related to the OBC time provided in the header of the packets: contrary to the exact differences, ponderate differences for date intervals different from one second were not consistent with their previous and following values.

The departure from one second of a date interval between two successive packets was often

cancelled by an opposite departure at the junction of the second packet and the beginning of a third one: the 5th packet in Table 5 is for instance 42 ms late with respect the 4th packet (date interval of 1.042 seconds), and the 6th packet is 42 ms ahead of time with respect to the 5th packet (date interval of 0.958 seconds), thus cancelling the previous "wrong" date interval.

Unfortunately, the cancelation sometimes requires more than two successive packets. For example, date intervals from the 9th packet to the 14th packet were successively of 1.037, 0.985, 1.998, 0.017, and 0.962 seconds. Adding these intervals leads to an integer value, revealing a cancelation over 6 files (note also an additional problem with the 12th packet which only contains one value: there was apparently a skipped data at second 3535.895, and two (identical) values at second 3537.895). Finally, although the most frequent millisecond value appeared to be .895, we detected a general drift of this most frequent value from .896 to 893 (we do not know whether this drift is real or a calculation artifact, presumably due to the OBC1 frequency). This drift has been empirically corrected for in the last column of Table 5.

This time interval problem is again not easy to solve with automatic methods. We cannot consider a single packet without having some knowledge about what happened before and after. Moreover, the more likely value for the millisecond can only be derived in a statistical way. We have no idea about the confidence we may have in such a method.

4.3. Data dispersion

The last problem has been founded by chance. Looking for wrong ponderate differences, we noted that the time derivatives of these ponderate differences (i.e. the theoretical second time derivative of the field measurement) did not usually exceed 0.08 nT/s² (the variations of the field are locally quite linear). But some strange values occasionally occurred within the packets. We called this phenomenon "data dispersion".

Figures 6 and 7, and Table 6 illustrate this phenomenon. Figure 7 is a zoom of Figure 6, on April, 7th. Some data dispersion was observed during this day. Figure 6 shows two hours of data (from 08h00' to 10h00'), with ponderate and exact differences clearly lying out of the expected curves. This occurs near second 29600, 31800, 32000 and 34800 for example. This phenomenon is of a limited duration, as shown by the numerical values of Table 6 (corresponding to Figure 7, near second 38400). This table reveals four anomalously low differences, followed by several "normal" differences, and by three or four anomalously large differences.

This dispersion cannot be related to a change of packet or something special about the satellite position. Fortunately this phenomenon is very rare. We have no idea concerning the origin of this dispersion. It may correspond to a physical signal, to some local noise or to some dysfunction of the magnetometer.

5. Conclusions and recommendations

The analysis of a few months of preliminary Ersted data provided to us by TERMA for the scientific commissioning of the OVH instrument revealed a number of problems. Early problems were linked to the use of very crude (approximate or false) reconstitutions of the satellite orbit (sections 3.2 and 3.1). Fortunately the situation has much improved after one month of flight,

thanks to the possibility of having direct access to the location of the satellite via the data provided by the on-board GPS system.

However problems also arose when relying on this GPS data. These problems did not appear to be related to the instruments themselves (neither the GPS, nor the OVH), but rather to the way the time is kept and used on board the satellite to define the names of each type of data. This led to very serious synchronization problems between the data provided by the GPS and OVH instruments. After a series of tests and some discussions with the various Danish teams, a synchronizing procedure has eventually been defined (section 2.3). This procedure made it possible to avoid systematic errors linked to the intrinsic definition of the OBC times.

Unfortunately, this did not stop more unpredictable errors to arise, linked to the fact that the date information is sometimes improperly stored in the headers of the data packets. These problems are software problems. Date definitions within the GPS packets are quite often (10% of the data) in error by \pm one second, leading to temporary systematic errors of the order of \pm 25 nT (Section 3.3). Such errors can be corrected for. It however requires some subtle processing. Identifying the exact origin of the problem within the software would probably be the best first step to take.

A problem of similar software origin has also been detected within the OVH packets, potentially leading to very large errors (\pm 1000 nT). This problem occurs occasionally (not systematically) as a result of the frequency calibration of the OVH instrument. It again is a dating problem, a full set of data being dated with a shifted date during a full packet of data. Fortunately, this error is usually so large that it can easily be detected. Removing the affected data would lead to the lose of only a few minutes of data every 10 hours or so. However removing this data would require essentially the same amount of processing as correcting for the systematic error it suffers. Identifying the software origin of this error would again make it easy to avoid.

Two problems remain for which we have no clear recommendations. These are the problems of the date interval between two successive OVH packets (Section 4.2) and the OVH data dispersion (Section 4.3). This last problem is curious but unlikely to lead to any very serious difficulty. Its occurrence is very rare, and its magnitude is small (\pm 2 nT). The date interval problem does not produce a large error (\pm 5 nT), but this magnitude still remains larger than the expected accuracy of the data. The occurrence of this problem is very common, which makes it worrying. Indeed, in the likely event that all previous problems could be solved (either by avoiding all the data affected by these detectable problems or by introducing a proper manual and/or software correction), this is the problem that would ultimately remain and limit the quality of the scientific output of the mission.

Having identified problems, we eventually carried out the main test that was requested from us: checking that the OVH magnetometer was measuring a magnetic field of a geophysical interest. This test has been done on a global scale with the help of both OVH and GPS data, using the method described in Section 3.3. The 300.000 data used covers the period 15/03/99 to 15/04/99. By chance, no major Ovh frequency calibration problems seem to have occurred during this period. For this test, no special correction has otherwise been carried out (i.e., errors described in Sections 3.3, 4.2 and 4.3 were not corrected for). It therefore provides a picture of how well the combined data provided by the OVH and GPS on board Oersted are currently performing (when the problem

of Section 4.1 does not occur). The reference model is the one on which we relied throughout this study: the IGRF 1995 model, updated using IGP ground based secular variation models. No special care has otherwise been taken to avoid data at times of strong external magnetic activity. Computing the residuals of the Ørsted data with respect to this model then led to Figure 8. The RMS value of the residuals is 38nT.

These residuals are typical of the kind of residuals produced when comparing known observations with updated models (as is being done for instance when evaluating IGRF candidate models, see, e.g., Cohen et al., JGG, 49, 279-290, 1997). Both the amplitude and the distribution of these residuals argue for such a conclusion, the largest residuals being clearly located above the oceans (where the ground-based prediction is less accurate) and above the poles (where the external signal is important). The conclusion is thus clear: the OVH and GPS instruments already perform well enough to provide data that is consistent with what was expected for the present magnetic field. The problems raised in the present report however show that some care should be taken before concluding that Ørsted actually brings additional information.

The mission IGP was the scientific commissioning of the OVH magnetometer. This mission prompted us to scrutinize the data provided by TERMA with much more care than we expected. This led us to unravel the problems described in the present report and to propose some possible solutions to cope with them. We hope this report will help the Ørsted Science Data Center in setting up useful data files for distribution within the scientific community.

6. Appendix: some definitions

Some notation has been introduced in this report. Some corresponds to the various ways time is defined. Others deal with raw data analysis and the construction of useful "exact" and "ponderate" differences.

6.1. Time definitions

Four different measurements of time are found in the science packets: they are respectively the **Coordinated Time Universal** ("UTC"), two **On Board Clock** ("OBC1" and "OBC2") times, and the **time of fix** ("tof").

The "tof" is only provided with the Tans packets. As described in the main text, it is in fact an integer counter of the GPS time during the week, its value being set to 0 each Sunday morning at 0h00' GPS time. It therefore is a measure of time defined by a GPS clock. This measure is very reliable. Unfortunately, it cannot be used directly for synchronizing the GPS data with the OVH data, since the tof is not provided in the OVH packets.

The "UTC" time is provided with the TANS and OVH packets (this time defines the names of the packets, and is available in the headers — see section 2.1 and 2.2). It is not an exact UTC time. It has been reconstructed from the GPS time using a procedure which is apparently insecure (see section 2.3). We therefore refer to this time as a "pseudo-UTC" time and we avoided using it, except for identifying the TANS and OVH packets (through their labels).

The "OBC1" time is provided with the OVH packets. It is based on a first computer clock and is supposed to provide a first estimate of the UTC time, expressed as a date through:

$$\text{date} = \text{UTC}_{ref} + (\text{OBC}_{ref} - \text{OBC}_{header}) / \text{frequency},$$

with

$$\begin{array}{lll} \text{OBC1 : } & \text{OBC}_{ref} & \longrightarrow & 281455937311435 \\ & \text{UTC}_{ref} & \longrightarrow & 1999-03-17 14:19:22.00037 \\ & \text{Freq}_{ref} & \longrightarrow & 10000.0068 \text{ Hz} \end{array}$$

The "OBC2" time is provided with the TANS packets. It is based on a second computer clock and is supposed to provide a second estimate of the UTC time, expressed as a date through the same formula as OBC1 but with:

$$\begin{array}{lll} \text{OBC2 : } & \text{OBC}_{ref} & \longrightarrow & 281455937432995 \\ & \text{UTC}_{ref} & \longrightarrow & 1999-03-17 14:19:22.00037 \\ & \text{Freq}_{ref} & \longrightarrow & 9999.9950 \text{ Hz} \end{array}$$

Because of the problems with the pseudo-UTC time, these OBC times provide the only way to synchronize the OVH data with the GPS data. These are the times we relied on (after correcting

for the problem described in section 2.3).

6.2. "residuals", "exact differences" and "ponderate differences"

In order to perform the commissioning, three data-derived quantities are being analyzed: "residuals", "exact differences" and "ponderate differences".

(i) "Residuals" are built by taking the difference between an observed field value and the predicted value by a main geomagnetic field model for the assumed location of the satellite. We used the IGRF 95, updated with secular variation models produced by IGP. The model is developed up to degree and order 10, which corresponds to the actual maximum resolution we can achieve for the ground-based forecasts.

(ii) "Exact differences" are built by taking the difference between two successive data (field or position values), without taking timing into account.

(iii) "Ponderate differences" are built by taking the difference between two successive data, and dividing it by their date differences (the date is computed from the OBC time provided by the header of a packet, and incremented either by the tof difference for the GPS data or by one second for each successive OVH data). Such a difference could be simply called a time derivative, but this would be incorrect, because of timing problems.

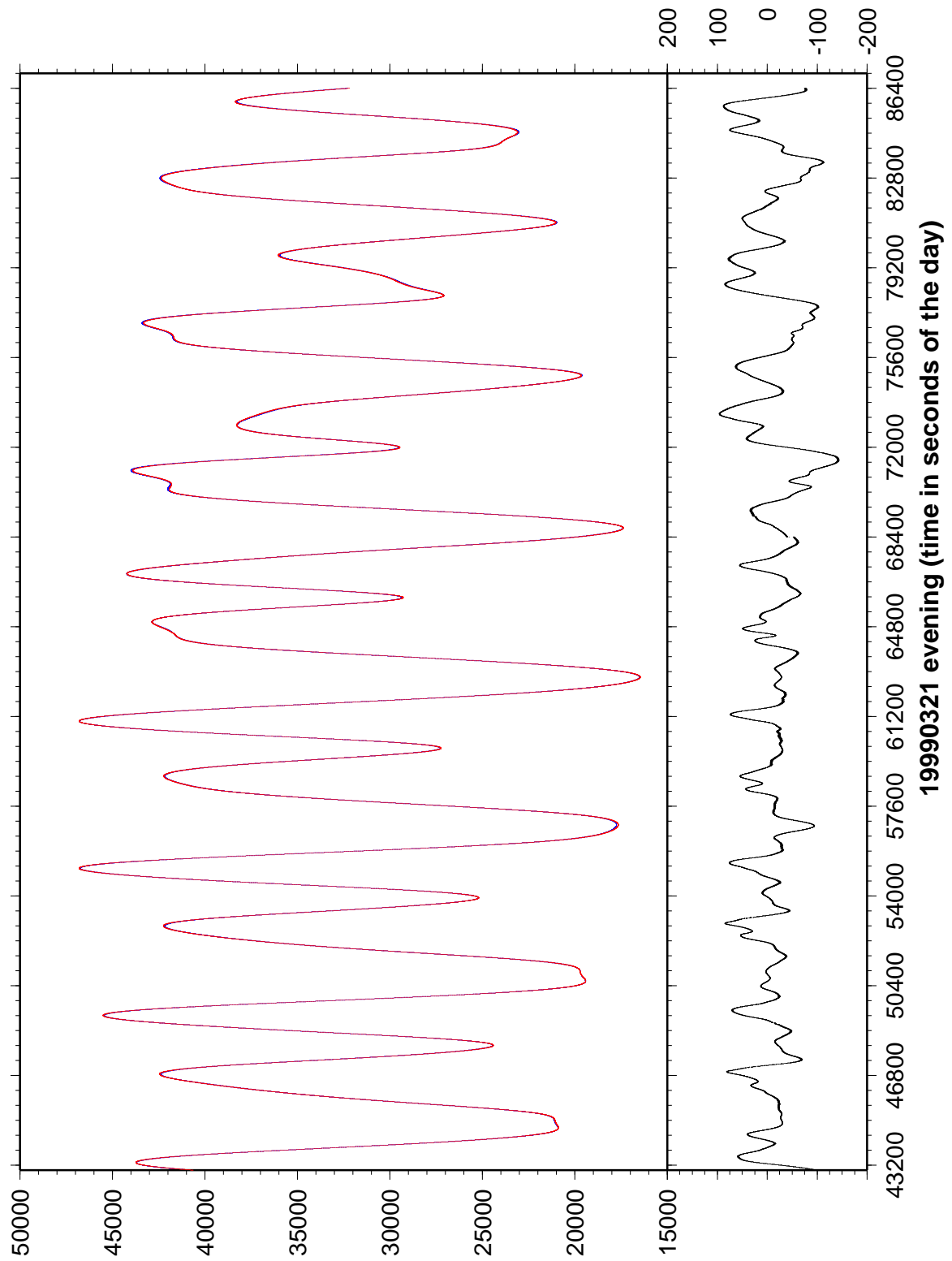


Figure 1. March, 21st: field values (red), synthetic data (blue) and residuals (black) near the change of *2lines* (at second 68400)

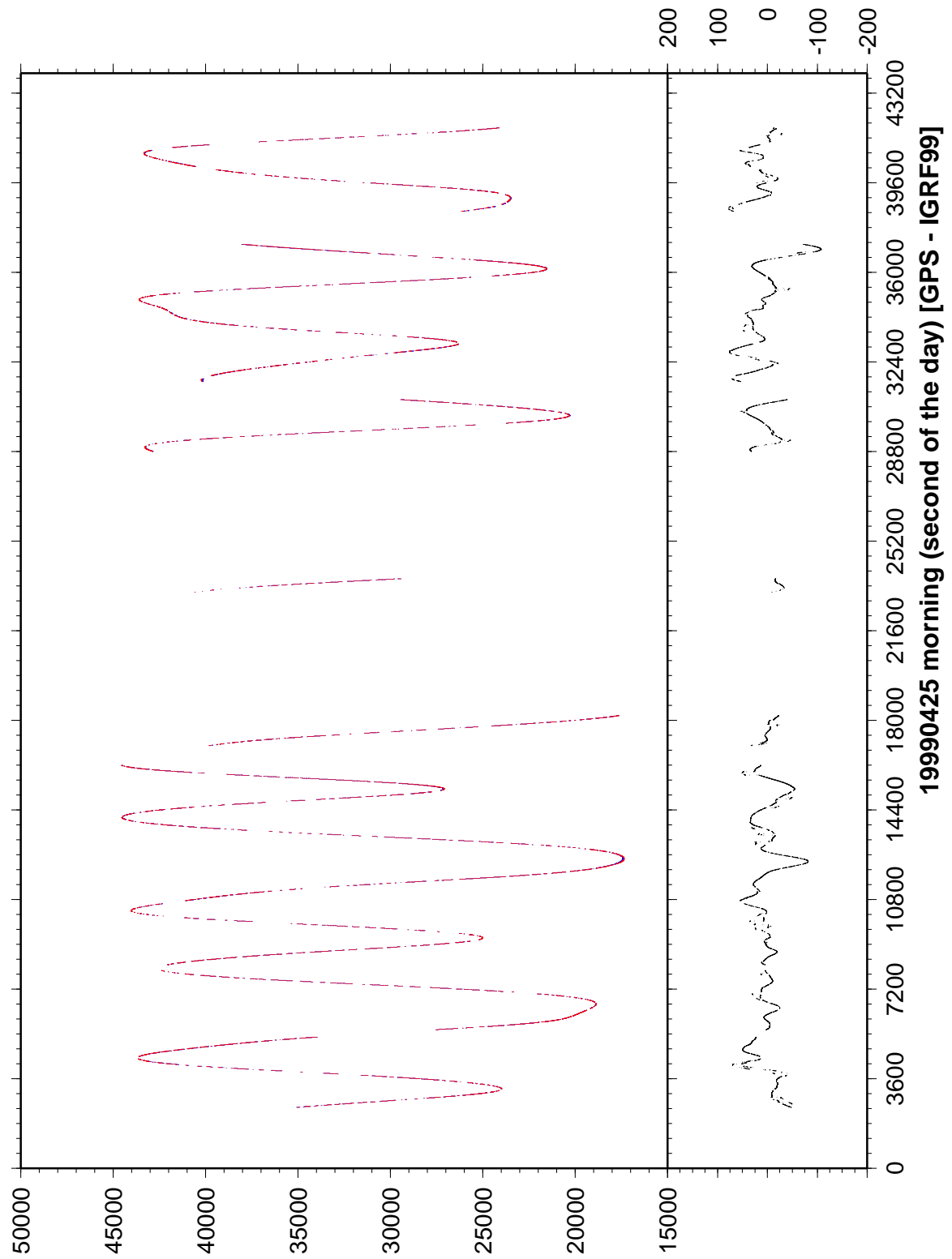


Figure 2. April, 25th: field values (red), synthetic data (blue) and residuals (black) using raw GPS data — split curve phenomena of the residuals.

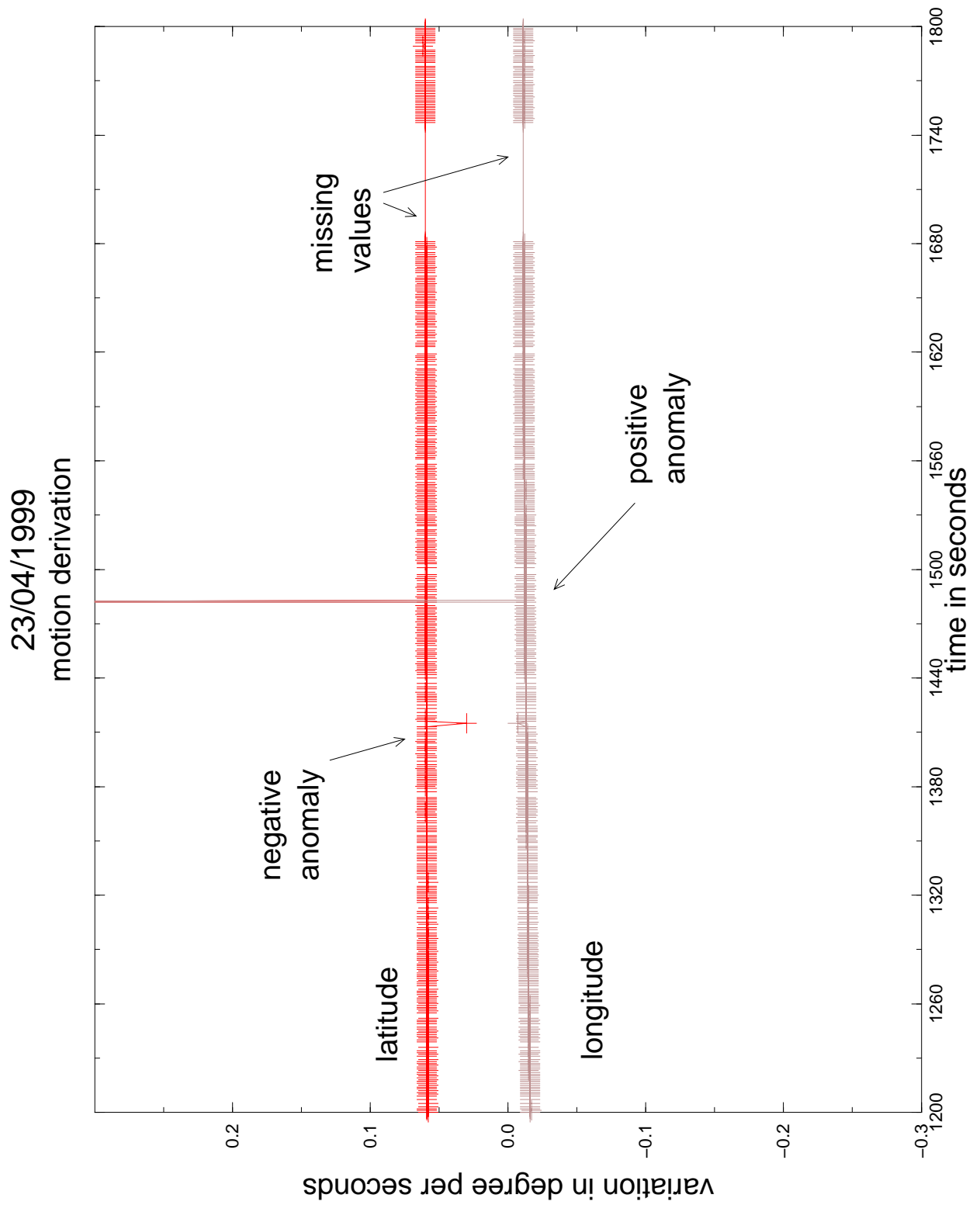


Figure 3. April, 23rd: Ponderate differences for latitude and longitude using GPS data and OBC time.

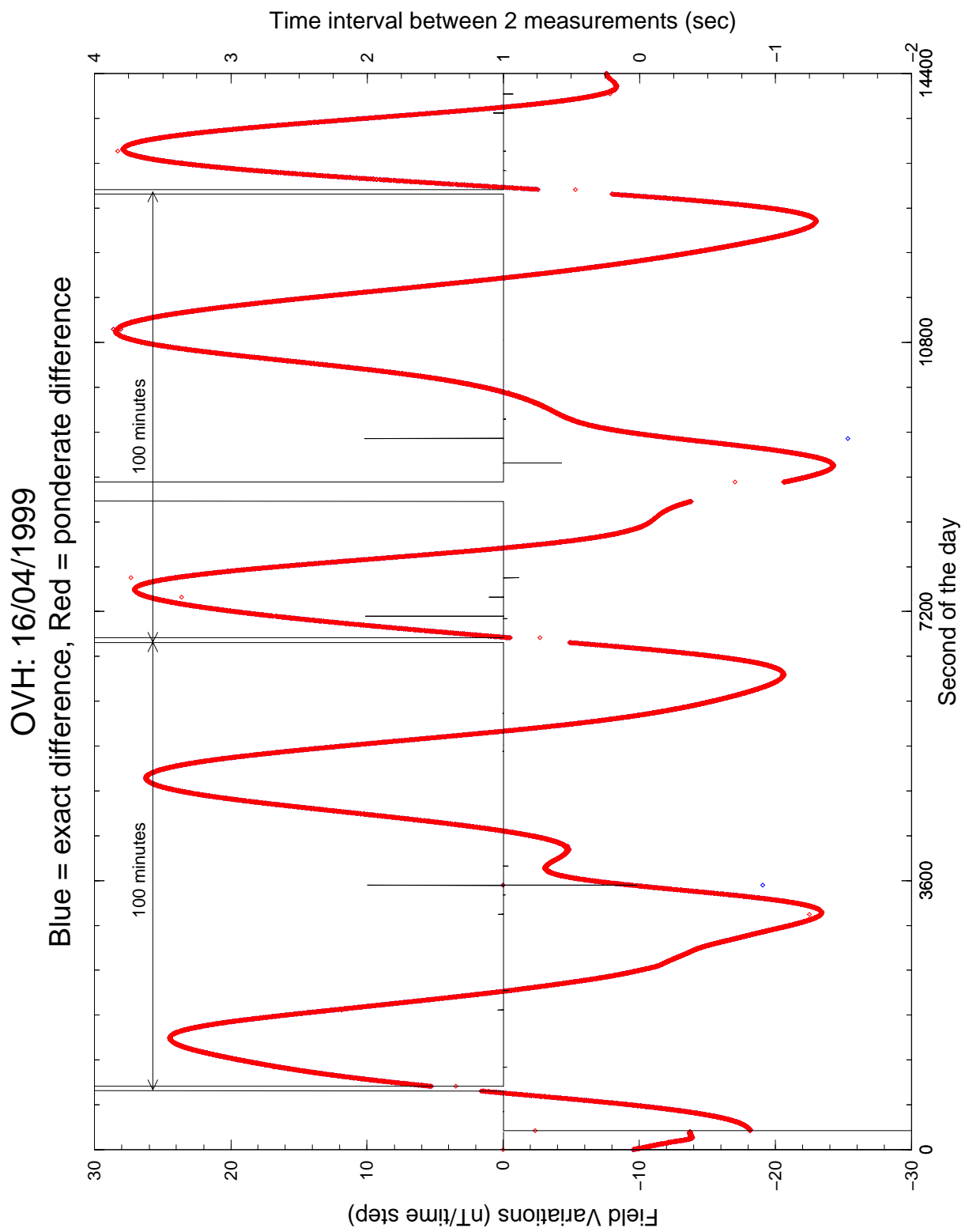


Figure 4. April, 16th: Normal mode of the OVH: a calibration once every 100 minutes.

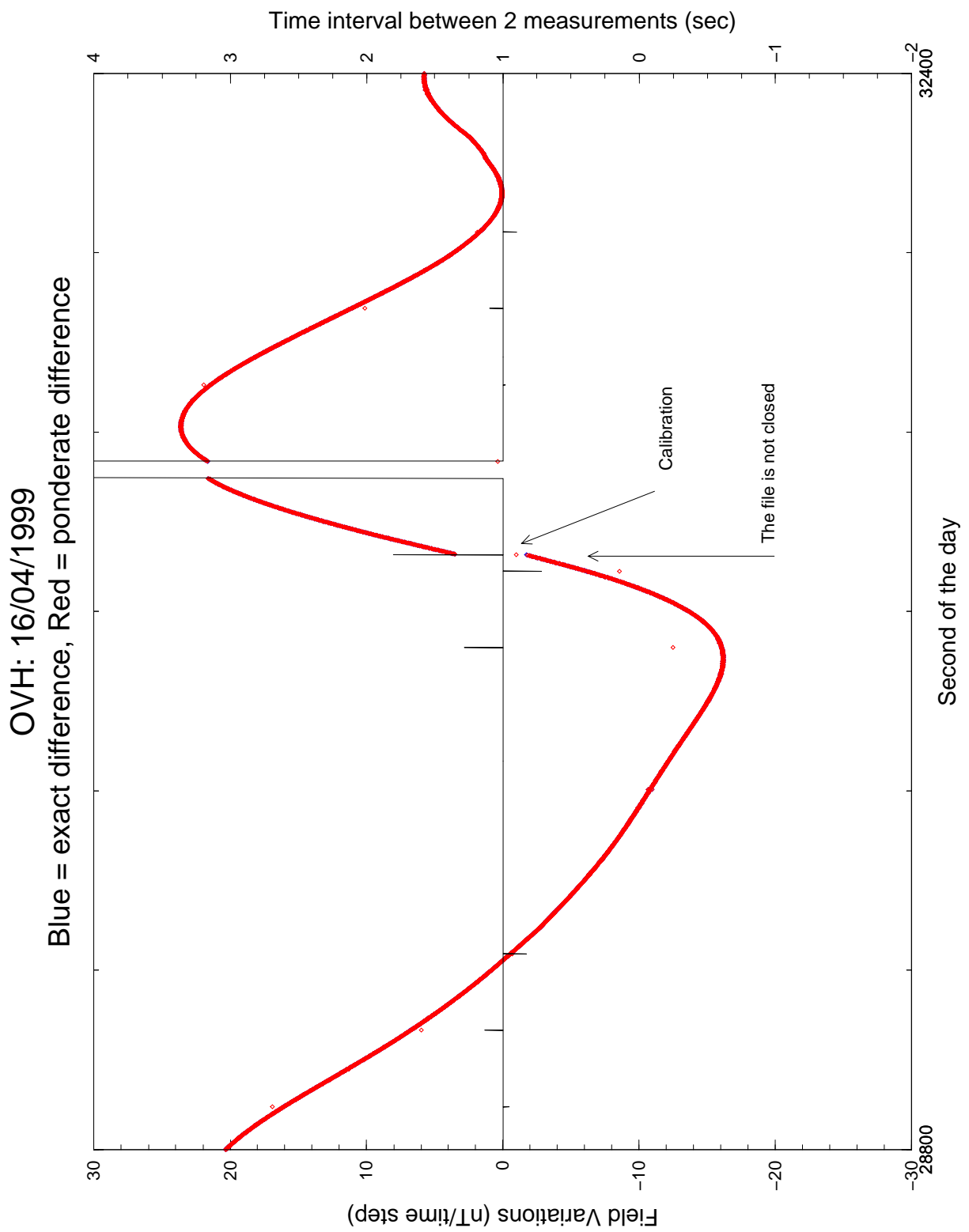


Figure 5. April, 16th: Closing packet error during OVH frequency calibration.

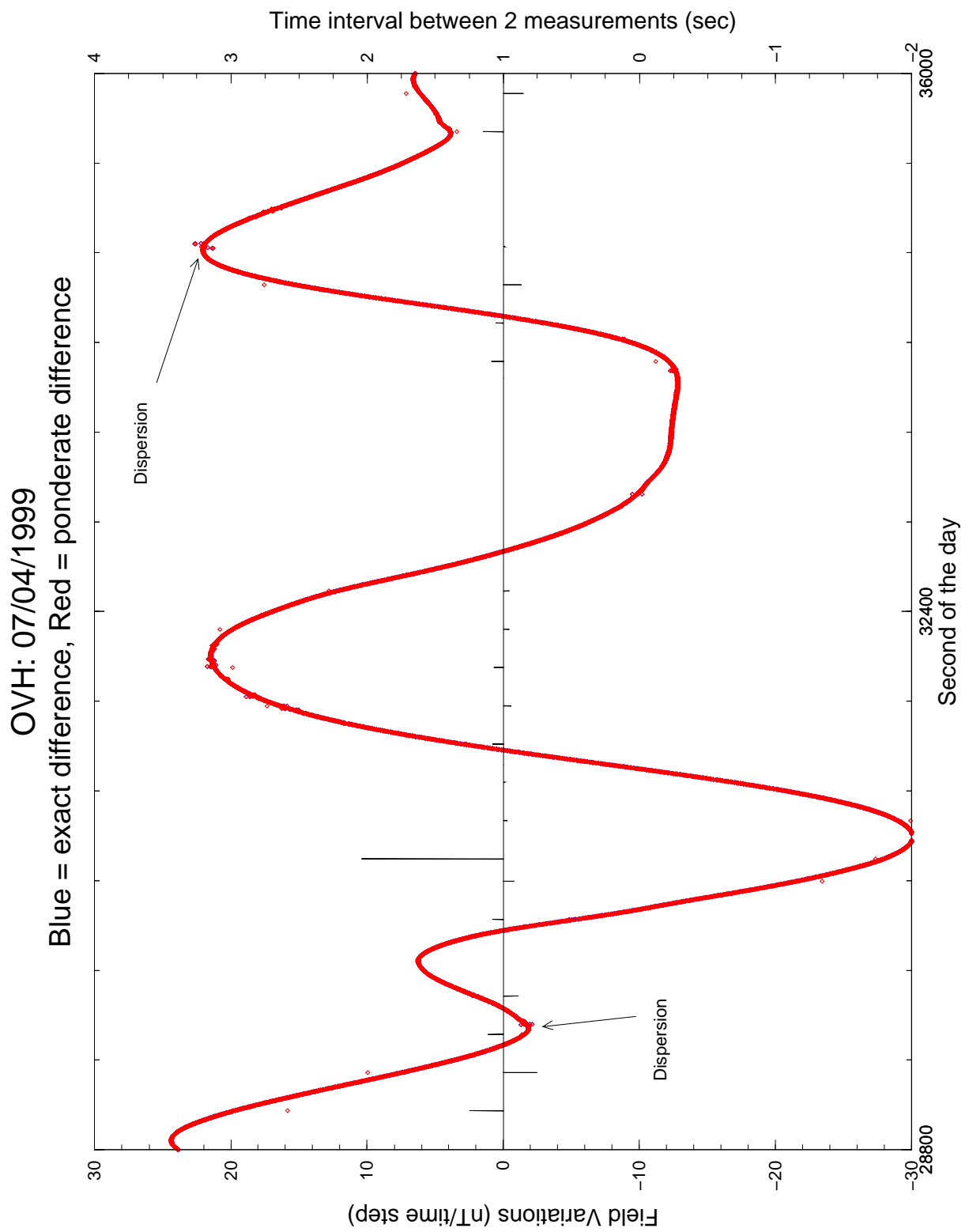


Figure 6. April, 7th: OVH data dispersion.

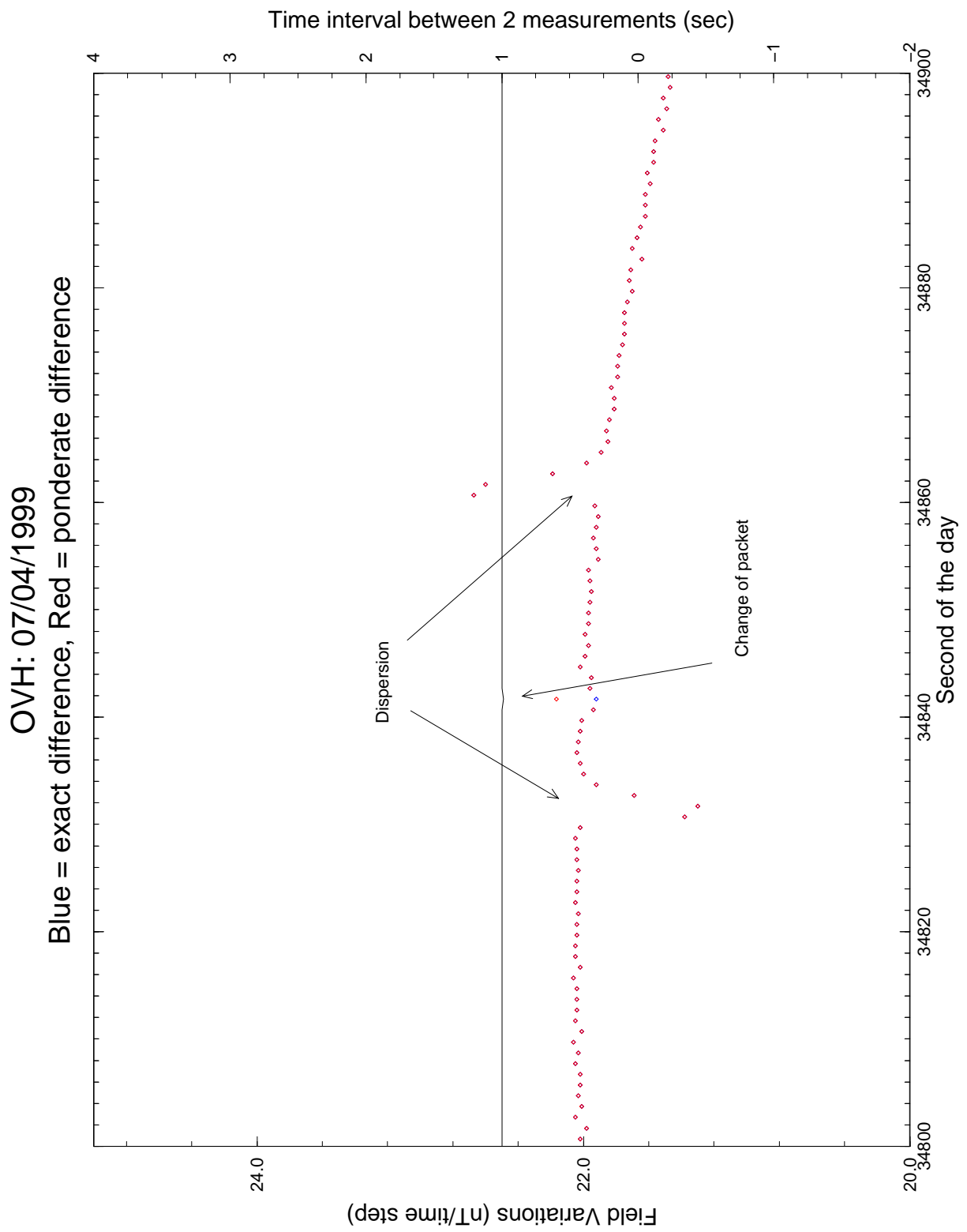


Figure 7. April, 7th: OVH data dispersion — zoom near 09h41'.

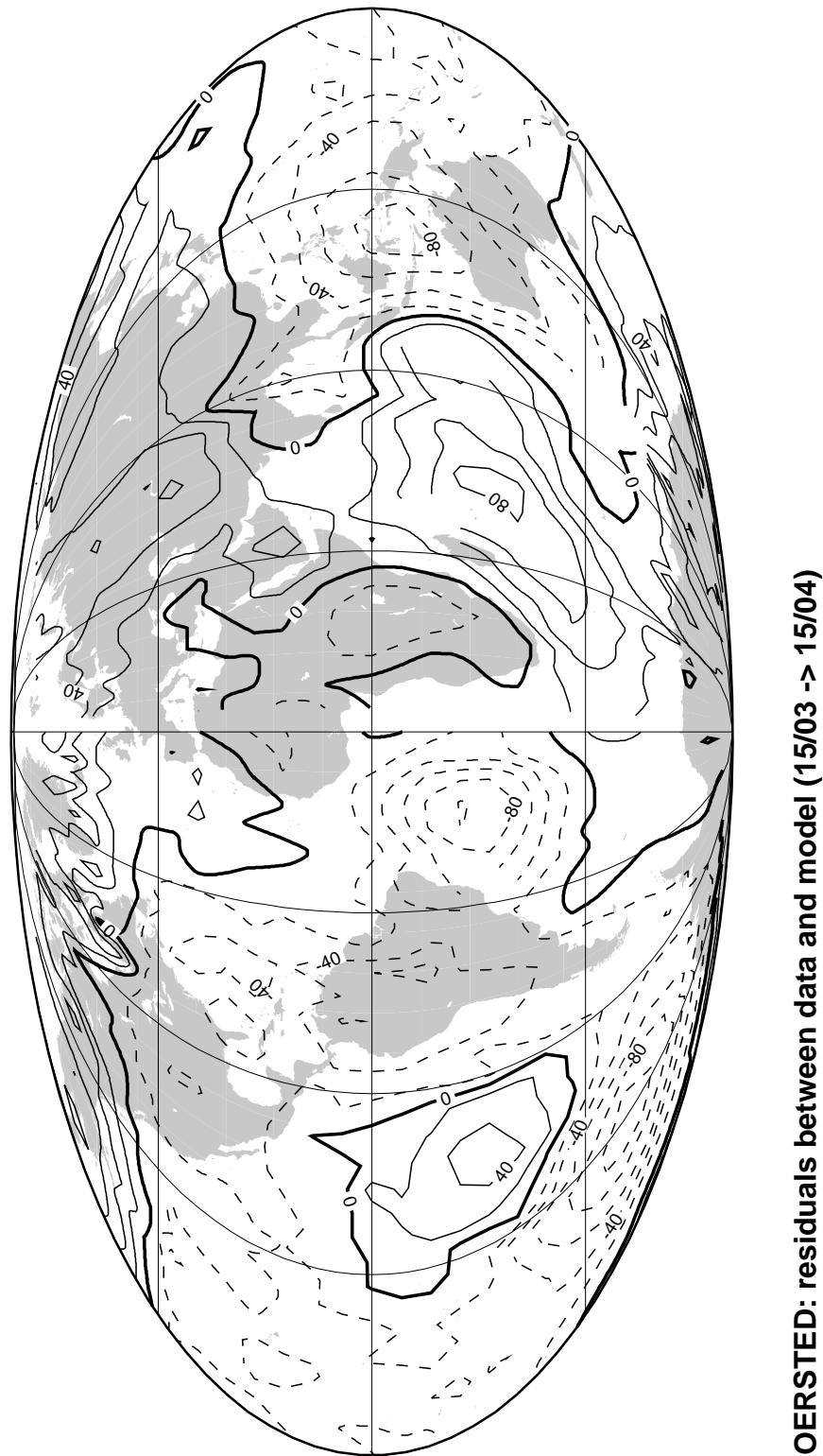


Figure 8. From March, 15th, to April, 15th: residuals between OVH and predicted data averaged on 6° squares (dashed lines = negative residuals, solid lines = positive residuals).

Table 1. April, 23rd: GPS data converted to geocentric coordinates.

year	day	hour	min	sec	R	lat	lon	tof	comment
1999	113	00	22	25.000	7162.553	-33.609	201.975	433358	file 1 beg
1999	113	00	22	26.000	7162.436	-33.550	201.961	433359	
1999	113	00	22	27.000	7162.319	-33.491	201.947	433360	
				28				433361	no data
1999	113	00	22	29.000	7162.089	-33.373	201.919	433362	
...	
1999	113	00	23	29.000	7155.057	-29.828	201.111	433422	
1999	113	00	23	30.000	7154.940	-29.769	201.098	433423	
				31				433424	no data
1999	113	00	23	32.000	7154.701	-29.650	201.072	433425	
1999	113	00	23	33.000	7154.583	-29.591	201.059	433426	file1 end $\Delta t = 2$ sec
1999	113	00	23	35.000	7154.466	-29.532	201.046	433427	file 2 beg
1999	113	00	23	36.000	7154.347	-29.473	201.033	433428	
1999	113	00	23	37.000	7154.230	-29.413	201.020	433429	
1999	113	00	23	38.000	7154.111	-29.354	201.007	433430	
1999	113	00	23	39.000	7153.993	-29.295	200.994	433431	
...	
1999	113	00	24	38.000	7146.948	-25.798	200.241	433490	
1999	113	00	24	39.000	7146.828	-25.739	200.228	433491	
1999	113	00	24	40.000	7146.708	-25.679	200.216	433492	
				41				433493	no data
1999	113	00	24	42.000	7146.469	-25.561	200.191	433494	file 2 end $\Delta t = 0$ sec
1999	113	00	24	42.000	7146.347	-25.501	200.178	433495	file 3 beg
1999	113	00	24	43.000	7146.228	-25.442	200.166	433496	
1999	113	00	24	44.000	7146.106	-25.383	200.153	433497	
1999	113	00	24	45.000	7145.987	-25.323	200.141	433498	
...	
1999	113	00	25	42.000	7139.092	-21.935	199.444	433555	
1999	113	00	25	43.000	7138.971	-21.876	199.432	433556	
1999	113	00	25	44.000	7138.848	-21.816	199.419	433557	
1999	113	00	25	45.000	7138.727	-21.757	199.407	433558	
1999	113	00	25	46.000	7138.607	-21.697	199.395	433559	file 3 end

Table 2. April, 16th: OVH calibration gap (normal mode).

OBC time (sec)	time step	Field value (nT)	Exact dif.	Ponderate dif.	Comments
...	
780.697	1.000	23108.600	1.400	1.400	
781.697	1.000	23110.050	1.450	1.450	
782.697	1.000	23111.530	1.480	1.480	
783.697	1.000	23113.060	1.530	1.530	
784.697	1.000	23114.670	1.610	1.610	
846.924	62.227	23330.290	215.620	3.465	Calibration
847.924	1.000	23335.540	5.250	5.250	
848.924	1.000	23340.910	5.370	5.370	
849.924	1.000	23346.270	5.360	5.360	
850.924	1.000	23351.690	5.420	5.420	
851.924	1.000	23357.220	5.530	5.530	
...	

Table 3. April, 16th: closing packet error during calibration.

OBC time (sec)	time step	Field value (nT)	Exact dif.	Ponderate dif.	Comments
...	
30784.144	1.000	27028.880	-2.150	-2.150	
30785.144	1.000	27026.790	-2.090	-2.090	
30786.144	1.000	27024.800	-1.990	-1.990	
30787.144	1.000	27022.860	-1.940	-1.940	
30788.144	1.000	27021.060	-1.800	-1.800	file 1 end
30789.948	1.804	27019.310	-1.750	-0.970	file 2 beg
30790.948	1.000	27068.950	49.640	49.640	
30791.948	1.000	27072.470	3.520	3.520	
30792.948	1.000	27076.070	3.600	3.600	
30793.948	1.000	27079.780	3.710	3.710	
...	256 values
31040.948	1.000	30486.400	21.450	21.450	
31041.948	1.000	30507.890	21.490	21.490	
31042.948	1.000	30529.390	21.500	21.500	
31043.948	1.000	30550.930	21.540	21.540	
31044.948	1.000	30572.540	21.610	21.610	file 2 end
31102.002	57.054	30594.190	21.650	0.379	file 3 beg
31103.002	1.000	30615.840	21.650	21.650	
31104.002	1.000	30637.550	21.710	21.710	
31105.002	1.000	30659.280	21.730	21.730	
31106.002	1.000	30681.070	21.790	21.790	
...	

Table 5. April, 16th: time jumps between OVH packets.

OBC time (sec)	time step	Exact dif.	Pond. dif.	Comments	correct time
784.697	1.000	1.610	1.610		
846.924	62.227	215.620	3.465	Calibration	846.896
847.924	1.000	5.250	5.250		847.896
...		
1101.924	1.000	16.360	16.360	end of Packet1	1101.986
1102.896	0.972	16.380	16.852	beg of Packet2	
1103.896	1.000	16.450	16.450		
...		
1869.896	1.000	12.440	12.440	end of Packet4	
1870.938	1.042	12.390	11.891	beg of Packet5	1870.896
1871.938	1.000	12.350	12.350		1871.896
...		
2125.938	1.000	-0.340	-0.340	end of Packet5	2125.896
2126.896	0.958	-0.390	-0.407	beg of Packet6	
2127.896	1.000	-0.430	-0.430		
...		
3149.895	1.000	-23.320	-23.320	end of Packet9	
3150.932	1.037	-23.330	-22.498	beg of Packet10	3150.895
3151.932	1.000	-23.320	-23.320		3151.895
...		
3405.932	1.000	-16.920	-16.920	end of Packet10	3405.895
3406.917	0.985	-16.880	-17.137	beg of Packet11	3406.895
3407.917	1.000	-16.750	-16.750		3407.895
...		
3534.917	1.000	-9.560	-9.560	end of Packet11	3534.895
3536.915	1.998	-19.050	-9.535	Packet12	3536.895
3536.932	0.017	0.000	0.000	beg of Packet13	3536.895
3537.932	1.000	-9.470	-9.470		3537.895
...		
3791.932	1.000	-3.170	-3.170	end of Packet13	3791.894
3792.894	0.962	-3.140	-3.264	beg of Packet14	
3793.894	1.000	-3.100	-3.100		
...		
5327.894	1.000	15.910	15.910	end of Packet19	
5328.900	1.006	15.870	15.775	beg of Packet20	5328.894
5329.900	1.000	15.820	15.820		5329.894
...		
5583.900	1.000	0.880	0.880	end of Packet20	5583.893
5584.893	0.993	0.860	0.866	beg of Packet21	
5585.893	1.000	0.750	0.750		
...		
6784.893	1.000	-4.880	-4.880	end of Packet25	
6847.727	62.834	-168.690	-2.685	Calibration	
6848.727	1.000	-0.520	-0.520		

Table 6. April, 7th: dispersion in OVH measurements.

OBC time (sec)	time step	Field value	Exact dif.	Pond. dif.	comments
34820.699	1.000	31220.690	22.040	22.040	
34821.699	1.000	31242.720	22.030	22.030	
34822.699	1.000	31264.770	22.050	22.050	
34823.699	1.000	31286.810	22.040	22.040	
34824.699	1.000	31308.850	22.040	22.040	
34825.699	1.000	31330.880	22.030	22.030	
34826.699	1.000	31352.920	22.040	22.040	
34827.699	1.000	31374.960	22.040	22.040	
34828.699	1.000	31397.010	22.050	22.050	
34829.699	1.000	31419.030	22.020	22.020	
34830.699	1.000	31440.410	21.380	21.380	low value
34831.699	1.000	31461.710	21.300	21.300	low value
34832.699	1.000	31483.400	21.690	21.690	low value
34833.699	1.000	31505.320	21.920	21.920	low value
34834.699	1.000	31527.320	22.000	22.000	
34835.699	1.000	31549.340	22.020	22.020	
34836.699	1.000	31571.380	22.040	22.040	
34837.699	1.000	31593.410	22.030	22.030	
34838.699	1.000	31615.430	22.020	22.020	
34839.699	1.000	31637.440	22.010	22.010	
34840.699	1.000	31659.380	21.940	21.940	
34841.688	0.989	31681.300	21.920	22.164	change of packet
34842.688	1.000	31703.260	21.960	21.960	
34843.688	1.000	31725.210	21.950	21.950	
34844.688	1.000	31747.230	22.020	22.020	
...	normal values
34856.688	1.000	32010.730	21.940	21.940	
34857.688	1.000	32032.650	21.920	21.920	
34858.688	1.000	32054.560	21.910	21.910	
34859.688	1.000	32076.490	21.930	21.930	
34860.688	1.000	32099.160	22.670	22.670	high value
34861.688	1.000	32121.760	22.600	22.600	high value
34862.688	1.000	32143.950	22.190	22.190	high value
34863.688	1.000	32165.930	21.980	21.980	high value
34864.688	1.000	32187.820	21.890	21.890	
34865.688	1.000	32209.670	21.850	21.850	
34866.688	1.000	32231.530	21.860	21.860	
34867.688	1.000	32253.370	21.840	21.840	
34868.688	1.000	32275.180	21.810	21.810	
34869.688	1.000	32296.990	21.810	21.810	
34870.688	1.000	32318.820	21.830	21.830	

Suivi de la calibration du magnétomètre en vol

La plupart des problèmes énumérés dans ce rapport technique ont été résolus en collaboration avec les équipes danoises. La seule incertitude restante concerne la dispersion des données scalaires. Toutefois, cette dispersion est relativement faible (à la fois en fréquence d'occurrence et en amplitude), et peut facilement être détectée. Un autre aspect de la validation scientifique des mesures du magnétomètre scalaire est sa calibration.

Le magnétomètre OVH mesure la fréquence de précession des protons, qui est exprimée par rapport à celle d'un quartz de référence, qui elle peut dériver. Cette dérive est normale, car elle est liée à la fois à l'usure du quartz, et à des facteurs externes tels que la température ou le taux d'humidité. La mesure de la fréquence propre du quartz ne peut se faire qu'en arrêtant les mesures — ce qui, au début de la mission, était la cause de nombreux problèmes (Langlais *et al.*, 1999). Il suffit de compter le nombre d'oscillations du quartz durant un temps donné, et de comparer la valeur obtenue à celle mesurée avant le lancement (la fréquence dite de référence). À chaque fois, plusieurs mesures successives sont effectuées. Sur la figure 1.6 les points alignés verticalement représentent la dispersion observée. Cette dispersion est due à l'incertitude sur le temps que dure la calibration. Sa durée nominale est égale à 20 secondes, mais il subsiste une erreur sur cette durée de l'ordre de 12 ppm. C'est donc la moyenne des mesures effectuées de manière rapprochée qui est retenue.

Nous avons, à plusieurs occasions, déterminé la fréquence à utiliser pour corriger les données. Cette correction s'exprime :

$$F = F_{\text{mes}} \times \frac{F_{\text{vol}}}{F_{\text{ref}}} \quad (1.1)$$

où F_{vol} et F_{ref} sont les fréquences mesurées en vol et de référence du quartz, et F_{mes} et F sont les valeurs de l'intensité du champ magnétique mesurées et vraies (ou corrigées). Si F_{ref} est connue (114289,062 Hz), il faut trouver une manière — simple et précise — d'exprimer les variations de F_{vol} en fonction du temps.

Les données de F_{vol} sont représentées sur la figure 1.6. Cette figure révèle un comportement oscillant, dont la période est difficile à déterminer car le cycle

ne semble pas être couvert entièrement. Toutefois, il semblerait que sa durée soit d'environ 800 jours, ce qui correspond au temps que met le satellite pour couvrir toutes les heures locales. Nous avons essayé plusieurs types de régression pour prédire ou moyenner le comportement de F_{vol} . Les deux principaux étaient un polynôme de degré 4 et une succession de régressions linéaires (figure 1.6). Il a finalement été décidé de privilégier les régressions linéaires successives, car le changement de pente (observé dans les nouvelles données) n'implique pas de nouvelles corrections pour les données antérieures. Les paramètres retenus (et appliqués par l'ØSDC) sont repris dans le tableau 1.1.

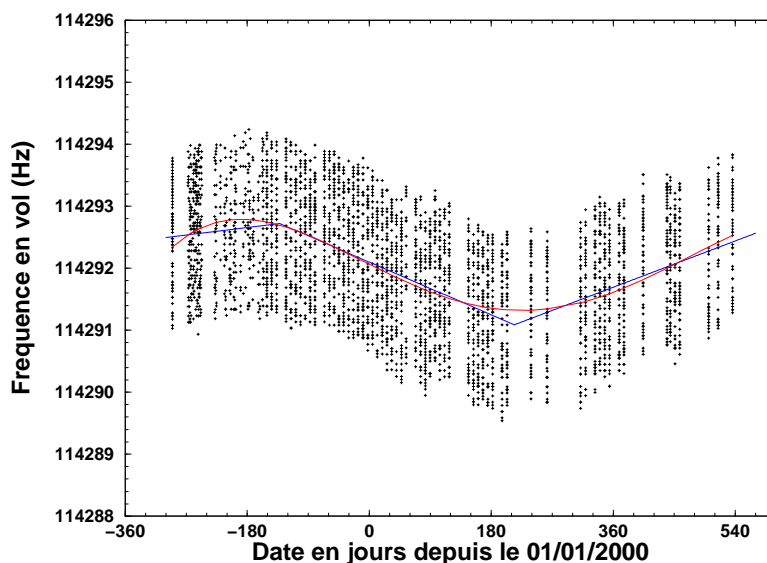


FIG. 1.6 – Valeurs mesurées de la fréquence propre du quartz de l'OVH et régressions appliquées : polynôme de degré 4 et régressions linéaires successives.

Date de début	Date de fin	Constante (Hz)	Pente (Hz/jour)
-290	-132	114292,9	0,001344386
-132	214	114292,1	-0,004718522
214	???	114290,2	0,004151631

TAB. 1.1 – Paramètres des régressions linéaires.

Il faut cependant noter la bonne stabilité de la fréquence du quartz. Les

données du constructeur indiquent un vieillissement de l'ordre de $3 \cdot 10^{-6}$ /an, soit une variation de 0,3 Hz/an environ. Les variations observées sont de l'ordre de ± 2 Hz par an, ce qui correspond pour un champ magnétique de l'ordre de 30000 nT à une variation de 0,5 nT environ.

Le satellite Ørsted, initialement prévu pour une durée de 14 mois, a d'ores et déjà volé pendant près de 30 mois, et devrait continuer à fournir des mesures pendant quelques années encore, à condition que l'ØSDC continue à être financé, et que les performances des instruments continuent à être satisfaisantes. Nous verrons dans le chapitre 3 une partie des résultats importants apportés par le satellite Ørsted, notamment sur la connaissance de la variation séculaire sur des échelles de temps relativement courtes, et sur la connaissance des anomalies magnétiques lithosphériques.

1.3.4 La décennie de la recherche en géopotential

Le lancement du satellite Ørsted a en fait marqué le début d'une nouvelle ère spatiale, la *décennie de la recherche en géopotential*⁶. Alors que pendant près de 20 ans presque aucun projet n'avait abouti, de nombreux satellites ont été lancés depuis. L'ensemble des missions, lancées, acceptées ou proposées, est repris par la figure 1.7.

Les missions les plus importantes et déjà lancées sont CHAMP et SAC-C, car ces satellites embarquent à bord des magnétomètres scalaires et vectoriels, et sont de plus dotés de systèmes de restitution d'orbite précis.

CHAMP (CHALLENGING Minisatellite Payload)⁷ est une mission d'initiative allemande, avec une collaboration danoise, française et américaine. Il embarque à bord à la fois des magnétomètres, mais aussi des accéléromètres, pour étudier les anomalies gravimétriques. Le lancement a eu lieu le 15 juillet 2000. Son orbite est quasi-circulaire, avec une altitude initiale de 454 km. Une telle orbite a été choisie pour que le satellite puisse voler pendant 5 années. Les derniers mois de la mission devraient s'effectuer à une altitude inférieure à 300 km. Les performances techniques de cette mission sont prometteuses. Un appel d'offre scientifique a été

⁶http://denali.gsfc.nasa.gov/research/mag_field/purucker/mag_missions.html

⁷http://op.gfz-potsdam.de/champ/index_CHAMP.html

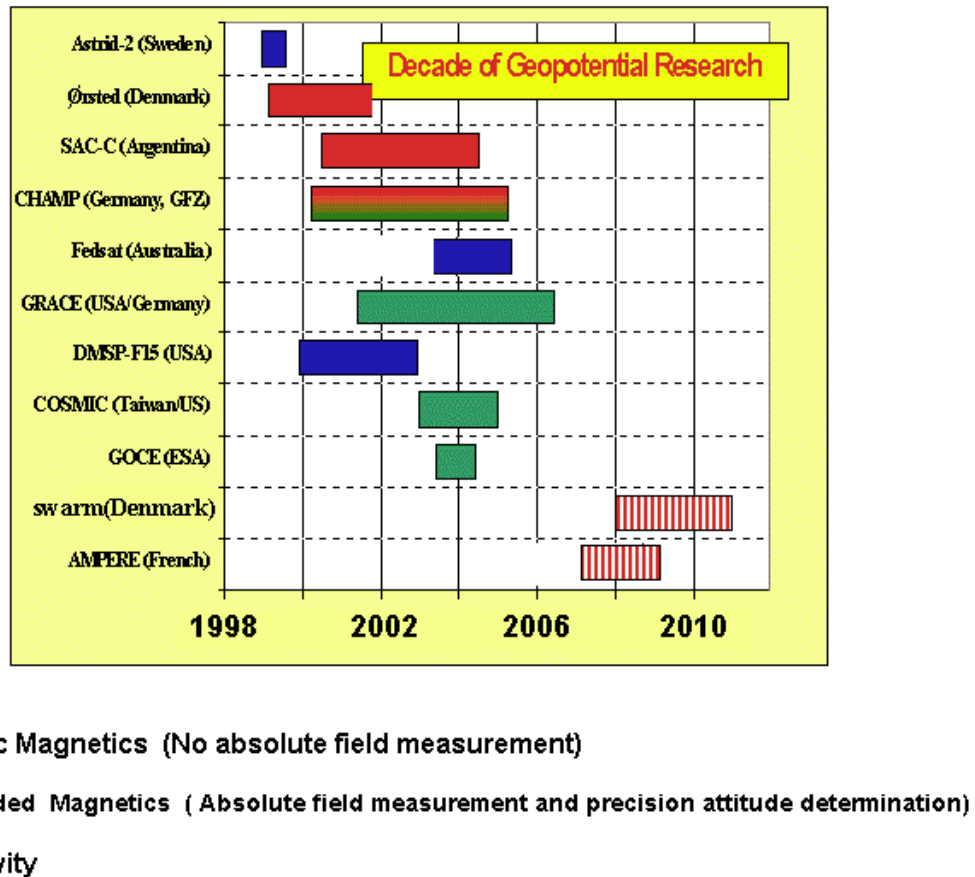


FIG. 1.7 – Missions satellitaires de la “décennie de recherche en géopotential” (©Mike Purucker, GSFC/NASA).

émis en juin 2001, et les premières données devraient être disponibles début 2002 (la calibration et la validation des données étant très longues).

SAC-C (Satellite de Aplicaciones Cientificas-C)⁸ est un satellite argentin, avec une collaboration américaine et danoise. Il embarque à bord non seulement des magnétomètres scalaires et vectoriels, mais aussi une expérience GPS, et des caméras destinées à imager les continents et leurs côtes. Il a été lancé le 18 novembre 2000, sur une orbite héliosynchrone 10h/22h à une altitude moyenne de 700 km. Sa durée de vie est estimée à 4 années.

⁸<http://pao.gsfc.nasa.gov/gsf/missions/projects/sac-c.htm>

Chapitre 2

Modélisation du champ magnétique terrestre

Dans ce chapitre, nous donnons les expressions mathématiques nécessaires à la modélisation du champ magnétique. Après avoir rappelé les techniques d'inversion, nous présentons deux types de modèles, l'un dit de référence, et l'autre basé sur les données du satellite Ørsted.

2.1 Description mathématique

Dans un milieu dépourvu de sources, le champ magnétique \vec{B} vérifie les équations :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \vec{0} \quad (2.1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.2)$$

On peut déduire de l'équation 2.1 que \vec{B} dérive d'un potentiel scalaire V qui, d'après l'équation 2.2, vérifie l'équation de Laplace dans un domaine simplement connexe :

$$\vec{B} = -\vec{\nabla}V \quad (2.3)$$

$$\Delta V = 0 \quad (2.4)$$

Gauss (1839) écrit la solution sous la forme d'un développement en harmoniques sphériques du potentiel scalaire V . À la surface d'une sphère, il est écrit

comme la somme de deux potentiels :

$$V(r, \theta, \phi) = V_i(r, \theta, \phi) + V_e(r, \theta, \phi) \quad (2.5)$$

$$= a \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} (g_n^m \cos m\phi + h_n^m \sin m\phi) P_n^m(\cos \theta) \quad (2.6)$$

$$+ a \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{r}{a}\right)^n (q_n^m \cos m\phi + s_n^m \sin m\phi) P_n^m(\cos \theta) \quad (2.7)$$

où V_i et V_e sont les potentiels interne et externe, exprimés dans le repère géocentrique sphérique (r, θ, ϕ) . La surface de référence est définie par son rayon égal à a . Le degré et l'ordre des termes du développement sont n et m . (g_n^m, h_n^m) et (q_n^m, s_n^m) sont les coefficients de Gauss internes et externes. P_n^m désigne la fonction associée de Legendre, semi-normalisée au sens de Schmidt (Langel, 1987).

La longueur d'onde spatiale horizontale associée à une harmonique de degré n est approximée par $\lambda = 2\pi r/n$. Le développement en harmoniques sphériques est limité en fonction de la résolution recherchée ou imposée par la distribution géographique des données.

À la surface de la Terre (dans un observatoire par exemple), le potentiel interne correspond aux sources nucléaires et lithosphériques, et le potentiel externe aux sources ionosphériques et magnétosphériques. À l'altitude satellitaire, ces potentiels correspondent aux sources nucléaires, lithosphériques et ionosphérique d'une part, et aux sources magnétosphériques, d'autre part. Par la suite nous distinguerons donc V_{int} pour le champ nucléaire et lithosphérique, V_{iono} pour le champ ionosphérique, et V_{mag} pour le champ magnétosphérique.

Nous pouvons écrire les expressions pour V_{int} et pour V_{mag} , en utilisant les équations 2.6 et 2.7 :

$$V_{int} = V_i \quad (2.8)$$

$$V_{mag} = V_e \quad (2.9)$$

L'expression de V_{iono} dépend de l'altitude à laquelle le champ est observé. À la surface de la Terre, ce potentiel s'exprime en fonction de (c_n^m, d_n^m) (Sabaka et Baldwin, 1993) :

$$V_{iono}(r, \theta, \phi) = a \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{r}{a}\right)^n (c_n^m \cos m\phi + d_n^m \sin m\phi) P_n^m(\cos \theta) \quad (2.10)$$

L'écriture du potentiel ionosphérique sera différente à l'altitude du satellite. En supposant que le champ ionosphérique est créé par des courants circulant dans une coquille sphérique mince à une altitude h égale à 110 km, nous pouvons écrire l'équation de continuité de sa dérivée radiale à travers sa surface :

$$-\frac{\partial V_{iono}}{\partial r}\Big|_{r=(a+h)^-} = -\frac{\partial V_{iono}}{\partial r}\Big|_{r=(a+h)^+} \quad (2.11)$$

En combinant les équations 2.10 et 2.11, nous obtenons à l'altitude du satellite :

$$\begin{aligned} V_{iono}(r, \theta, \phi) = & a \sum_{n=1}^{\infty} -\left(\frac{n}{n+1}\right) \left(\frac{a+h}{a}\right)^{2n+1} \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} \\ & \cdot \sum_{m=0}^n (c_n^m \cos m\phi + d_n^m \sin m\phi) P_n^m(\cos \theta) \end{aligned} \quad (2.12)$$

Les composantes (B_r, B_θ, B_ϕ) ou (X, Y, Z) du champ magnétique \vec{B} s'expriment à partir de l'équation 2.3, en introduisant les expressions des potentiels 2.8, 2.9, 2.10 et 2.12 :

$$B_r = -Z = -\frac{\partial}{\partial r} (V_{int} + V_{mag} + V_{iono}) \quad (2.13)$$

$$B_\theta = Y = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (V_{int} + V_{mag} + V_{iono}) \quad (2.14)$$

$$B_\phi = -X = -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} (V_{int} + V_{mag} + V_{iono}) \quad (2.15)$$

Nous voyons ainsi que seule l'utilisation de mesures de surface et de mesures satellitaires permet la séparation des sources ionosphériques des autres sources. En réalité, cela est difficile à faire, car les mesures définitives des observatoires ne sont en général pas disponibles avant une dizaine de mois. De plus, le champ ionosphérique, ainsi que le champ magnétosphérique, ne varie pas sur des échelles de temps comparables à celles du champ interne. La détermination précise des coefficients de Gauss externes nécessite à la fois une couverture géographique très bonne, mais également une couverture en temps local complète. Pour toutes ces raisons, nous nous sommes limités à la modélisation du champ interne et de la partie statique du champ magnétosphérique, en sélectionnant les mesures magnétiques d'une manière adéquate. Le champ ionosphérique est ignoré (mais réduit au minimum par la sélection des données).

2.2 Expression et résolution du problème inverse

Le problème consiste à retrouver la valeur des coefficients de Gauss à partir des mesures magnétiques. La méthode que nous avons choisie est celle des moindres carrés (Tarantola, 1997), qui consiste à minimiser le carré de l'écart entre une mesure donnée et la prédiction localisée au même endroit.

Dans le cas idéal où les données dont nous disposons sont vectorielles, il n'existe qu'une seule solution. La résolution est alors directe. Dans notre cas, nous disposons d'une combinaison des composantes (X, Y, Z, F, H, D, I). Comme F n'est pas linéairement reliée aux coefficients de Gauss, nous avons utilisé une méthode itérative, introduite par Cain *et al.* (1965). Nous considérons C_i^{obs} , la mesure i d'une des composantes du champ magnétique, associée à sa position (r_i, θ_i, ϕ_i) et sa date t_i . Nous pouvons exprimer χ^2 , la quantité à minimiser :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{obs}} \omega_i^C \left(C_i^{obs} - C^{mod}(g, r_i, \theta_i, \phi_i, t_i) \right)^2 \quad (2.16)$$

Dans cette équation ω_i^C est le poids attribué à la composante C de la mesure i . C^{mod} est le champ prédit pour la position et la date de C_i^{obs} , à partir du jeu de coefficients g . La linéarisation du problème se fait grâce à un développement en série de Taylor au premier ordre, autour d'une solution approchée. L'expression de C^{mod} est :

$$C^{mod} \simeq C_0^{mod} + \sum_{k=1}^N \left(\frac{\partial C}{\partial g_k} \right)_{g_0} \delta g_k \quad (2.17)$$

C_0^{mod} et $\left(\frac{\partial C}{\partial g_k} \right)_{g_0}$ sont les valeurs de C^{mod} et de ses dérivées par rapport à g_k calculés en une solution approchée g_0 . La solution g est atteinte lorsque $\left(\frac{\partial \chi^2}{\partial g_k} \right)_{g_0} \simeq \left(\frac{\partial \chi^2}{\partial g_k} \right)_{g_0} = 0$. En introduisant l'équation 2.17 dans l'équation 2.16, nous obtenons :

$$\left(\frac{\partial \chi^2}{\partial g_k} \right)_{g_0} = 0 = -2 \sum_{i=1}^{N_{obs}} \omega_i^C \left[C_i^{obs} - C_0^{mod} - \sum_{j=1}^N \left(\frac{\partial C}{\partial g_j} \right)_{g_0} \delta g_j \right] \left(\frac{\partial C}{\partial g_k} \right)_{g_0} \quad (2.18)$$

Pour le coefficient j , l'équation normale s'écrit :

$$\sum_{j=1}^N \left(\sum_{i=1}^{N_{obs}} \omega_i^C \left(\frac{\partial C}{\partial g_j} \right)_{g_0} \left(\frac{\partial C}{\partial g_k} \right)_{g_0} \right) \delta g_j = \sum_{i=1}^{N_{obs}} \omega_i^C \left(C_i^{obs} - C_0^{mod} \right) \left(\frac{\partial C}{\partial g_k} \right)_{g_0} \quad (2.19)$$

Nous pouvons alors utiliser les composantes du champ magnétique, pour écrire le système d'équations à résoudre :

$$\sum_{j=1}^N x_j a_{jk} = b_k \quad (2.20)$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{l} x_j = \delta g_j \\ a_{jk} = \sum_{i=1}^{N_x} \omega_i^X \left(\frac{\partial X}{\partial g_j} \right)_{g_0} \left(\frac{\partial X}{\partial g_k} \right)_{g_0} + \sum_{i=1}^{N_y} \omega_i^Y \left(\frac{\partial Y}{\partial g_j} \right)_{g_0} \left(\frac{\partial Y}{\partial g_k} \right)_{g_0} \\ \quad + \sum_{i=1}^{N_z} \omega_i^Z \left(\frac{\partial Z}{\partial g_j} \right)_{g_0} \left(\frac{\partial Z}{\partial g_k} \right)_{g_0} + \sum_{i=1}^{N_f} \omega_i^F \left(\frac{\partial F}{\partial g_j} \right)_{g_0} \left(\frac{\partial F}{\partial g_k} \right)_{g_0} \\ b_k = \sum_{i=1}^{N_x} \omega_i^X \left(\frac{\partial X}{\partial g_k} \right)_{g_0} (X_i^{obs} - X_0^{mod}) + \sum_{i=1}^{N_y} \omega_i^Y \left(\frac{\partial Y}{\partial g_k} \right)_{g_0} (Y_i^{obs} - Y_0^{mod}) \\ \quad + \sum_{i=1}^{N_z} \omega_i^Z \left(\frac{\partial Z}{\partial g_k} \right)_{g_0} (Z_i^{obs} - Z_0^{mod}) + \sum_{i=1}^{N_f} \omega_i^F \left(\frac{\partial F}{\partial g_k} \right)_{g_0} (F_i^{obs} - F_0^{mod}) \end{array} \right. \quad (2.21)$$

Il suffit alors de considérer un modèle initial relativement proche de la solution (Ultré-Guérard (1996) a estimé l'écart quadratique moyen maximal entre le modèle initial et le modèle final à 10000 nT environ). Les intervalles de temps ($t - T_0$) considérés dans cette étude étant courts (au plus une vingtaine de mois), nous supposons une variation séculaire linéaire, dont nous tenons compte en introduisant une dépendance temporelle des coefficients :

$$g(t) = g(T_0) + \dot{g}(t - T_0) \quad (2.22)$$

2.3 Les modèles géomagnétiques internationaux de référence

Depuis 1965, des modèles du champ géomagnétique interne sont publiés par l'Association Internationale de Géomagnétisme et d'Aéronomie (AIGA, ou IAGA en anglais), association membre de l'Union Internationale de Géophysique et de Géodésie (UIGG, ou IUGG en anglais). Ces modèles sont dénommées IGRF (International Geomagnetic Reference Field) et/ou DGRF (Definitive Geomagnetic

Reference Field). Les modèles IGRF sont des modèles prédictifs, avec un modèle de champ principal, valable pour une époque (en général le 1^{er} janvier de l'année), et un modèle de variation séculaire, valable pour les cinq années à venir. Ces modèles sont publiés avant le début de la période concernée, et sont la plupart du temps extrapolés car basés sur des données antérieures. Les modèles DGRF sont quant à eux définitifs, et ne contiennent pas de partie variation séculaire. Ils sont basés sur toutes les données disponibles de la période concernée et ne sont donc publiés que postérieurement à leur époque de validité. Le champ magnétique à une époque donnée est calculé par interpolation linéaire entre deux modèles successifs.

Les modèles IGRF et DGRF surtout servent de base commune : ainsi les différentes équipes travaillant sur des sujets identiques peuvent comparer leurs résultats, et éventuellement les améliorer. L'utilisation des modèles IGRF et DGRF reste appropriée, à condition qu'il n'y ait pas de moyens plus précis pour décrire le champ magnétique (mais cela est rare). De plus, les modèles IGRF et DGRF fournissent une base unique pour comparer des études menées à différentes époques, puisque ces modèles ont le même degré de développement au cours du temps. En ce qui concerne les études magnétosphériques, les cartes de déclinaison, la navigation, et pour beaucoup d'études de surface (qu'elles soient terrestres ou aéroportées), l'IGRF est l'un des seuls moyens pour ôter des mesures magnétiques le champ normal (ou principal). Une autre méthode est la méthode dite polynomiale (voir par exemple Le Mouél, 1969), mais cela concerne des longueurs d'onde différentes.

Dans la suite, nous revenons sur le calcul du modèle IGRF 2000, avec un historique général des IGRF et DGRF de 1900 à nos jours, la présentation du modèle candidat pour l'IGRF 2000 (Langlais et Manda, 2000), le test (Manda et Langlais, 2000) des différents modèles candidats proposés par les équipes scientifiques russe (Golovkov *et al.*, 2000), anglo-américaine (Macmillan et Quinn, 2000) et française (Langlais et Manda, 2000), et sur le calcul et le choix du modèle définitif (Lowe *et al.*, 2000). Ce travail sur l'IGRF 2000 a fait l'objet d'un numéro spécial de *Earth, Planets and Space* (2000), édité par Mioara Manda (présidente du groupe de travail V-8 de l'IAGA), Susan Macmillan et Frank Lowe.

2.3.1 Historique

2.3.1.1 Le premier modèle

L'idée d'un modèle de champ magnétique international a été avancée en 1954 à Toronto, lors d'un meeting de l'IAGA (IAGA Bulletin, 1958). L'objet principal d'un tel modèle était de "disposer d'une base commune pour le calcul du champ magnétique principal et pour homogénéiser les résultats des études portant sur les anomalies crustales (en retirant les tendances), les courants ionosphériques et magnétosphériques (par calcul de résidus), la morphologie des lignes de champ." (Zmuda, 1971a).

Le premier modèle IGRF a été adopté en 1969. Sa validation a été un processus très long (Zmuda, 1971a). Ce premier modèle, appelé IGRF 1965 (donc valable pour le 1^{er} janvier 1965) était supposé être valide rétrospectivement jusqu'au 1^{er} janvier 1955. Parce que rien ne permet (à l'heure actuelle) de prédire la variation séculaire, aucune date limite de validité n'avait été fixée. Son développement était jusqu'au degré 8, pour le champ principal et la variation séculaire. Le modèle retenu était en fait la moyenne de plusieurs modèles candidats : quatre pour le champ principal (Cain *et al.*, 1967; Fougere, 1969; IZMIRAN, 1967; Malin, 1968), et un modèle de plus pour la variation séculaire (Hurwitz, 1968).

2.3.1.2 Les modèles IGRF de 1900 à 1995

L'IGRF 1965 s'est très vite avéré peu précis (Dawson et Newitt, 1978). Il a donc été révisé en 1975, avec une partie champ principal (l'IGRF 1965 extrapolé au 1^{er} janvier 1975, pour garder une continuité dans les modèles), et une partie variation séculaire de 1975 à 1980, recalculée jusqu'au degré 8. Comme l'IGRF 1975 correspond au modèle IGRF 1965 extrapolé, les erreurs étaient très importantes, atteignant par endroits plusieurs centaines de nT (Langel, 1992).

Cette politique de continuité a été changée pour l'IGRF 1980, la troisième génération. Ce modèle a été adopté en 1981 à Edimbourg. Lors de cette assemblée, des versions révisées des modèles pour 1965, 1970 et 1975 ont été adoptées sous le terme de DGRF, avec un développement pour le champ principal jusqu'au degré 10. Ces modèles étaient la moyenne de trois modèles, proposés par la NASA (USA

— Langel *et al.* (1982)), par l'Institute of Geological Sciences (Royaume Uni — Barraclough *et al.* (1982)), et par le Geological Survey (USA — Peddie et Fabiano (1982)). La variation séculaire a été considérée linéaire entre 1965 et 1970 et entre 1970 et 1975. D'autre part, un modèle IGRF 1980 a été proposé et accepté. Ce modèle était basé sur les données du satellite MAGSAT. Un modèle de variation séculaire, pour 1980-1985, y a été adjoint. La variation séculaire entre 1975 et 1980 a été calculée comme étant linéaire entre le DGRF 1975 et l'IGRF 1980.

En 1985, lors de l'assemblée de l'IAGA à Prague, a été adopté le modèle IGRF 1985. Ce modèle reprenait en fait le modèle dit GSFC(12/83) de Langel et Estes (1985), jusqu'au degré 10 pour le champ principal et jusqu'au degré 8 pour la variation séculaire (Barraclough *et al.*, 1987). Lors de cette même assemblée ont été présentés les modèles candidats pour les IGRF 1945, 1950, 1955 et 1960. Mais parce que ces modèles apparaissaient perfectibles, un groupe de travail a été mis en place pour les améliorer. Ils ont été modifiés et validés en tant que DGRF en 1987, constituant ainsi la cinquième génération de l'IGRF. Comme le signalent Langel *et al.* (1988), c'est l'une des premières fois qu'une réelle collaboration internationale se met en place pour fournir un jeu de données le plus complet possible.

La sixième génération de l'IGRF a été adoptée en 1991 à Vienne. Parallèlement à l'adoption du modèle IGRF 1990, accompagné d'une variation séculaire de 1990 à 1995, le modèle DGRF 1985 a été validé (Langel, 1992). Trois modèles ont été proposés pour la variation séculaire (Barraclough *et al.*, 1992; Bondar et Golovkov, 1992; Peddie, 1992), mais l'un d'entre-eux n'a pas été pris en compte dans certaines régions.

L'IGRF a été révisé une sixième fois en 1995 à Boulder, amenant ainsi la septième génération de l'IGRF. Trois périodes étaient concernées. Tout d'abord, il s'agissait de proposer des modèles IGRF pour la période 1900-1940. De plus, un modèle DGRF 1990 a été adopté. Enfin, l'IGRF 1995, jusqu'au degré 10, avec une variation séculaire jusqu'au degré 8, a été adopté. Les modèles de 1900-1940 n'ont pas été désignés DGRF, laissant ainsi la porte ouverte à d'éventuelles améliorations.

L'ensemble de ces révisions aboutit aujourd'hui à une série de modèles IGRF

et DGRF, valides de 1900 à 2000 (avec un modèle tous les cinq ans), et calculés jusqu'au degré 10. Nous reviendrons dans la conclusion sur l'évolution temporelle de ces modèles, en incluant la huitième génération de l'IGRF.

2.3.2 L'élaboration de l'IGRF 2000

Lors de l'assemblée de l'IAGA de 1997 à Uppsala (Suède), un appel à candidature pour l'IGRF 2000 (la huitième génération) a été émis. Les modèles candidats devaient être présentés avant le 31 janvier 1999. Une décision quant au modèle définitif devait être prise lors de l'assemblée du IAGA de juillet 1999, et aucun modèle DGRF 1995 n'a été demandé.

Trois modèles candidats ont été présentés par les équipes russe (Golovkov *et al.*, 2000), anglo-américaine (Macmillan et Quinn, 2000) et française (Langlais et Manda, 2000). Dans cette partie nous présentons le modèle candidat de notre équipe, le processus de test et de sélection du modèle IGRF, et le modèle finalement retenu.

2.3.2.1 Un modèle candidat pour la période 2000-2005

Le calcul d'un modèle de champ magnétique n'est jamais une chose aisée, surtout si les données disponibles sont peu nombreuses. Dans le cadre du calcul d'un modèle candidat pour l'IGRF 2000, ce problème s'est avéré crucial. En effet lorsque la décision a été prise en 1997 à Uppsala, la communauté scientifique internationale pensait pouvoir profiter du lancement et de la mise en orbite du satellite danois Ørsted. Ce satellite fait l'objet d'un autre chapitre, mais il est utile de rappeler quelques faits. Le satellite Ørsted aurait dû être lancé en 1997. Dès lors, le calcul du modèle IGRF 2000 aurait été facilité, comme en 1980, avec le satellite MAGSAT (Langel, 1992). Malheureusement, des reports successifs, pour des raisons techniques non liées à Ørsted, ont repoussé le lancement du satellite au 23 février 1999. À cause de ces reports, la date limite pour soumettre les modèles candidats pour l'IGRF 2000 a elle-aussi été décalée de quelques mois, mais en gardant à l'esprit la nécessité de les produire avant juillet 1999, pour valider le modèle IGRF 2000 avant le 1^{er} janvier 2000.

Pour des raisons techniques, liées à la validation des données scalaires du satellite Ørsted (voir partie), et à cause de problèmes d'orientation de la caméra stellaire du satellite (empêchant toute procédure automatique de calibration des données d'être mise en place facilement), les mesures fournies par Ørsted ne peuvent pas être utilisées en temps réel. Il faut en fait attendre plusieurs mois pour le faire. Il n'a donc pas été possible d'incorporer des données magnétiques du satellite Ørsted dans le calcul de notre modèle candidat pour l'IGRF 2000.

Résumé de l'article

Un modèle de champ principal pour l'IGRF 2000 et un modèle de variation séculaire pour la période 2000-2005

Benoit Langlais et Mioara Manda

Publié dans *Earth, Planets and Space*, 2000.

Un modèle de champ magnétique principal pour l'époque 2000 et un modèle de variation séculaire pour la période 2000-2005 sont proposés. Ils sont calculés respectivement jusqu'au degré 10 et 8. Ces modèles sont calculés en utilisant la méthode des moindres carrés. Un modèle de champ principal a été calculé pour 1997,5, en utilisant les moyennes annuelles des observatoires et des mesures de stations de répétitions faites en 1997, et des mesures scalaires effectuées depuis 1995. Les poids relatifs ont été attribués aux mesures en fonction de leur distribution géographique et de leur qualité estimée. Ce modèle de champ principal a ensuite été extrapolé à 2000,0 en utilisant des modèles de variation séculaire que nous décrivons. Pour obtenir ces modèles, 26 modèles de champ principal ont d'abord été calculés (1975-2000), basés sur les moyennes annuelles des observatoires magnétiques, et en conservant la même distribution géographique. Les données manquantes pour 1998, 1999 et 2000 ont été estimées à partir des séries de moyennes mensuelles, extrapolées par une méthode exponentielle et en tenant compte des variations périodiques d'origine externe. De ces 26 modèles, 25 modèles de variation séculaire ont été dérivés, par différence entre deux modèles consécutifs. Finalement, chaque série temporelle de coefficients a été extrapolée pour estimer les valeurs annuelles de 2000 à 2005. La moyenne temporelle de ces coefficients et le modèle de champ principal à l'époque 2000,0 constituent le modèle candidat pour l'IGRF 2000, et est proposé pour adoption.

An IGRF candidate main geomagnetic field model for epoch 2000 and a secular variation model for 2000–2005

Benoit Langlais and Mioara Mandea

Institut de Physique du Globe de Paris, B.P. 89, 4 Place Jussieu, 75252 Paris cedex 5, France

(Received February 14, 2000; Revised July 21, 2000; Accepted July 21, 2000)

A candidate main geomagnetic field model for epoch 2000, and a secular variation model for the period 2000–2005, are proposed. The main field model is to degree and order 10, the secular variation one to degree and order 8. These models are derived using the method of least squares. A 1997.5 main field model was derived from annual mean values provided by geomagnetic observatories for the 1997.5 epoch, repeat station measurements made in 1997 and reduced to 1997.5, and scalar data since 1995 adjusted to 1997.5. A weighting scheme based on both geographical distribution and data quality was applied. This model was then extrapolated to the 2000.0 epoch, using previously derived secular variation models. To derive these secular variation models, twenty six main field models were firstly computed for epochs 1975.5 through 2000.5, using annual mean values of the X , Y , Z components of the magnetic field from observatories, with the same geographical distribution every year. When missing, annual mean values for 1998, 1999 and 2000 were estimated from extrapolated monthly means, using exponential smoothing and taking account of the seasonal variation. From these twenty six models, twenty five annual secular variation models were extracted, by taking the differences between consecutive main field models. Finally, to produce the IGRF candidate secular variation model, each Gauss coefficient of this set of secular variation models was extrapolated to give values for each year to 2005, using exponential smoothing. So, a mean secular variation model was obtained for the period 2000–2005 and this is proposed for adoption.

1. Introduction

The temporal variation of the geomagnetic field covers a large range of time-scales, from seconds to millennia. Accurate models of the geomagnetic main field and its secular variation are very important for the evaluation of the temporal changes (with time constants of order of a year to a century), but also for many other studies, such as the physics of the Earth's deep interior, global or regional mapping.

To derive good models, data well distributed all over the globe and over long periods of time are essential. The best geographical distribution is provided by satellite data. Unfortunately, up to now there have been few satellite missions dedicated to measuring the geomagnetic field, and only two vectorial satellites. After the launch of the MAGSAT satellite (1979), twenty years have passed until the launch of the new vectorial satellite, Ørsted (February, 23rd 1999)—over this time-span the only other important satellite mission was POGS, which measured only total field intensity with poor accuracy in 1993–1994.

Modelling the main field and its secular variation over long periods of time depends greatly on the network of geomagnetic observatories, which record continuously three components of the field. The present-day network is far from an ideal one, and it needs to be extended and improved, even if in the future satellites measure the field continuously.

It is common to present the internal magnetic field of the Earth in terms of a potential function $V_i(r, \theta, \phi)$, which can

be expressed as a spherical harmonic expansion:

$$V_i(r, \theta, \phi) = a \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} (g_n^m \cos m\phi + h_n^m \sin m\phi) P_n^m(\cos \theta) \quad (1)$$

where a (6371.2 km) is the mean radius of the Earth, r denotes the radial distance from the center of the Earth, θ and ϕ denote the geocentric colatitude and longitude of a given point. $P_n^m(\cos \theta)$ denote the Schmidt-normalized associated Legendre functions of degree n and order m , and g_n^m and h_n^m denote the Gauss coefficients. Their temporal dependence is:

$$g_n^m(t) = g_n^m(T_0) + \dot{g}_n^m(t - T_0) \quad (2)$$

$$h_n^m(t) = h_n^m(T_0) + \dot{h}_n^m(t - T_0), \quad (3)$$

where \dot{g}_n^m and \dot{h}_n^m represent the Gauss coefficients for the secular variation, i.e., the first temporal derivative of g_n^m and h_n^m , T_0 denotes the epoch of the main field model, and t is the required epoch ($T_0 \leq t \leq T_0 + 5$).

It is now generally agreed that, near the Earth's surface, the magnetic field from the core dominates for the degrees 1–12 and that the magnetic field from the lithosphere dominates for degrees above 14.

In our attempt to produce a candidate main field model for 2000 and a secular variation one for 2000–2005 we chose to concentrate as much as possible on observations made after 1995, the epoch for which the last IGRF model was derived. Unfortunately, at the time of computation, no Ørsted satellite

Table 1. Observatories considered in the MF and SV modelling.

Code ^a	λ^b	φ^c	Date ^d	X_{cc} (nT) ^e	Y_{cc} (nT) ^f	Z_{cc} (nT) ^g	Time period ^h
AAA	43.250	76.916	1980.0	158	14	-8	1980.00-1998.83
AAE	9.000	38.800	1980.0	554	-122	636	*
ABG	18.633	72.867	1980.0	-35	476	659	1980.00-1997.92
ABK	68.360	18.820	1980.0	-10	69	34	*
AIA	-65.250	295.733	1980.0	77	-123	479	1980.00-1988.75
ALE	82.500	297.650	1980.0	-29	73	-102	1984.00-1997.92
AMS	-37.833	77.574	1982.5	-643	-413	-2341	*
API	-13.800	188.233	1980.0	-54	199	-914	1980.00-1997.92
AQU	42.383	13.317	1980.0	-18	45	36	1980.00-1997.92
ARS	56.433	58.566	1980.0	77	-196	528	1980.00-1998.92
ASC	-7.950	345.617	1993.5	*
ASP	-23.767	133.883	1993.5	*
BDV	49.080	14.020	1980.0	-52	-13	2	1980.00-1998.67
BEL	51.833	20.792	1980.0	106	125	336	1980.00-1998.92
BFE	55.633	11.666	1980.0	50	-79	-159	1980.00-1998.42
BJI	40.033	116.183	1980.0	586	-211	455	1980.00-1997.92
BLC	64.317	263.983	1980.0	115	-41	-112	1980.00-1997.92
BNG	4.433	18.566	1980.0	-187	-36	290	1980.00-1998.58
BOU	40.140	254.766	1980.0	-30	15	-137	1980.00-1997.92
BOX	58.033	38.966	1980.0	-22	-46	-405	*
BRW	71.323	203.380	1980.0	-14	-78	-3	1980.00-1997.92
BSL	30.400	270.600	1987.5	*
CBB	69.117	254.967	1980.0	44	-105	28	1980.00-1997.92
CBI	27.100	142.183	1980.0	-328	-27	218	*
CCS	77.717	104.283	1980.0	-76	-103	-57	*
CHD	31.000	103.700	1982.5	-13	71	-114	*
CLF	48.016	2.266	1980.0	-89	2	132	1980.00-1998.92
CMO	64.870	213.856	1980.0	10	-62	23	1980.00-1997.92
CNB	-35.317	149.367	1980.0	30	46	117	1980.00-1998.83
CNH	43.827	125.299	1980.0	-129	33	192	1980.00-1997.92
COI	40.216	351.583	1980.0	37	-19	8	1980.00-1998.83
CRP	10.433	275.083	1979.9	-218	-105	-514	*
CSY	-66.283	110.533	1980.0	844	-264	-842	*
CTA	-20.083	146.250	1984.5	-585	-107	141	*
CZT	-46.433	51.866	1980.0	-792	833	-111	1980.00-1997.92
DIK	73.543	80.562	1980.0	-279	-197	-144	*
DLR	29.490	259.083	1983.5	88	23	86	*
DOB	62.066	9.116	1980.0	-106	-54	-232	1980.00-1998.50
DOU	50.100	4.066	1980.0	-3	80	118	1980.00-1998.92
DRV	-66.666	140.016	1980.0	-136	-394	-2827	1980.00-1997.92
EBR	40.816	0.500	1980.0	41	21	-32	*
ESK	55.316	356.800	1980.0	-15	-27	-59	1980.00-1998.92
ETT	9.167	78.017	1980.5	98	-45	95	*
EYR	-43.416	172.350	1980.0	-26	-27	39	1980.00-1998.92
FCC	58.767	265.917	1980.0	-155	30	-248	1980.00-1997.92
FRD	38.210	282.633	1980.0	34	-79	105	1980.00-1997.92
FRN	37.090	240.280	1983.5	-51	-67	-110	*

Table 1. (continued).

Code ^a	λ^b	φ^c	Date ^d	X_{cc} (nT) ^e	Y_{cc} (nT) ^f	Z_{cc} (nT) ^g	Time period ^h
FUQ	5.467	286.267	1980.0	81	-83	50	1980.00-1997.50
FUR	48.166	11.283	1980.0	-31	0	45	1980.00-1998.92
GDH	69.252	306.467	1980.0	291	-298	771	1980.00-1998.43
GLN	49.650	262.883	1982.5	*
GNA	-31.783	115.950	1980.0	-35	-143	103	1980.00-1998.83
GUA	13.560	144.870	1980.0	84	110	131	1980.00-1997.92
GVN	-70.667	351.733	1994.5	*
GZH	23.100	113.350	1980.0	52	96	33	1980.00-1997.92
HAD	51.000	355.516	1980.0	-64	24	88	1980.00-1998.92
HBK	-25.883	27.700	1980.0	27	27	32	1980.00-1998.75
HER	-34.416	19.233	1980.0	-29	33	-6	1980.00-1998.83
HIS	80.617	58.050	1980.0	86	-675	1121	*
HLP	54.600	18.817	1980.0	37	-162	-50	1980.00-1997.92
HON	21.316	202.000	1980.0	-189	64	-312	1980.00-1997.92
HRB	47.867	18.183	1980.0	-5	-34	-20	1980.00-1998.92
HTY	33.066	139.833	1981.5	-34	-794	458	*
HYB	17.417	78.550	1980.0	339	61	458	*
IQA	63.750	291.483	1995.5	*
IRT	52.166	104.450	1980.0	48	5	-72	1980.00-1998.75
ISK	41.067	29.067	1980.0	129	90	-103	1980.00-1997.92
KAK	36.233	140.183	1980.0	-9	19	-98	1980.00-1998.75
KIV	50.716	30.300	1980.0	3	66	112	1980.00-1998.33
KNY	31.416	130.883	1980.0	-22	28	-33	1980.00-1997.92
KOU	5.217	307.267	1996.5	*
KRC	24.950	67.133	1985.5	*
KSH	39.500	76.000	1987.5	*
LAS	-35.007	302.310	1980.0	-8	1	33	1980.00-1997.17
LER	60.133	358.816	1980.0	-136	197	16	1980.00-1998.92
LNN	59.950	30.700	1980.0	72	31	-235	*
LNP	25.000	121.166	1980.0	3	-16	133	*
LOV	59.350	17.833	1980.0	26	14	33	*
LRV	64.183	338.300	1980.0	-256	594	-503	1980.00-1997.92
LVV	49.900	23.750	1980.0	152	103	165	1980.00-1997.92
LZH	36.083	103.850	1980.0	-18	9	-84	1980.00-1997.92
MAB	50.300	5.683	1991.0	*
MAW	-67.600	62.883	1980.0	-95	25	-21	1980.00-1998.25
MBC	76.317	240.633	1980.0	34	10	-121	1980.00-1997.42
MBO	14.390	343.040	1980.0	80	47	160	1980.00-1998.92
MCQ	-54.500	158.950	1980.0	240	20	289	1980.00-1998.25
MEA	54.617	246.650	1980.0	69	-4	-100	1980.00-1997.92
MIR	-66.550	93.016	1980.0	68	380	-197	*
MIZ	39.117	141.200	1980.0	-88	52	-269	1980.00-1998.83
MMB	43.916	144.200	1980.0	-253	149	72	1980.00-1997.92
MOL	-67.666	45.850	1980.0	-84	-223	-415	*
MOS	55.466	37.316	1980.0	156	-6	219	1980.00-1998.92
MZL	49.600	117.400	1984.5	-134	39	-430	*
NAQ	61.160	314.560	1980.0	-273	254	464	1983.00-1998.42

Table 1. (continued).

Code ^a	λ^b	φ^c	Date ^d	X_{cc} (nT) ^e	Y_{cc} (nT) ^f	Z_{cc} (nT) ^g	Time period ^h
NCK	47.633	16.716	1980.0	-14	-12	-21	1980.00-1998.92
NEW	48.266	242.883	1980.0	-70	91	-47	1980.00-1997.92
NGK	52.066	12.683	1980.0	-49	10	-41	1980.00-1998.83
NUR	60.516	24.650	1980.0	270	-95	136	1980.00-1998.75
NVS	55.033	82.900	1980.0	151	-134	94	1980.00-1998.92
ODE	46.783	30.883	1980.0	-101	-735	21	1980.00-1998.33
OTT	45.400	284.450	1980.0	122	-169	122	1980.00-1997.92
OUL	64.516	27.233	1993.5	*
PAF	-49.350	70.200	1980.0	303	-26	-736	1980.00-1997.92
PBQ	55.283	282.250	1980.0	127	360	34	1980.00-1997.92
PHU	21.033	105.967	1996.5	*
PPT	-17.567	210.417	1980.0	-729	-972	106	1980.00-1997.92
PST	-51.700	302.117	1994.5	*
PTY	-17.250	292.050	1990.5	*
QUE	30.183	66.950	1980.0	62	89	-8	*
RES	74.683	265.100	1980.0	54	49	28	1980.00-1997.92
SBA	-77.850	166.783	1980.0	-2227	-929	-3766	1980.00-1998.92
SFS	36.492	353.882	1991.5	*
SIT	57.066	224.683	1980.0	-19	5	-39	1980.00-1997.92
SJG	18.116	293.850	1980.0	-47	194	189	1980.00-1997.92
SOD	67.366	26.633	1980.0	-188	-97	-582	1980.00-1997.92
SPT	39.550	355.650	1981.5	24	30	-54	1980.00-1998.92
SSH	31.100	121.183	1980.0	-267	71	264	1980.00-1997.92
STJ	47.600	303.317	1980.0	15	48	-15	1980.00-1997.92
SUA	44.683	26.250	1980.0	-2	-67	-77	1980.00-1998.92
SYO	-69.000	39.583	1980.0	-86	-159	-77	*
SZT	28.317	343.567	1980.0	-3103	-829	-490	*
TAM	22.800	5.533	1980.0	24	-232	-39	*
TAN	-18.916	47.552	1980.0	366	-154	-278	*
TEO	19.750	260.816	1980.0	-25	-95	-39	1980.00-1998.92
TFS	42.083	44.700	1980.0	-269	51	-134	1980.00-1998.75
THJ	24.000	102.700	1985.5	*
THL	77.470	290.770	1980.0	-55	148	23	1980.00-1998.42
THY	46.900	17.900	1980.0	-33	-3	-33	1980.00-1997.92
TIK	71.583	129.000	1980.0	-93	-194	-93	*
TNG	-6.166	106.633	1980.0	-1	5	70	*
TRD	8.483	76.950	1980.0	309	247	182	1980.00-1997.92
TRW	-43.267	294.617	1980.0	20	22	14	1980.00-1998.92
TSU	-19.200	17.583	1980.0	60	-110	30	1980.00-1998.92
TTG	3.516	98.566	1982.5	13	59	-77	*
TUC	32.250	249.170	1980.0	-112	-325	440	1980.00-1997.92
VAL	51.930	349.750	1980.0	75	-42	-7	1980.00-1998.92
VIC	48.517	236.583	1980.0	-22	-8	-195	1980.00-1997.92
VLA	43.683	132.166	1980.0	-22	-20	-53	*
VOS	-78.450	106.866	1980.0	-14	153	-4	*
VSS	-22.400	316.350	1980.0	60	-96	-14	*
WHN	30.533	114.566	1980.0	34	66	-34	1980.00-1997.92

Table 1. (continued).

Code ^a	λ^b	φ^c	Date ^d	X_{cc} (nT) ^e	Y_{cc} (nT) ^f	Z_{cc} (nT) ^g	Time period ^h
WMQ	43.816	87.700	1980.0	-42	-98	146	*
WNG	53.750	9.066	1980.0	32	67	-47	1980.00–1997.92
YAK	62.017	129.717	1980.0	69	-1245	124	1980.00–1997.92
YKC	62.483	245.517	1980.0	-47	-49	-184	1980.00–1997.92

^aAccording to the IAGA convention.

^bLatitude of the observatory, in degrees.

^cLongitude of the observatory, in degrees, positive eastward.

^dClose on date to 1980, used to estimate the crustal correction.

^eCrustal contribution in X component, in nT (geographic coordinates).

^fCrustal contribution in Y component, in nT (geographic coordinates).

^gCrustal contribution in Z component, in nT (geographic coordinates).

^hPeriod over which monthly mean values were available (for SV modelling).

data were available. In the following we do not introduce an *a priori* model in our inversion procedure and we do not consider data already used in IGRF1995, such as POGS data or Project MAGNET data.

2. Data

Modelling of the main field and its secular variation is generally based on different sources of magnetic data. In the following we discuss two databases, one for the main field modelling, the other for the secular variation modelling. Also, we describe the applied interpolations and extrapolations.

2.1 Data selection for main field modelling

When deriving spherical harmonic models in the absence of MAGSAT-quality satellite data, it is important to collect data well distributed all over the globe and of good quality. Such models are therefore dependent on geomagnetic observatory data and data from repeat stations. Ship-borne magnetic survey measurements in areas without observatories were also used.

In our attempt to build a main field model for 2000.0 some data selection criteria were adopted. First, we decided to use only the magnetic data which were not included in modelling the main field for 1995 epoch (this gives us the possibility to compute a model which is independent of the IGRF1995). Then, we tried to obtain as many magnetic data as possible for the 1997.5 epoch. This epoch is the middle of the time-span between the two epochs for which IGRF models have to be available. It is also the last epoch for which secular variation models derived from observations rather than predictions can be computed—see Subsection 2.2.

2.1.1 Observatory data The present geographical distribution of observatories is still unbalanced between the Northern and the Southern hemispheres, and obviously between the continental and oceanic regions. Further deterioration is occurring because some observatories are closing, due to economic or political reasons. Also, obtaining the data for recent years is sometimes difficult, because some observatories have a long delay in computing and publishing their data. For the purpose of modelling, three field components were selected: northward (X), eastward (Y) and vertically

downward (Z). The list of available observatories with corresponding IAGA code and geographical coordinates is given in Table 1. The geographical distribution of these observatories is shown in Fig. 1. It is also to be noted that by using annual mean values the external field effects (diurnal variations, seasonal variations and magnetic disturbances) are mostly removed.

Two important problems have to be solved in preparing the final dataset of annual means. The first one is to get annual means for observatories which did not run throughout 1997. The second is to estimate the crustal biases.

Some observatories do not provide exact mean annual values for 1997.5 for various reasons: they were closed during that year, or they were run for a short while or they were closed before 1997 and new equipment was installed during that year. Two observatories were closed during 1997: GLN (annual mean from the first 85 days only, thereafter it was a variometer station), and MBC (observatory closed on day 174). In one observatory (AAE) new equipment was installed and data became available only from September 1997. To get the annual means the available data were extrapolated to 1997.5. In all, the data from 145 observatories were collected for this study.

The second important aspect relating to the preparation of the dataset is estimation of the crustal biases. It is known that some observatories are located on local anomalies that can exceed several hundred nanoTeslas (nT). To compute the crustal biases the annual mean value given by an observatory for the 1980.0 epoch was compared with the computed value (for the same location) from a model based on high quality vector data from the MAGSAT mission. We derived a model for 1980.0 using three models calculated from the quiet time data by Cohen (1989), i.e., 1979.871, 1980.027, 1980.120 epochs. Among the observatories listed in Table 1, only 114 observatories were operating during 1979–1980 (when changes in baselines occurred they have been applied). Three others changed their location since 1980 and the site corrections have not been supplied by the observatories, so we estimated these values (AAE, DIK, MIR). A few others were opened between 1980 and 1985, and we extrapolated data back to 1980 (AMS, CHD, CRP, CTA, DLR, ETT, FRN,

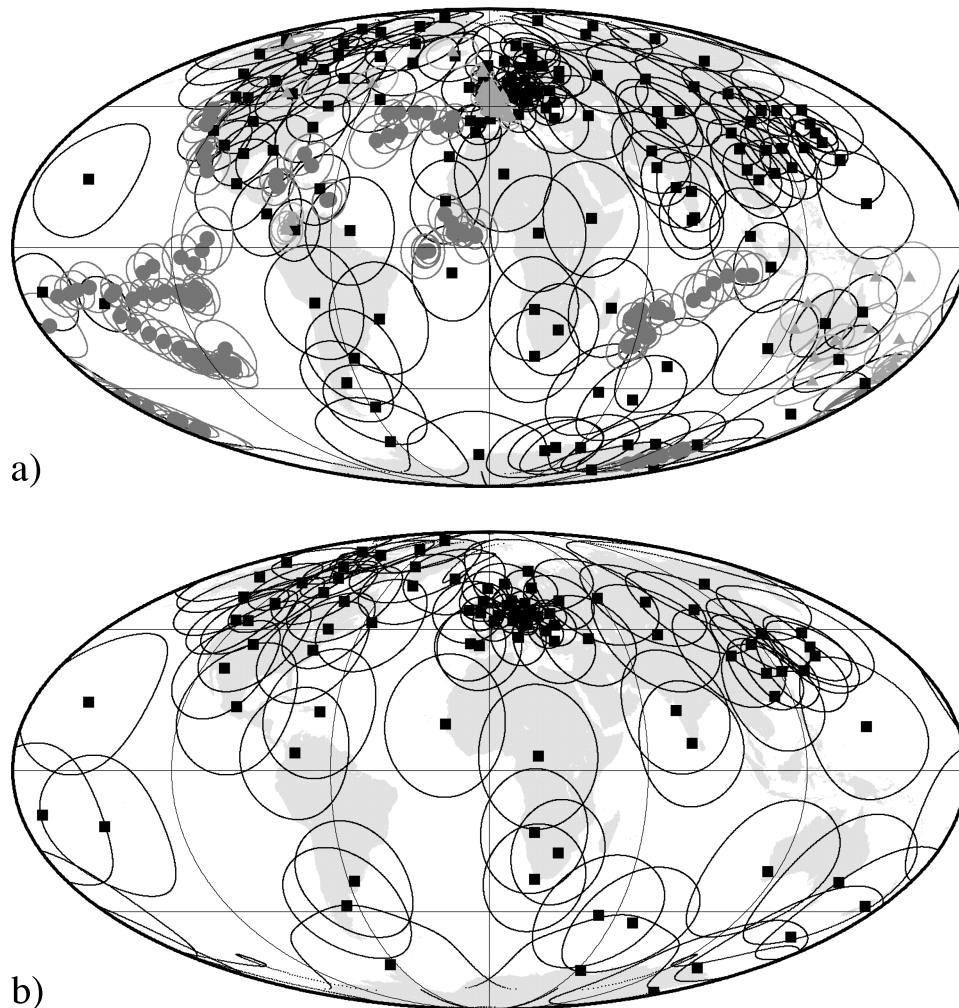


Fig. 1. a) Geographical distribution of the observations used in the main field modelling with their adopted weights: geomagnetic observatories (full black square), repeat stations (full pale grey triangle), scalar data (full grey circle). The weights are proportional here to the radius of circles around the observation points, and to a quality factor—1 for observatories and 3/4 for repeat stations and scalar data. b) Geographical distribution of the geomagnetic observatories used in the secular variation modelling with their adopted weights (proportional here to the radius of circles around the observation points). Mollweide equal area projection.

HTY, MZL, SPT and TTG). Also, the data for TAN were interpolated (linear interpolation).

For 16 observatories it was not possible to get mean values for 1980.0. We show later that these observatories are situated in areas without important magnetic anomalies, as indicated by the small magnitude of the absolute residuals with respect to our estimated 1997.5 model. Table 1 lists the crustal biases (X_{cc} , Y_{cc} and Z_{cc}), when computed.

The crustal biases, when available, were subtracted from each annual mean component. The final dataset was then converted to the geocentric coordinate system using the standard formulae (Langel, 1987).

2.1.2 Repeat station data Repeat stations are very useful in regional mapping. They are also very useful in global modelling, because of the reduced number of operating observatories in some large areas. The selected data were kindly provided by WDC Edinburgh, or directly by the national agencies. The repeat stations are generally re-occupied once every three to five years. For our purpose we retained only repeat stations occupied during 1997. Some of the available data were already reduced to the 1997.5 epoch.

The others were corrected assuming that the temporal change was the same as that at a nearby observatory.

All repeat station measurements were tested by comparison with our 1997.5 model (see Section 4), to eliminate those for which the absolute residuals from the model were greater than 250 nT in any component. The final repeat station dataset contained 67 observations, distributed as shown in Fig. 1.

2.1.3 Scalar data Some marine surveys were made during 1995–1998. Marine data were selected from periods when K_p indices were less than or equal to 2 $_{\sigma}$, and only measurements made during local night time were used, to mitigate the effects of diurnal variations. No data with absolute residuals larger than 500 nT with respect to our 1997.5 model were kept.

A map was then made of the selected data locations and from this it was decided that a 1° by 1° bin size was appropriate. For each bin a plot was made of total intensity versus time, and outliers were removed manually. The remaining data in the bin were averaged and adjusted to 1997.5 using the 1995.0–1999.0 secular variation models.

The marine data were provided by: CITHER 3 LEG2 in the Atlantic Ocean (February–April 1995), LARJAKA in the Indian Ocean (October–November 1995), PRIMAR96 survey, in the Romanche—equatorial Atlantic area (May 1996), FUJI-MD108 survey, in the south-west Indian rift area (October–November 1997), FOUNDATION-HOT-LINE survey, in the south Pacific area (January–February 1997), MD112/MAGOFOND2 survey in the central Indian rift area (October–November 1998). Some other data were found on GEODAS vol. 4—“LEG” cruises. Six scalar measurements were provided by a polar expedition from Dumont D’Urville to Vostok (January–February 1996). In total there were 139 scalar data averages, the locations of which are also plotted in Fig. 1.

2.2 Data selection for secular variation modelling

Our aim is to obtain a series of annual secular variation, obtained by differencing main field models based on observatory annual means. To verify these annual mean data, and to extrapolate beyond the published values, we used observatory monthly means.

2.2.1 Monthly means from geomagnetic observatories In our view, the best method to map temporal changes on a time-scale of years or decades is to use data from geomagnetic observatories. It is emphasised that no survey or satellite data can provide such information. Furthermore, with using only satellite data, it is not possible to distinguish between temporal and spatial variations of the field; and the main field variations on temporal scales greater than years cannot be defined by occasional satellite missions, since such variations are not linear. The present-day distribution of observatories is far from ideal, and its effect on modelling has already been noted (Alexandrescu *et al.*, 1994; Langel *et al.*, 1995). In the following, we describe the observatory data used and the problems related to this dataset.

Our purpose was to obtain a dataset with as many observatories as possible containing long series of measurements. To ensure the consistency of data, and the stability of our secular variation model in time, we chose those observatories for which annual mean values cover the last two solar cycles (from 1975 to present).

Moreover, for modelling the secular variation, it is important to get a dataset of very good quality and to be able to extrapolate these data over a time-span of two-three years. These are the reasons we also used a database of monthly means (Alexandrescu, 1998). This database covers a shorter time-span than the database of annual means (for most observatories from 1980, until at least 1997—the end of the series depending on each observatory). All the monthly mean values were adjusted to the last known reference point, when changes were pointed out by the observatory.

Thereafter, using monthly mean series over more than 18 years, it is possible to simply plot the variations of each component and to see the consistency of the data. In this way we identified and corrected various mistakes, and we discovered some other jumps; when this situation was noted more information was directly requested from the observatories. The last problem to solve in preparing the series of monthly means was time gaps. In these cases, linear interpolation was used to reconstruct the missing values. The largest gaps we corrected for were six months long, with three exceptions

(AIA, API, and TSU). Longer gaps of about 2 years were exceptionally accepted, because they were all situated in the Southern hemisphere (but, only after confirmation from the observatories about the use of the same configuration before and after the interruption).

In all, the dataset of monthly mean values contains 93 observatories. They are listed in Table 1, together with the corresponding IAGA code, geographical coordinates, the beginning and the end of the time series. The geographical distribution of these observatories is shown in Fig. 1.

2.2.2 Extrapolation of monthly means The first use of monthly mean values was to verify the annual means: we computed the annual means from monthly means and compared them with the annual means published by WDCs. When the differences were relatively small (± 5 nT) it was assumed they resulted from a different averaging procedure. However, for some observatories these differences were of the order of tens of nT. In all cases we asked for more information from the observatories, and we were able to find some sources of errors (sometimes wrong values tabulated in WDC files, sometimes different corrections which were not applied to monthly means, sometimes errors in initial computations).

The second use of monthly means was to extrapolate the available data over 2–3 years (depending on the end of each series) in order to reach 2000, the epoch of the IGRF candidate, and to cover the time-span from 1975 to 2000 for the secular variation models. To extrapolate the series we used exponential smoothing (Gardner, 1985). The specific formulae for simple exponential smoothing is:

$$s_t = \alpha * x_t + (1 - \alpha) * s_{t-1}, \quad (4)$$

where s_t , s_{t-1} is the smooth signal, and x_t the observed one. Consequently, each smoothed value is the weighted average of the previous observations, where the weights decrease exponentially depending on the value of parameter α . If α is equal to 1, then the previous observations are ignored entirely; if α tends to 0, then the current observation is ignored entirely. Also we added a twelve-month seasonal variation, in agreement with the annual variation of the field. This seasonal component is derived in a similar way to the s_t value from simple exponential smoothing. For this seasonal model we have:

$$I_t = I_{t-p} + \delta * (1 - \alpha) * e_t \quad (5)$$

where I_t is the seasonal component at time t , I_{t-p} is the smoothed seasonal factor at time $t - p$, p is the length of the period, and e_t is an error, i.e., the difference between the observed and the forecast value at time t . If δ is 0, a constant amplitude seasonal component is used to generate the one-step-ahead forecasts. If the δ parameter is equal to 1, then the seasonal component is modified “maximally” at every step by the respective forecast error; in most of the series analyzed δ was zero.

All available X , Y , Z components were fitted by this method, using a linear trend for most observatories (in some cases the exponential or damped trend had to be applied, when the series tendency was changing over the last part). All parameters were adjusted automatically, in a least squares sense. We show two examples of prediction, in Figs. 2 and 3.

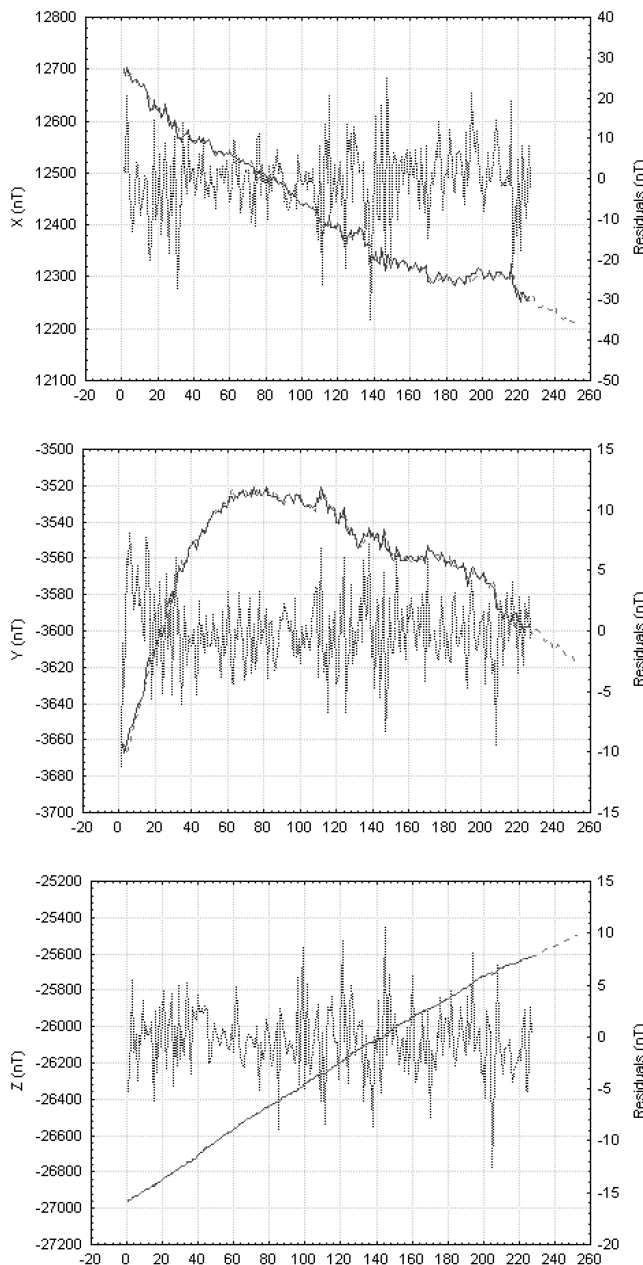


Fig. 2. Examples of measured series (full line), predicted values (dashed line) and residuals (dotted line) of the X , Y , Z monthly means for Hartebeesthoek observatory (HBK), from 1998.75 to 2000.92 (time scale is indicated by the number of observations on the abscissa of each graph). The parameters used to extrapolate the X , Y , Z components are $\alpha = 0.539$, 0.675 , 0.727 and $\gamma = 0.0$, 0.118 , 0.045 (see Subsection 2.2.2 for details).

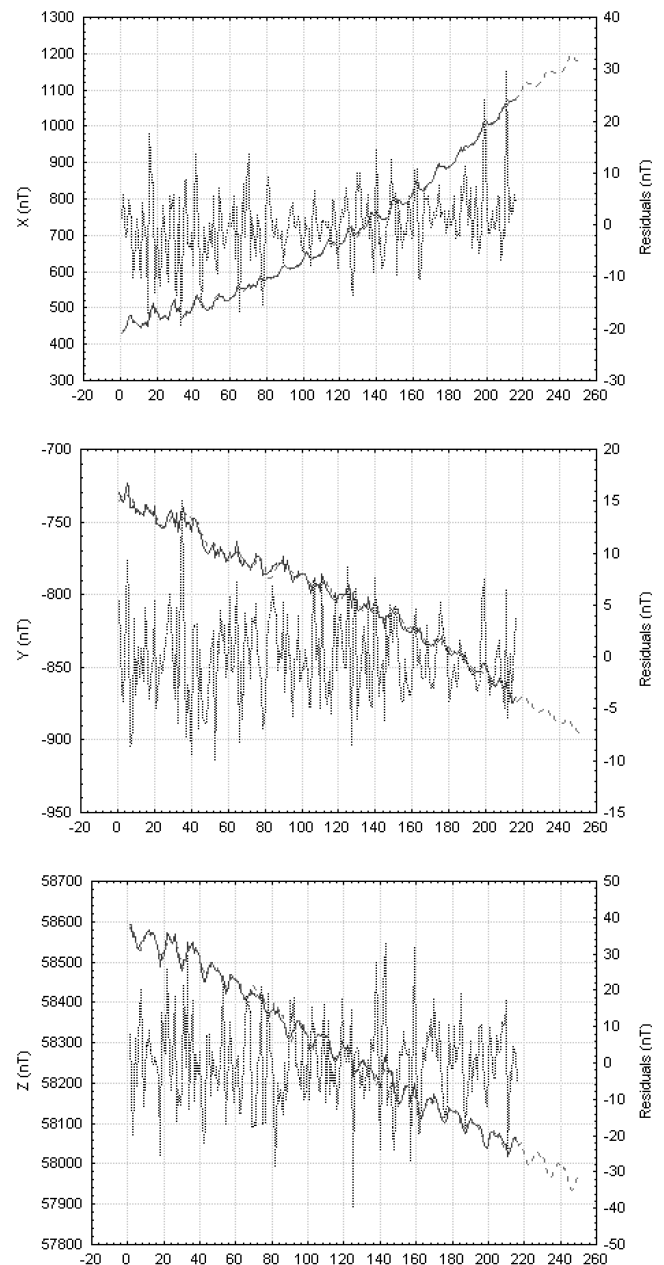


Fig. 3. Examples of measured series (full line), predicted values (dashed line) and residuals (dotted line) of the X , Y , Z monthly means for Resolute Bay observatory (RES), from 1998.75 to 2000.92 (time scale is indicated by the number of observations on the abscissa of each graph). The parameters used to extrapolate the X , Y , Z components are $\alpha = 0.720$, 0.408 , 0.507 and $\gamma = 0.0$, 0.007 , 0.007 (see Subsection 2.2.2 for details).

3. Method of Analysis

For the main field model, epoch 1997.5 we used the dataset described in Subsection 2.1, and for the secular variation model 2000–2005 the datasets described in Subsection 2.2. All models were calculated using the least squares method of Cain *et al.* (1967). Also, we considered that the choice of the model for the first iteration has no importance in the final result, as it was shown recently (Ultré-Guéraud, 1996). Considering the available data distribution, the model for the main field was computed up to degree and order 10, and the models for the secular variation up to degree and order 8.

The *weighting scheme* applied to the geomagnetic obser-

vations is mainly based on the spatial distribution. Indeed, it is difficult to appreciate the quality of data provided by a given observation point because an important number of parameters which govern the field measurement cannot be parameterized (quality of instruments, operator experience, data processing, etc.).

The objective criterion in weighting data is to consider the geographical distribution of observation locations. For a given point, we search for all the other measurement positions situated in a circle of radius $(2 \cdot \pi \cdot a/2n)$, where a (6371.2 km) denotes the mean radius of the Earth, and n the maximum order of the spherical harmonic development; e.g., for the

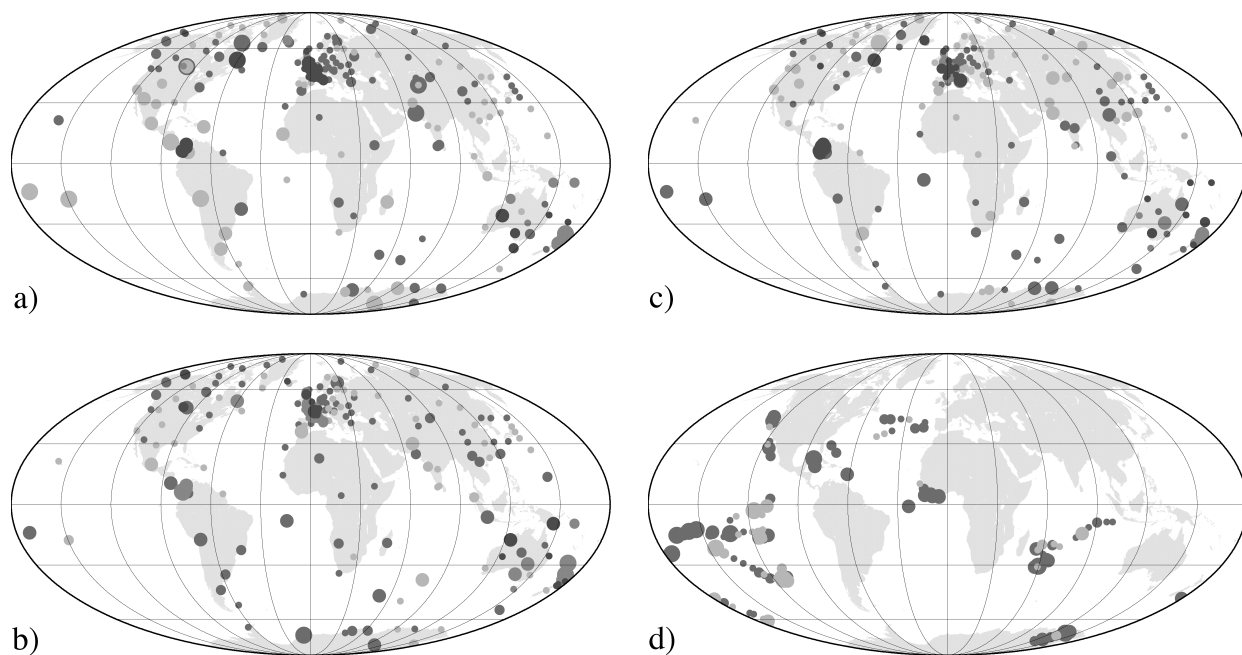


Fig. 4. Maps of residuals of the a) X , b) Y , c) Z , and d) F components at the Earth's surface for the main field model at 1997.5. The radius of circle are proportional to the absolute residuals: lower than 50 nT, between 50 and 100 nT, between 100 and 200 nT, and greater than 200 nT. Colors separate data sources and sign of residuals (negative/positive): observatory—light blue/red (X, Y, Z), repeat stations—blue/purple (X, Y, Z), scalar—light blue/red (F). Mollweide equal area projection.

main field model developed up to degree and order 10 the radius is about 2000 km. The circle represents the influence zone of the measurement on the model. This circle is divided into four quarters: south-east ($j = 1$), south-west ($j = 2$), north-west ($j = 3$) and north-east ($j = 4$) and then it can be written:

$$\omega_i = \frac{\omega'_i}{T} \quad (6)$$

$$\omega'_i = \frac{\sum_{j=1}^4 \min(d_j, d_{\max})}{4 \cdot d_{\max}} \cdot \gamma \quad (7)$$

$$T = \frac{\sum_{i=1}^N \omega'_i}{N}, \quad (8)$$

where ω_i is the weight for the i th observation, d_j is the distance between the observation i and the nearest one in the j th quarter, d_{\max} is the radius of the circle. The parameter γ makes the distinction between different classes of observation, as a quality factor: here its value is set to 1 for each observatory and 3/4 for repeat stations and scalar data.

This weighting scheme did not give too large a weight to one isolated observation, and it did not eliminate the observations situated in areas with a good coverage (i.e., Western-Europe). Some other schemes, based also on minimal distance between the observations, were also developed and tested. In order to choose the most efficient one, we computed and plotted the covariance matrices of parameters. The method described above ensured the best diagonality of the computed covariance matrices. Figure 1 shows also an equivalent of the adopted weights, expressed in kilometers around a given location.

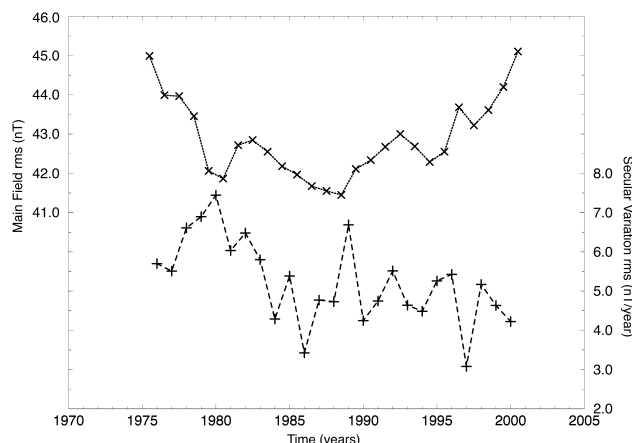


Fig. 5. Evolution of the root mean square residual (average over all components) for the MF (dotted line) and corresponding SV (dashed line) models from 1975 to 2000.

4. Results

4.1 A proposed main field model for the 2000.0 epoch

The main field model for the 1997.5 epoch was computed up to degree and order 10. It is known that there are contributions beyond this limit, but the available data could not support a higher extension.

To extrapolate this main field model to the 2000.0 epoch we updated the 1997.5 model by using the annual secular variation models described below. The list of Gauss coefficients of the main field for the 2000.0 epoch is presented in Table 2. The 120 coefficients obtained were rounded to the nearest nT.

The rms residual, average over all components, is 97 nT

Table 2. The Schmidt quasi-normalised main field coefficients (g_n^m and h_n^m) for 2000.0 and the secular variation ones (\dot{g}_n^m and \dot{h}_n^m) for 2000–2005 time-span.

Degree n	Order m	g_n^m (nT)	h_n^m (nT)	\dot{g}_n^m (nT year ⁻¹)	\dot{h}_n^m (nT year ⁻¹)
1	0	-29601	...	13.1	...
1	1	-1763	5173	9.3	-25.0
2	0	-2284	...	-12.2	...
2	1	3095	-2474	-0.4	-23.3
2	2	1658	-447	-2.0	-8.9
3	0	1337	...	1.7	...
3	1	-2288	-207	-4.1	7.3
3	2	1266	290	1.8	0.1
3	3	749	-471	-8.1	-14.9
4	0	958	...	-1.2	...
4	1	775	263	2.4	2.8
4	2	251	-234	-7.4	1.0
4	3	-416	121	4.1	6.4
4	4	110	-327	-2.7	-0.2
5	0	-221	...	-0.6	...
5	1	373	35	-0.9	-1.1
5	2	207	188	-3.0	0.2
5	3	-139	-134	-3.7	1.3
5	4	-158	-52	-0.7	2.9
5	5	-49	132	1.3	0.5
6	0	74	...	0.9	...
6	1	58	-5	-0.4	-0.1
6	2	68	34	0.3	-0.9
6	3	-150	60	2.6	0.7
6	4	-16	-49	-0.6	-0.4
6	5	34	-9	0.1	-0.0
6	6	-65	43	0.9	1.2
7	0	77	...	0.3	...
7	1	-103	-65	0.2	1.6
7	2	11	-23	0.4	-0.2
7	3	41	19	1.4	0.3
7	4	1	18	0.9	0.1
7	5	7	27	0.5	-1.4
7	6	12	-47	1.5	-0.5
7	7	-9	-13	-1.4	-0.2
8	0	18	...	-0.4	...
8	1	18	5	-0.1	-0.6
8	2	-1	-3	-0.5	0.1
8	3	-19	9	0.0	-0.2
8	4	-8	-29	-1.4	-0.1
8	5	16	9	0.0	1.0
8	6	11	15	-0.9	-0.9
8	7	-14	-6	-0.6	0.6
8	8	-17	5	-1.0	-0.4
9	0	4
9	1	29	-21

Table 2. (continued).

Degree n	Order m	g_n^m (nT)	h_n^m (nT)	\dot{g}_n^m (nT year ⁻¹)	\dot{h}_n^m (nT year ⁻¹)
9	2	-1	11
9	3	-17	3
9	4	3	-8
9	5	-14	1
9	6	-11	11
9	7	10	6
9	8	3	-28
9	9	-6	10
10	0	0
10	1	-16	8
10	2	-2	-10
10	3	2	4
10	4	3	9
10	5	8	-0
10	6	2	-11
10	7	2	-2
10	8	9	10
10	9	-15	0
10	10	6	-3

(respectively 101 nT, 67 nT, and 117 nT for observatory, repeat station, and scalar data). Figure 4 shows the residuals in X , Y , Z , F components for each point of observation for the 1997.5 epoch. The mean values for the components are -7 nT, 14 nT, and 11 nT in the observatories, -16 nT, 44 nT and 3 nT in the repeat stations, and 47 nT for the scalar measurements.

4.2 A proposed secular variation field for 2000–2005

To build the secular variation models over the 25-year time-span, we computed 26 main field models, from 1975 to 1997 (for the middle of each year). These models have been used to estimate the secular variation models, by taking successive differences.

To verify the consistency of the datasets and of the results, the rms residuals for the main field and secular variation are plotted in Fig. 5. For the main field model, the mean of the rms residuals is 43 nT, and for the secular variation models it is 5 nT · yr⁻¹. As is shown in Fig. 5, the two curves may be correlated. The decrease of the rms residual for the main field models at the beginning of the period could be due to the improvement in the data quality (no monthly means were available between 1975 and 1980 to verify the annual mean values). On the contrary, the increase of the rms residual at the end of the interval is not explained by the data quality, as monthly means were available up to the end of 1998 (for almost all observatories).

From these models we extracted separately each coefficient. In such a way, series for each coefficient (i.e., series of \dot{g}_1^0 , \dot{g}_1^1 , \dot{h}_1^1 , etc...) containing 25 values were produced.

To predict the time variation of these coefficients, we again used exponential smoothing. The prediction was not easy, because of the short length of the series. This was the reason

we preferred to take constant value of $\alpha = 0.5$ in the prediction procedure (Eq. (7)). Each series of coefficient was extrapolated to give five values, corresponding to the secular variation for 2001.0, 2002.0, 2003.0, 2004.0, and 2005.0. Finally, to predict a secular variation model for 2000–2005, we computed mean values for the 2002.5 epoch, as:

$$\dot{c}_{2002.5} = \left[\left(\frac{\dot{c}_{2000.0} + \dot{c}_{2005.0}}{2} \right) + \dot{c}_{2001.0} + \dot{c}_{2002.0} + \dot{c}_{2003.0} + \dot{c}_{2004.0} \right] / 5 \quad (9)$$

where \dot{c} represents a \dot{g}_n^m or \dot{h}_n^m . The coefficients of this 2002.5 model are listed in Table 2, rounded to 0.1 nT · yr⁻¹.

5. Conclusion

In our attempt to produce a geomagnetic main field model for 2000.0 and a secular variation one for the 2000–2005 time-span, we chose an approach which makes no direct links between our models and previous IGRF models. It is pertinent to ask how valid these coefficients are. To answer this question a test was done, separately for the main field and secular variation.

5.1 Evaluation of the proposed main field model

We compared our main field model with the published IGRF 1995 model. The IGRF 1995 model was extended to 1997.5, using our secular variation models. Taking the difference between the two models, areas with important discrepancies have been noted. In the most densely covered areas the differences are of some tens of nT. As expected the worst situation is encountered in areas without observations (e.g., South Atlantic or North Pacific). But there were also

large differences in areas where marine data were available for the main field model. For example, in the South Pacific the differences between the available marine data and those predicted by IGRF 1995 are about 1000 nT.

The large differences between our candidate model and the updated IGRF 1995 model show that the main geomagnetic field model has to be improved using the new Ørsted data. However at the time of these computation, data supplied by only the OverHauser magnetometer were available. Preliminary calculations using a part of this dataset showed that this improved our model. But, of course, vectorial data are really needed. With this new dataset a very good coverage of the Earth's surface will be realised.

5.2 Evaluation of the proposed secular variation model

We also tried to estimate the quality of our secular variation models, by checking the method of geomagnetic data prediction. For some observatories (chosen randomly), the last two years of monthly mean values were removed, and the same time-span was predicted. In all cases, predictions were in good agreement with data, except for the observatories where the secular variation rapidly changed.

The secular variation models would be improved if the data series were available from more observatories. In the present study, some observatories located in "key" areas like the Southern hemisphere are missing. However, the global network of geomagnetic observatories has a far from uniform distribution. So long as our knowledge of the secular variation depends heavily on observatory data, it will remain inaccurate. It is clear that new observatories are required, especially in ocean areas, and the long-term running of the observatories has also to be considered.

In the near future, new and exciting satellite missions (Ørsted, SAC-C, CHAMP) will investigate hitherto hidden features of the geomagnetic field. Only the combined analysis of data obtained by measurements at the Earth's surface and by satellites will drastically enhance the signal-to-noise ratio and extraction of the various sources of the field, en-

abling a unique separation to be made.

Acknowledgments. The authors would like to express their thanks to the many observatories and agencies world-wide who forwarded their data. Other observatory data and repeat station data were provided by WDC A (Boulder) and WDC C1 (Edinburgh). We are extremely grateful to the following people who provided marine data: Michel Arhan, Enrico Bonatti, Jérôme Dyment, Yves Gallet, Marcia Maia, Catherine Mevel, Kensaku Tamaki, and Daniel Sauter. They also would like to thank Frank J. Lowes and two anonymous reviewers for their constructive comments. Special thanks to Jacques Bitterly, Susan Macmillan and Philippe Patriat for their help in obtaining some of the data. All maps have been plotted using the GMT software (Wessel and Smith, 1991). This is IGP contribution 1704.

References

- Alexandrescu, M., Database of geomagnetic observatory monthly means seeks contributors, *EOS*, **79**, 345, 1998.
- Alexandrescu, M., C. Ha Duyen, and J.-L. Le Mouél, Geographical distribution of magnetic observatories and field modelling, *J. Geomag. Geoelectr.*, **46**, 891–901, 1994.
- Cain, J. C., S. J. Hendricks, R. A. Langel, and W. V. Hudson, A proposed model for the International Geomagnetic Reference Field—1965, *J. Geomag. Geoelectr.*, **19**, 335–355, 1967.
- Cohen, Y., Traitements et interprétations de données spatiales en géomagnétisme: études des variations latérales d'aimantation de la lithosphère terrestre, *Thèse*, Université de Paris VII, 1989.
- Gardner, E. S., Jr., Exponential smoothing: the state of the art, *Journal of Forecasting*, **4**, 1–28, 1985.
- Langel, R. A., Main field, in *Geomagnetism*, vol. 1, edited by J. A. Jacobs, pp. 249–512, Academic Press, London, 1987.
- Langel, R. A., R. T. Baldwin, and A. W. Green, Toward an improved distribution of magnetic observatories for modelling of the main geomagnetic field and its temporal change, *J. Geomag. Geoelectr.*, **47**, 475–508, 1995.
- Ultré-Guérard, P., Du paléomagnétisme au géomagnétisme spatial: analyse de quelques séquences temporelles du champ magnétique terrestre, *Thèse*, Institut de Physique du Globe de Paris, 1996.
- Wessel, P. and W. H. F. Smith, Free software helps map and display data, *EOS Trans. Am. Geophys. Union*, **72**, 441–448, 1991.

B. Langlais (e-mail: langlais@ipgp.jussieu.fr) and M. Mandea (e-mail: mioara@ipgp.jussieu.fr)

2.3.2.2 Test des modèles candidats

Les trois modèles candidats à l'IGRF 2000 (Macmillan et Quinn, 2000; Golovkov *et al.*, 2000; Langlais et Manda, 2000) ont été testés pour estimer leur capacité prédire le champ magnétique en 2000. Nous avons également testé le modèle IGRF 1995, extrapolé à 2000 en utilisant sa propre variation séculaire. Les tests ont été effectués avant l'assemblée du IAGA, qui a eu lieu en juillet 1999 à Birmingham. À cette date, aucun des modèles proposés n'était basé sur les données magnétiques du satellite Ørsted (le modèle candidat anglo-américain est le modèle préliminaire WMM2000 (Macmillan et Quinn, 2000)). Les résultats sont présentés dans l'article que nous reprenons ici.

Résumé de l'article

Test des modèles pré-Ørsted candidats pour l'IGRF 2000 en utilisant des données magnétiques scalaires du satellite Ørsted.

Mioara Manda et Benoit Langlais

Publié dans *Earth, Planets and Space*, 2000.

Afin de décrire le champ magnétique terrestre pour l'époque 2000 et la variation séculaire de 2000 à 2005, trois modèles candidats pour l'International Geomagnetic Reference Field (IGRF 2000) ont été proposés au début de l'année 1999, dénommés (par ordre alphabétique) IPGP00 (proposé par l'IPGP), IZMI00 (proposé par l'IZMIRAN) et USUK00 (proposé par le BGS et l'USGS). Un quatrième modèle, IGRF95 (l'IGRF 1995 extrapolé à 2000), a été suggéré par l'ancien président du groupe de travail. Les méthodes de modélisation et les données utilisées sont présentées par chaque équipe dans ce numéro. Notre étude évalue ces différents modèles par rapport aux données scalaires du satellite Ørsted, les seules données satellitaires disponibles au moment où les tests décrits ont été menés. Le premier test est un calcul de différences entre les observations du satellite et des données prédites à partir des modèles candidats. Le second test évalue la capacité des modèles à réduire l'effet Backus, en utilisant un équateur magnétique synthétique conjointement avec les données scalaires satellitaires. Les deux tests indiquent que la qualité des modèles candidats est loin d'être satisfaisante, et qu'un nouveau modèle, basé sur des données du satellite Ørsted, sera nécessaire.

Use of Ørsted scalar data in evaluating the pre-Ørsted main field candidate models for the IGRF 2000

Mioara Mandea and Benoit Langlais

Institut de Physique du Globe, B.P. 89, 4 Place Jussieu, 75252 Paris cedex 5, France

(Received February 14, 2000; Revised June 26, 2000; Accepted June 26, 2000)

For describing the main field model at the 2000.0 epoch and the secular variation over the 2000–2005 timespan, three candidate models for the International Geomagnetic Reference Field (IGRF 2000) were proposed at the beginning of 1999, called in alphabetical order IPGP00 (proposed by IPGP), IZMI00 (proposed by IZMIRAN) and USUK00 (proposed by USGS/BGS). A fourth model, IGRF95 (the updated IGRF 1995), was suggested by the Working Group chairman. The modelling methods and the data used are presented by each team elsewhere in this special issue. This study is an attempt to test these models using the total field intensity provided by the Ørsted satellite, the only data available from that satellite at the time when the two tests described here were done. The first test consists of evaluating the differences between the real and the synthetic data computed from the candidate models. The second test compares the capability of the candidate models to reduce the Backus effect, using a predictive dip-equator position and Ørsted data. Both tests show that the quality of the candidate models is far from being acceptable, and, therefore, a new candidate model for the main field, using vectorial Ørsted data, is required.

1. Introduction

A five-year interval separates the epochs for which models to describe the main geomagnetic field and its secular variation are proposed by Working Group V-8 of the International Association of Geomagnetism and Aeronomy (IAGA). To produce these models, the standard procedure consists of a request for candidate models from the geomagnetic community, followed by an evaluation of the models submitted, and finally an adoption of the final model, the so-called International Geomagnetic Reference Field (IGRF). In this paper the quality of the models submitted prior to the availability of Ørsted vectorial data is examined.

The most relevant information about the candidate models are summarized here. The full description of the inversion method, and the geomagnetic data used, are described by each team in the present issue. The four models, up to degree and order 10, are referred to as IPGP00, IZMI00, USUK00, and IGRF95.

The IPGP00 model was proposed by B. Langlais and M. Mandea (Institut de Physique du Globe de Paris, France). The model was based on 1997 observatory annual means (145 values of X , Y , Z components), repeat stations occupied during 1997 and adjusted to 1997.5 using the nearby observatory (67 values of X , Y , Z components), and marine data obtained from 1995 to 1998, at local night time and for $k_p \leq 2$ and then reduced to 1997.5 by the IPGP00 secular variation model (139 values of F component). The repeat stations and the marine data were weighted 2/3 compared to observatories. All data sites were given weights depending on their geographical distribution. The main field model

was produced by a least square technique for 1997.5 epoch and then extrapolated to 2000.0 using the IPGP00 secular variation model.

The IZMI00 model was proposed by V. P. Golovkov *et al.* (IZMIRAN, Russia). The main field model and the secular variation one were obtained simultaneously. Only data from geomagnetic observatories were used, available for 1996 onwards (217 annual means for X , Y , Z components). From 1970 to 1995, 162 values for the X , Y , Z components were synthesized for every second year from the IZMST 70–95 model, on a grid of $20^\circ \times 20^\circ$. Unit weights were applied to all data. Time functions were obtained from 28 well-distributed observatories, which were then imposed in a spherical harmonic analysis applied to all the data.

The USUK00 model was proposed by J. M. Quinn (US Navy, USA) and S. Macmillan (British Geological Survey, UK). The model was built using three datasets from repeat stations, aeromagnetic surveys and synthetic data. The 2675 X , Y , Z , F repeat station measurements over 1988–1998 were adjusted to 1995.0 using the previous USGS/BGS secular variation model up to 1990, and the present BGS model beyond 1990. The aeromagnetic dataset consisted of 41000 F -observations, from 1988 to 1998, updated as for the repeat station data. The synthetic values were computed on a $2^\circ \times 2^\circ$ grid from the 1992.5 model of Quinn *et al.* (1995), and updated to 1995.0 by the BGS secular variation model. The relative data quality was assessed by giving different weights to each dataset: 0.2 to repeat station data, 0.06 to aeromagnetic data and 1 to synthetic data. The model produced for epoch 1995.0 was extrapolated to 2000.0 using the present BGS secular variation model.

The fourth model, IGRF95, was simply the IGRF 1995 model updated using the IGRF 1995 secular variation model.

The tests presented in this paper were done before the

XXII IUGG General Assembly (July 1999) in preparation for the Working Group V-8 meeting of IAGA, when discussions about the adoption of the IGRF 2000 model were held (hence the reason that the selected Ørsted data for testing the candidate models covers a time interval prior to June 1999).

2. Principle of Testing

Different procedures have been applied in the past, and the reader is referred to the special issues of *Physics of the Earth and Planetary Interiors* (48, 1987) or *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity* (34, 1982; 44, 1992; 49, 1997). The advantages and disadvantages of the procedures applied to verify the quality of the models were pointed out by Langel (1992). Two main approaches are possible: to compare the models among themselves and to compare the models with real data.

In our evaluation of the four candidate models, we test the predictive power of each model versus real data. To be sure that the dataset used for comparison is independent from all data used in computing the candidate models, the Ørsted scalar data were chosen. These data present two important advantages: there is no link with the data used by the three teams in deriving their models, and Ørsted data are well-distributed at the Earth's surface, so the models could be tested over global and regional areas.

Two tests were carried out. First, we evaluated the differences between the Ørsted data and synthetic data computed from the candidate models. Second, we tested the candidate models via their capability to predict a dip equator in order to reduce the Backus effect when inverting together with Ørsted data, by applying the method proposed by Khokhlov *et al.* (1997, 1999).

Remark

Tests were performed by reducing Ørsted data to the epoch of the models, using the candidate secular variation models up to degree and order 8. Tests using the IGRF 1995 secular variation model to reduce Ørsted data were also performed, but with worse results, not shown in this paper.

3. Ørsted Data Selection

The Danish Ørsted satellite was launched on February 23rd 1999, by NASA, and data became available on March 15th. After numerous problems, mostly linked to time shifts between instruments, the scalar data were made accessible via the web site of the Danish Meteorological Institut (DMI, <http://www.dmi.dk>). The data were presented in a raw format. Some problems arose because the pre-launch calibration was applied to the data, and some errors in the timing of the data still existed. We re-corrected the data, using the in-flight calibration, kindly furnished by the Ørsted Science Data Center (OSDC). This correction corresponded to a shift of about 1.5 nT. Tests were also performed to assess the validity and the consistency of the data (Langlais *et al.*, 1999; Appendix of Lowes *et al.*, 2000).

After the data were corrected for in-flight calibration and checked, the time-span from March 20th to April 26th was considered. Over this time interval data were selected in the usual way, using local time and magnetic activity indices. The first choice was to select only night-side data, in order to reduce the diurnal variation. Thereafter the three hour time

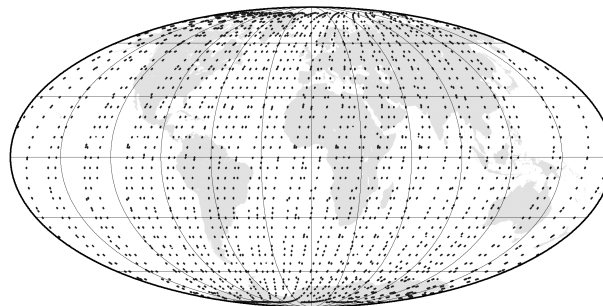


Fig. 1. Distribution of Ørsted data (19457 field intensity values), known as *set1* (Mollweide equal area projection).

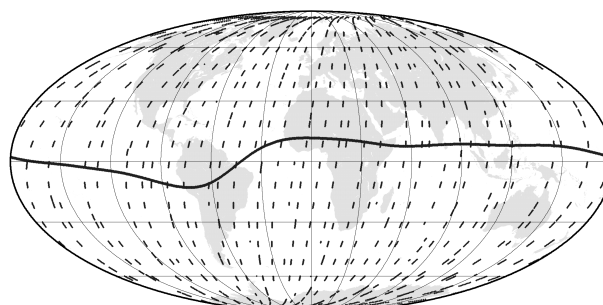


Fig. 2. Distribution of Ørsted data (6149 field intensity values), known as *set2*, together with position of the dip equator predicted by USUK 00.

intervals over which the $K_p = 0_0$ or $K_p = 0_+$ were selected.

Considering these selection criteria, 232637 scalar measurements were retained. This set was reduced to two smaller ones, in order to have homogeneous data distributions. The first one (*set1*) consisted of a maximum of 10 measurement points per $5^\circ \times 5^\circ$, containing 19457 field intensity values. The second one (*set2*) consisted of a maximum of 10 measurement points per $10^\circ \times 10^\circ$, and contained 6149 field intensity values. Each of these datasets was used for a different test. As the candidate models were built for epoch 2000.0, the Ørsted data were updated to this epoch, using the secular variation of each candidate model, respectively. The data distributions of these two datasets are shown in Figs. 1 and 2.

4. Results of Tests

4.1 How well do the models predict the field intensity?

The aim of this first test is to show the capability of the submitted models to predict the intensity of the Earth's magnetic field at the satellite elevation.

Synthetic data for the 19457 measurement locations of *set1* were computed from the candidate models (all up to degree and order 10) and compared with the real Ørsted data. The results, in terms of mean and standard deviation between real and synthetic data, are presented in Table 1.

For each model the resulting pattern of residuals is shown approximately by the appropriate contour plot of Fig. 3.

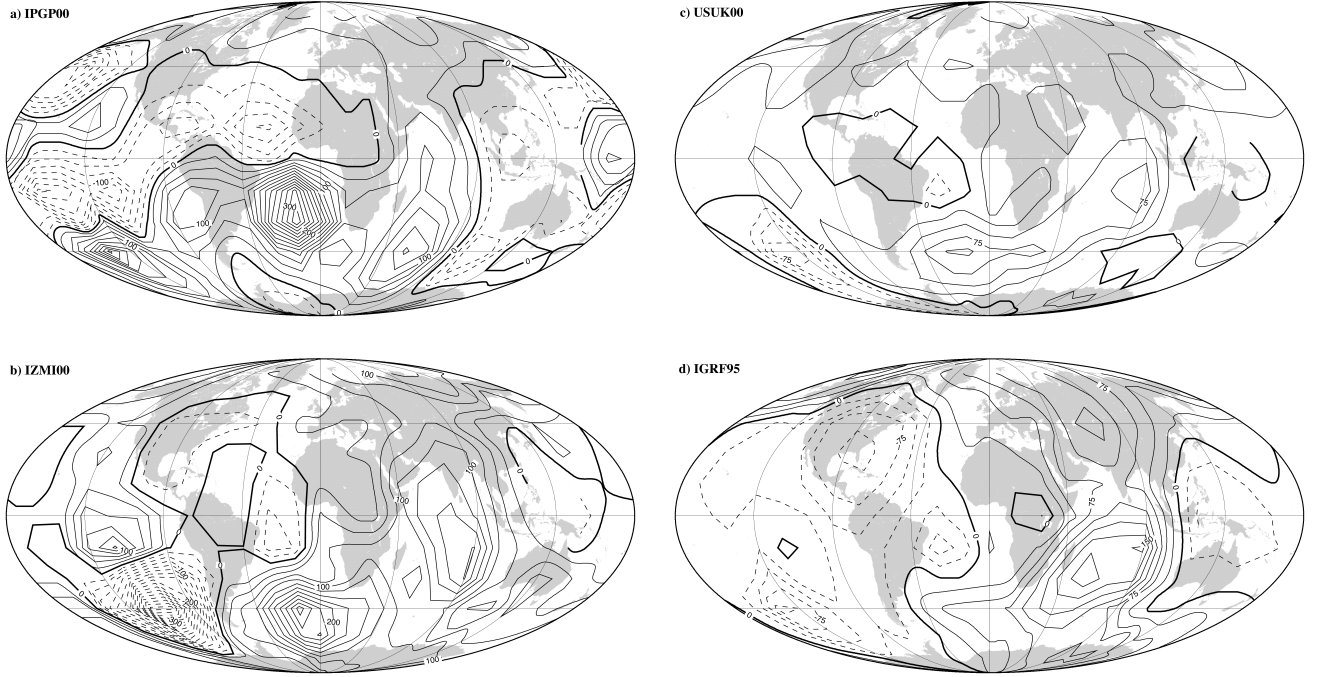


Fig. 3. Residuals between Ørsted scalar data and predicted one from a) IPGP00, b) IZMI00, c) USUK00, d) IGRF95. Residuals are averaged on a grid of $15^\circ \times 15^\circ$, resulting 288 points then contoured, with a contour spacing of 25 nT.

Table 1. Comparison between real and synthetic data for *set1*.

Model	Mean (nT)	σ (nT)
IPGP00	22.4	65.6
IZMI00	46.6	82.1
USUK00	23.7	30.5
IGRF95	27.2	61.5

4.2 How well do the models predict the dip equator?

Let us briefly recall some aspects concerning the derivation of a main field model using only scalar data. Such a model cannot be obtained properly, and it is strongly contaminated by the Backus effect: this is due to the non-uniqueness of the solution because the orientation of the field is not known (Backus, 1970). This problem can be solved using the method proposed by Khokhlov *et al.* (1997, 1999) with a numerical application presented in Ultré-Guérard *et al.* (1998). These studies show that, given the position of the dip equator with a reasonable accuracy, it is possible to recover a main field model without any Backus effect.

We were then interested by the coherence of the dip equator predicted by the four models with the Ørsted field intensity. Dip equators were simulated for the mean epoch of the available Ørsted data, i.e. March 28th 1999, using main field candidate models (up to degree and order 10) and their secular variation models (up to degree and order 8). Then an inversion was performed, using the Ørsted dataset *set2* and the 720 locations where B_r is null (one point every 0.5° of longitude) on a sphere of radius 6371.2 km. The inversion was performed using the least square method of Cain *et al.* (1967), with unit weights for equatorial data and weights

based on sine of colatitude for scalar satellite data, described as follows:

$$\omega_i^{\text{sca}} = \frac{2}{3} \frac{N_{\text{equ}} + N_{\text{sca}}}{T_{\text{sca}}} \sin(\theta_i) \quad (1)$$

$$\omega_j^{\text{equ}} = \frac{1}{3} \frac{N_{\text{equ}} + N_{\text{sca}}}{T_{\text{equ}}} \quad (2)$$

with

$$T_{\text{sca}} = \sum_{i=1}^{N_{\text{sca}}} \sin(\theta_i) \quad (3)$$

$$T_{\text{equ}} = N_{\text{equ}} \quad (4)$$

where ω_i^{sca} denotes the weight of the i th scalar data of colatitude θ_i and ω_j^{equ} denotes the weight of the j th equatorial data. N_{sca} and N_{equ} are the total number of scalar and equatorial data, i.e. 6149 and 720.

The distribution of the scalar dataset used, together with the position of the dip equator predicted by USUK00, is shown in Fig. 2. The residuals given by these inversions up to degree and order 10 are summarised in Table 2. For each combined candidate equator/Ørsted model (inversion) rms are given separately for the ΔF between that model and the Ørsted data (RMS_{sca}), and for the vertical field of that Ørsted model at the equator locations given by the candidate models, where the vertical field would be zero (RMS_{equ}). The values of rms for the combined datasets (weighted according to Eqs. (1) and (2)) are also given (RMS_{tot}).

Results of this test have to be carefully considered: a wrong model could be considered closer to the reality if only the scalar residuals or only the equatorial residuals are taken into account. Let the main field model M_0 be the true, complicated field model, but slightly noised, and two other models

Table 2. Test of the prediction of the dip equator.

Model	RMS _{sca} (nT)	RMS _{equ} (nT)	RMS _{tot} (nT)
IPGP00	10.9	6.0	9.6
IZMI00	9.3	2.7	7.7
USUK00	6.7	1.3	5.6
IGRF95	7.2	1.5	6.0

M_1 (the true model scaled overall by some factor significantly different from 1), and M_2 (a model giving the same field intensity as the true model, but corrupted by the Backus effect). Model M_1 gives the best geometry for the equator, and model M_2 better fit the scalar data, compared to model M_0 , even though M_0 is the more realistic model. These considerations show that both scalar and equatorial tests have to be performed to assess the validity of a given candidate model.

5. Discussion and Conclusion

Considering the tests presented in this paper, the USUK00 model best predicts the both the Ørsted intensity data and the Ørsted model dip equator. This could be related to the fact that the USUK00 model was built using a significant amount of synthetic data. The residuals given by IGRF95 are about twice as large and show a hemispherical bias (Fig. 3(d)), possibly due to error in the secular variation used to extrapolate the model from 1995; its dip equator is not quite as good. The residuals for IPGP00 and IZMI00 are comparable with one-another; the IPGP00 model gives better results when comparison is done directly versus the Ørsted scalar data, but IZMI00 better predicts the dip equator.

The residuals show that the four models could be classified into two groups: models using only real data (IPGP00 and IZMI00, for the main field models) and model using real and synthetic data (USUK00 and IGRF95). For the first class of models, the residuals vary from -215 nT to $+420$ nT for the IPGP00 model, and from -475 nT to $+320$ nT for IZMI00. For the second class, the residuals are lower, from -105 nT to $+110$ nT for USUK00 model, and from -115 nT to $+205$ nT for IGRF95.

The residuals obtained in testing the four candidate models for the main field clearly show that their quality is far from being acceptable. The best model, USUK00, is based on a large number of synthetic data. The two other new models used only real data, but with a poor distribution. As shown by Alexandrescu *et al.* (1994) and Langel *et al.* (1995) the data distribution is a very important parameter in main field

modelling.

It is clear that new efforts must be made to improve the knowledge of the main field, so as to give an acceptable IGRF. The fact that the Ørsted satellite was flying at the time of this Working Group meeting, gave the geomagnetic community the hope to get a new and better model to be adopted as IGRF 2000. This hope was achieved in November 1999 (Loves, 2000; Olsen *et al.*, 2000).

Acknowledgments. We are grateful to Charlie Barton for improving the presentation of this paper, to Andy Jackson for comments on the second test and to the associate editor Frank Lowes for useful discussions. All maps were plotted using the GMT software produced by Wessel and Smith (1991). This is the IPGP contribution 1705.

References

- Alexandrescu, M., C. Ha Duyen, and J.-L. Le Mouél, Geographical distribution of magnetic observatories and field modelling, *J. Geomag. Geoelectr.*, **46**, 891–901, 1994.
- Backus, G. E., Non-uniqueness of the external geomagnetic field determined by surface intensity measurements, *J. Geophys. Res., Space Phys.*, **75**, 6339–6341, 1970.
- Cain, J. C., S. J. Hendricks, R. A. Langel, and W. V. Hudson, A proposed model for the International Geomagnetic Reference Field—1965, *J. Geomag. Geoelectr.*, **19**, 335–355, 1967.
- Khokhlov, A., G. Hulot, and J.-L. Le Mouél, On the Backus effect—I, *Geophys. J. Int.*, **130**, 701–703, 1997.
- Khokhlov, A., G. Hulot, and J.-L. Le Mouél, On the Backus effect—II, *Geophys. J. Int.*, **137**, 816–820, 1999.
- Langlais, B., P. Ultré-Guéard, C. Vernin, M. Mandea, Y. Cohen, and G. Hulot, Ørsted: IPGP commissioning of the OVH magnetometer, *CNES report*, **OERS-RP-0000-0031-IPG**, 28 pp., 1999.
- Langel, R. A., International Geomagnetic Reference Field: the sixth generation, *J. Geomag. Geoelectr.*, **44**, 679–707, 1992.
- Langel, R. A., R. T. Baldwin, and A. W. Green, Toward an improved distribution of magnetic observatories for modelling of the main geomagnetic field and its temporal change, *J. Geomag. Geoelectr.*, **47**, 475–508, 1995.
- Loves, F. J., The working of the IGRF 2000 Task Force, *Earth Planets Space*, **52**, this issue, 1171–1174, 2000.
- Loves, F. J., T. Bondar, V. P. Golovkov, B. Langlais, S. Macmillan, and M. Mandea, Evaluation of the candidate Main Field model for IGRF 2000 derived from preliminary Ørsted data, *Earth Planets Space*, **52**, this issue, 1183–1186, 2000.
- Olsen, N., T. J. Sabaka, and L. Tøffner-Clausen, Determination of the IGRF 2000 model, *Earth Planets Space*, **52**, this issue, 1175–1182, 2000.
- Quinn, J. M., R. J. Coleman, D. L. Shiel, and J. M. Nigro, The Joint US/UK 1995 epoch world magnetic model, *Naval Oceanographic Office Technical Report*, **TR 314**, 377 pp., 1995.
- Ultré-Guéard, P., M. Hamoudi, and G. Hulot, Reducing the Backus effect given some knowledge of the dip-equator, *Geophys. Res. Lett.*, **16**, 3201–3204, 1998.
- Wessel, P. and W. H. F. Smith, Free software helps map and display data, *EOS Trans. Am. Geophys. Union*, **72**, 441–448, 1991.

M. Mandea (e-mail: mioara@ipgp.jussieu.fr) and B. Langlais (e-mail: langlais@ipgp.jussieu.fr)

2.3.2.3 Vers un modèle final

Comme nous ne disposons que de données scalaires, il n'était *a priori* possible que de tester la capacité des modèles candidats à prédire l'intensité du champ magnétique, sans toutefois garantir l'exactitude du modèle. Cela est lié à l'effet Backus, mis en évidence par Backus (1968, 1970, 1974). Si on considère le potentiel V défini dans l'espace extérieur d'une sphère, et F l'intensité du champ magnétique dérivant de ce potentiel par $F = |\vec{B}| = |\vec{\nabla}V|$, alors on peut exprimer les résultats suivants :

Backus (1968) : Si F est connu sur une surface sphérique et si le degré du développement en harmoniques sphériques est fini, alors F et V sont reliés de façon unique.

Backus (1970) : Si F est connu sur une surface sphérique et si le degré du développement en harmoniques sphériques est infini, alors F et V ne sont pas nécessairement reliés de façon unique.

Backus (1974) : Si F est connu dans une coquille sphérique d'épaisseur finie et si le degré du développement en harmoniques sphériques est fini, alors F et V sont reliés de façon unique.

En d'autres termes, la direction du champ magnétique ne peut être résolue de façon unique si l'on ne dispose que de données d'intensité du champ magnétique, dispersées sur une surface sphérique donnée. L'erreur occasionnée est perpendiculaire au champ magnétique mesuré, comme souligné par Lowes (1975). Elle se concentre principalement de part et d'autre de l'équateur magnétique, là où le champ magnétique est horizontal : l'erreur est alors principalement verticale.

Il existe plusieurs méthodes pour s'affranchir des erreurs liées à l'effet Backus : on peut soit utiliser quelques données vectorielles réparties sur toute la surface de la Terre (Ultré-Guérard et Achache, 1997), ou alors localisées près de l'équateur magnétique (Lowes et Martin, 1987). On peut aussi utiliser des informations, même erronées, sur la direction du champ (Holme et Bloxham, 1995). Une autre méthode a été proposée par Khokhlov *et al.* (1997, 1999), dont les arguments

sont repris ici :

Khokhlov *et al.* (1997) : Si F est connu sur une surface sphérique et si la position de l'équateur magnétique est connue, alors le champ magnétique peut être modélisé de façon unique au signe près.

Khokhlov *et al.* (1999) : L'équateur magnétique doit être connu tel que l'erreur sur le champ équatorial soit inférieure à $\epsilon = \sqrt{\delta}/2$, où δ est l'incertitude relative des mesures de F .

Cette méthode a été testée numériquement par Ultré-Guérard *et al.* (1998). Pour une incertitude sur les données égale à 2 nT, l'équateur magnétique doit être connu avec une précision égale à $0,1^\circ$. Nous avons utilisé cette méthode pour tester les modèles de champ principal candidats. Nous avons pour cela prédit un équateur magnétique à partir des modèles candidats, en tenant compte de la variation séculaire associée à chaque modèle. Cette méthode a été préférée à celle qui consistait à utiliser la variation séculaire de l'IGRF 1995, dont la précision est douteuse au vu des résultats présentés dans Mandeia et Langlais (2000). Ce test a donc permis d'estimer la capacité des modèles à prédire un équateur magnétique qui soit en accord avec les données scalaires du satellite Ørsted.

Les résultats de ces tests ont été présentés le 22 juillet 1999 en assemblée du groupe de travail 8 de la division V du IAGA. Les minutes de cette réunion peuvent être trouvées sur le site internet de l'IAGA¹. Le modèle IGRF 2000 de variation séculaire a été accepté comme étant la moyenne des trois modèles candidats proposés par Golovkov *et al.* (2000), Macmillan et Quinn (2000) et Langlais et Mandeia (2000).

Au vu des résultats de Mandeia et Langlais (2000), montrant des écarts entre les données du satellite Ørsted et celles prédites par les modèles candidats supérieurs à plusieurs centaines de nT, un consensus s'est dégagé pour que les modèles candidats soient écartés, et qu'un nouveau modèle de champ principal, basé sur les données Ørsted, soit proposé. Une commission a été désignée, dirigée par Franck Lowes, et comprenant Terry Sabaka, Mioara Mandeia, Susan Macmillan,

¹<http://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/wg8/min.html>

et Vadim Golovkov. Un rapport complet sur l'activité de la commission peut être trouvé dans Lowes (2000). Cette commission avait pour but de produire un nouveau modèle candidat IGRF 2000 et de le valider, en suivant le processus suivant :

- Étape 1 : Utilisation des données vectorielles et scalaires du satellite Ørsted pour calculer un modèle, avant le 1^{er} octobre 1999.
- Étape 2 : Validation du modèle candidat avec des données de surface et des données scalaires du satellite Ørsted non utilisées dans l'étape 1.
- Étape 3 : Si satisfaisant, le modèle est accepté.
Sinon, étape 4.
- Étape 4 : Utilisation des données scalaires du satellite Ørsted et des données de surface de l'étape 2 pour dériver un nouveau modèle, avant le 1^{er} novembre 1999.
- Étape 5 : Test du modèle de l'étape 4 par la commission, avant le 1^{er} décembre 1999.
- Étape 6 : Si satisfaisant, le modèle est accepté.
Si non, extrapolation de l'IGRF 1995 à 2000, et acceptation de ce modèle comme IGRF 2000.

Le processus de calcul et de validation décrit précédemment n'a pas tout à fait été suivi. Le modèle candidat est décrit dans Olsen *et al.* (2000a). À cause de problèmes liés à la datation des mesures magnétiques et à celle de l'orientation du satellite, il n'a été possible de produire un modèle candidat que le 1^{er} octobre, mais ce modèle n'était basé que sur quelques jours de mesures du mois de mai 1999. Un délai supplémentaire d'un mois a été accordé pour que le modèle soit recalculé avec plus de données, en sachant que le premier modèle était déjà meilleur que les autres modèles candidats pour l'IGRF 2000.

Le nouveau modèle a été proposé le 1^{er} novembre 1999. Il repose sur des données satellitaires couvrant la période de mars à septembre 1999. Les données retenues sont nocturnes, et sont sélectionnées en fonction de l'indice magnétique K_p (Menvielle et Berthelier, 1991). Une dépendance des premiers coefficients externes de Gauss en fonction du Dst est prise en compte dans le modèle calculé,

même si le modèle IGRF ne retient pas ces coefficients. Les données ont été réduites à la même époque en les ajustant par la variation séculaire de l'IGRF 1995 (jusqu'au degré 8).

C'est le modèle tronqué au degré 10 qui est testé dans l'article qui suit. Ce travail a surtout été effectué par échanges de messages électroniques (plus de 130 messages). Deux autres personnes ont été intégrées à la commission spéciale : il s'agit de Tatiana Bondar (IZMIRAN) et de moi-même.

Résumé de l'article

Évaluation du modèle de champ principal dérivé à partir des données Ørsted
candidat pour l'IGRF 2000.

F.J. Lowes, T. Bondar, V.P. Golovkov,

B. Langlais, S. Macmillan et M. Manda

Publié dans *Earth, Planets and Space*, 2000.

Lors du processus de sélection de l'IGRF 2000, une commission spéciale a été mise en place. Avant d'être validé par cette commission, le modèle candidat final (une version tronquée du modèle Ørsted(10c/99)) a été comparé à un jeu indépendant de données comprenant des mesures satellitaires et de surface. La méthode, la sélection des données et les résultats de cette comparaison sont décrits.

Evaluation of the candidate Main Field model for IGRF 2000 derived from preliminary Ørsted data

F. J. Lowes¹, T. Bondar², V. P. Golovkov², B. Langlais³, S. Macmillan⁴, and M. Manda³

¹Physics Department, University of Newcastle, Newcastle Upon Tyne, NE1 7RU, U.K.

²IZMIRAN, 142092 Troitsk, Moscow region, Russia

³Institut de Physique du Globe de Paris, Laboratoire de Géomagnétisme, 4 Place Jussieu, 75252 Paris Cedex 5, France

⁴British Geological Survey, Murchison House, West Mains Road, Edinburgh, EH9 3LA, U.K.

(Received February 14, 2000; Revised May 24, 2000; Accepted May 24, 2000)

On this occasion the selection of the IGRF for 2000 was left to a small Task Force. Before it was accepted by the Task Force as IGRF 2000, the final candidate model (a truncated version of Ørsted(10c/99)) was compared with a comprehensive set of independent surface and satellite data. The method, data selection, and results of this comparison are described.

1. Introduction

At its meeting in Birmingham in 1999, IAGA Working Group V8 decided that none of the candidate models proposed for IGRF 2000 was good enough. (Comparisons between the candidate models, and with the models and other data, were all much poorer than on previous occasions.) However it was hoped that the apparent problems with the vector data from the Ørsted satellite would be overcome soon, and a small Task Force was set up to produce IGRF 2000 to a deadline. As reported in Lowes (2000), the final candidate model considered by the Task Force was in fact based on Ørsted vector and scalar data. This paper reports on the numerical assessment of this final candidate model, done by comparing it with independent recent measurements.

The next section outlines the method. Then Section 3 describes how the data for the comparison were selected, Section 4 gives the results of the comparison, and Section 5 discusses these results. The Appendix describes the various tests used to eliminate faulty Ørsted scalar data.

2. Test Method

Evaluation of IGRF candidate models is now a well established tradition. It is usual to test the models with data which is as recent as possible, with respect to the date of the model. With only one main-field candidate model to be considered, our work was more the validation of the model than an evaluation.

The IGRF candidate being tested, locally called IGRF2000c, consisted of the constant internal terms of the model Ørsted(10c/99) truncated to $n \leq 10$; it was for epoch 2000.0. (For details of the parent model Ørsted(10c/99), see Olsen *et al.* (2000)) The model was tested against several independent datasets by comparing the field predicted by the

model at the appropriate locations with the real data (updated to the same epoch). The residuals were computed and plotted. In doing so, we were trying to see if there were any inconsistencies or regional errors.

3. Data Used for Testing the Model

The first and essential step in the model evaluation was to ensure that the control data used were of good quality. As the model was for epoch 2000.0, data were updated to this epoch, using the secular variation (SV) of IGRF 1995. We used both satellite and ground data for the tests.

3.1 Ørsted scalar data

All the available vector data (from the Compact Spherical Coil magnetometer, CSC), and some of the scalar data (from the Overhauser magnetometer, OVH), of the Ørsted satellite, had already been used in deriving the model; we used the remaining scalar data for our comparison. Two of the current authors (BL and MM) were directly involved in this satellite project, as Institut de Physique du Globe de Paris (IPGP) was scientifically in charge of validation of the OVH data, used to assess the long-term validity of the CSC magnetometer. During the satellite commissioning phase, some problems were found and notified to the Ørsted Science Data Center (OSDC). However, not all the errors had been removed, and we decided to apply further tests before using this OVH data.

Three tests were performed, based respectively on the first and second differences of successive field values, and the comparison of the real data with predicted values. These tests were chosen because of the type of errors involved: most of them were due to the allocation of wrong times to the data. The Appendix describes these errors, and the way they were detected and removed.

After the screening described above we looked at all available data, i.e. from March 16th, through September 30th, except that already used in the derivation of the model. Only night-time data was used, so as to reduce the effect of the diurnal variation of the external component of the field. Further

Table 1. Monthly comparison of model with other 1999 Ørsted F data (all field values in nT).

Month	$lsa = 0$			$lsa = 1$			$Am \leq 5$ nT		
	No.	Mean	St. dev.	No.	Mean	St. dev.	No.	Mean	St. dev.
March	58238	5.5	14.6	145859	7.2	16.4	121052	4.5	16.2
April	64655	5.4	17.7	261441	5.2	20.4	162378	4.8	17.9
May	36374	6.5	15.3	196861	5.7	18.7	83564	4.7	18.2
June	90409	4.9	12.7	278284	4.3	16.8	204989	3.7	16.0
July	125186	4.5	16.6	140734	3.8	19.0	227983	3.5	19.0
August	42976	5.1	20.7	141358	5.8	24.4	78353	3.0	21.3
September	15015	7.0	25.3	81097	7.7	26.3	28599	4.6	26.3

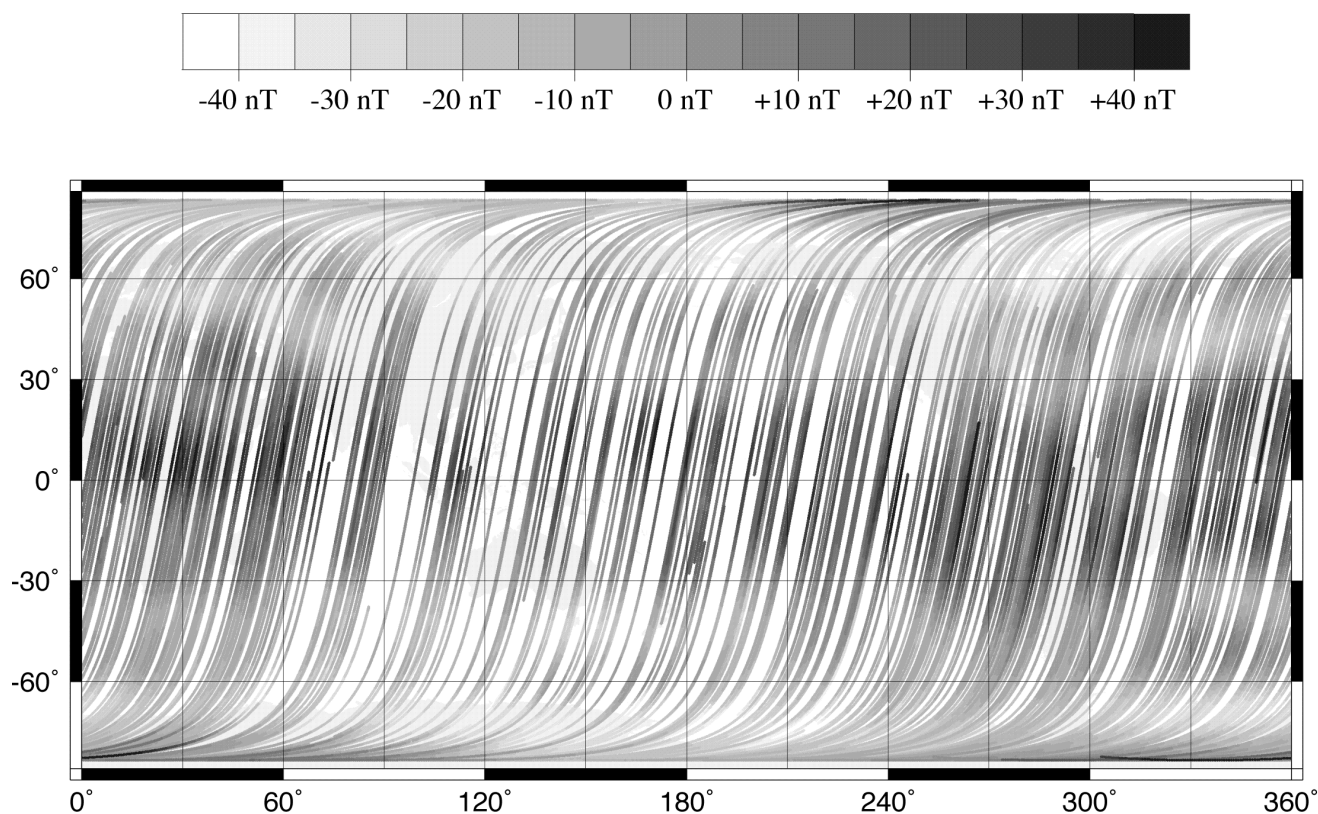


Fig. 1. The residuals ($\text{\O rsted } F - \text{model}$) for $Am \leq 5$ nT (Table 1, all months) plotted against position. The large-scale variation probably comes mainly from the omission of the external terms.

selections were made with respect to two indices of external activity. The first of these is the planetary index (Am); the second is the longitude sector activity index (lsa), kindly provided by the Centre d'Etudes des Environnements Terrestres et Planétaires (CETP), as quick-look indices (Menvielle and Berthelier, 1991). These indices were chosen because of their ability to quantify the external activity and because they are available in near real-time. The Am index is a three hour index, expressed in nT. The lsa index is also a three hour index, expressed on the Kp scale. We used four longitude sectors in the Northern hemisphere, and three in the Southern hemisphere.

3.2 Ground data

All the recent ground data available to the British Geological Survey and the IGP were used. For observatories where monthly mean values were available these were checked and updated to 2000.0 using the exponential prediction method of Langlais and Mandea (2000). Where only annual means were available these were checked, and the last one updated to 2000.0 using the IGRF 1995 SV model. This gave a total of 174 sites. For the 150 of these for which the 1980.0 values were available, these were compared with an $n \leq 13$ 1980.0 model based on MAGSAT data to estimate the observatory bias (the crustal field at this site) and this bias estimate was subtracted from the 2000.0 value before the assessment.

There were also 712 recent repeat station measurements (of which 3 were only total intensity data), and 109 scalar measurements (mainly marine ones, but with some Antarctica values). These were also updated using the IGRF 1995 SV model (see Langlais and Manda (2000) for more information).

4. Results

The results are given separately for each data type, i.e. satellite, observatory, repeat station or marine and other scalar sources.

4.1 Ørsted scalar data

The results are presented in Table 1, which gives monthly values of the mean and standard deviation of the residuals for each of three datasets, based on different values of the lsa or Am indices.

Figure 1 shows the residuals for $Am \leq 5$ nT (Table 1, all months) plotted against position. This illustrates clearly that on average there is a large-scale variation with latitude, even for data not used in the modelling.

For the quietest dataset the mean deviation is about 5 nT, and the standard deviation about 15 nT. This latter figure is considerably larger than the expected error of the observations. However it must be remembered that the comparison was with the purely internal, $Dst = 0$, truncated $n \leq 10$, model. Sabaka (private communication) had shown that while the earlier Ørsted(9/99) model fitted a sample of independent data with rms of 7 nT, that value increased to 18 nT when the same truncation was applied. Also, while only quiet times were used, some months were quieter than

others, so there is probably no significance in the variation from month to month. Similarly, the large-scale variation with latitude seen in Fig. 1 probably comes mainly from the omission of the external field terms.

This would mean that we explain most of the MAGNITUDE of the figures in the Table by the omission of $n = 11, 12, 13$ internal and $n = 1$ external terms, and explain the large-scale nature of the residuals in the figure by the omitted external terms.

4.2 Ground data

Table 2 gives the results of the comparisons for observatories, Table 3 for repeat stations, and Table 4 for the marine and other scalar data.

5. Discussion and Conclusion

We believe that the data we used in this comparison were more thoroughly tested than has been usual in the past. None of the comparisons reported in the previous Section gave any evidence of the residuals being larger than would be expected for each type of data. Although Fig. 1 (and other evidence, see for example Olsen *et al.* (2000), and Lowes (2000)) suggested that the model and/or the Ørsted data did have some puzzling features, these were all of small magnitude. As a result of the numerical comparisons of this paper, and of other considerations reported in Lowes (2000), the Task Force decided that the tested model was good enough to be accepted as IGRF 2000.

Acknowledgments. Map has been plotted using the GMT software (Wessel and Smith, 1991). This is IGP contribution 1706.

Appendix. Test of Ørsted Data

In the following, we describe the errors and the way we detected them. The reader is referred to Langlais *et al.* (1999), for a complete description of the problems.

The largest errors (up to several thousands of nT) are linked to a software problem that occurs during the magnetometer frequency calibration. From time to time (now once a week, but it was more frequent, up to 10 times a day, at the beginning of the mission), the magnetometer is turned off for approximately 60 seconds, while the quartz frequency is measured.

During normal measurement mode, the packet where data is stored on the satellite should be closed when measurement stops, and another packet opened when the magnetometer is turned on again. However, for some unknown reason this did not happen at the times of frequency calibrations; the first measurement after the restart of measurement mode was stored immediately after the last one before the stop. Unfortunately it is not possible to recover the exact time of the wrongly stored data, because absolute time is stored only at the start of the packet, with succeeding data assumed to be (nominal) 1 second apart until the end of the packet 256 seconds later. This problem was mostly solved by the OSDC by removing packets in which there was a frequency calibration, but some small portions of wrong data remained up to the time of this testing of the model.

We removed most of the wrong data by carefully screening the first time derivative of successive values. In normal measurement mode a maximum first derivative of $37 \text{ nT}\cdot\text{s}^{-1}$ was noted, even during highly disturbed external conditions.

Table 2. Comparison of model with observatory data: (a) statistics for Dataset 1 (174 observatories without crustal biases) (b) for Dataset 2 (150 observatories with crustal biases).

Comp.	a		b	
	Mean	St. dev.	Mean	St. dev.
X	-58	362	7	47 nT
Y	-28	292	4	62
Z	-35	455	-8	110

Table 3. Comparison of model with repeat station data.

Comp.	No.	Mean	St. dev.
X	709	-17	138 nT
Y	709	-35	142
Z	709	-48	211
F	3	-152	112

Table 4. Comparison of model with scalar data.

Comp.	No.	Mean	St. dev.
F	139	33	183 nT

Looking at a sample of outliers having larger residuals than this, we were able to reasonably explain these as due to wrong allocation of measurement time; consecutive measurements were found to be not time consecutive, having a nominal spacing of 1 second, but rather having a time interval of 10, 20 or even 50 seconds. When the spacing was larger than the nominal one, it means that a new packet had been opened and a new time information provided, so that the following field measurements can be considered as correct.

This kind of error can be detected (and then removed) using:

$$\text{if } \left| \frac{F_i - F_{i-1}}{T_i - T_{i-1}} \right| \geq 37 \text{ nT}\cdot\text{s}^{-1} \quad \text{and} \\ T_i - T_{i-1} = 1 \text{ s nominal} \quad (\text{A.1})$$

$$\text{then } (F_i, T_i) \quad \text{is removed} \quad (\text{A.2})$$

$$\text{and the following } (F_{i+j}, T_{i+j}) \quad (j=1,t) \\ \text{are also removed until } T_{i+t+1} - T_{i+t} > 2 \text{ s} \quad (\text{A.3})$$

However, this scheme is only useful for 1-second consecutive measurements. We also decided to test the data by comparing them with values predicted from an *a-priori* model. The chosen model was IGRF 1995, updated to the epoch of data using the IGP secular variation models computed for producing an IGRF 2000 candidate (Langlais and Manda, 2000). Measurements that differed more than 200 nT from the predicted ones were removed. It should be mentioned that this value is somewhat arbitrary, and means that some, probably correct, polar measurements, made during highly disturbed external conditions, were removed. However, in view of the large amount of data available, these removals were accepted.

Another error was noticed but had not been removed up to now. Studying the second time derivatives of successive time measurements, some anomalous sequences were highlighted. A typical sequence would be, for example, $-0.1, 0.1, 0.0, 0.1, 0.0, 0.1, 0.2, 0.0 \text{ nT}\cdot\text{s}^{-2}$, having only a small range

of values. However we noticed some strange sequences, as $0.1, 0.0, -0.3, 0.8, -0.4, 0.1, -0.1, -0.1 \text{ nT}\cdot\text{s}^{-2}$, which we called “scattering”. There is no geophysical reason to explain this fact, so we decided to remove such sequences using the scheme:

$$\text{if } \left| \frac{\frac{F_{i+1}-F_i}{T_{i+1}-T_i} - \frac{F_i-F_{i-1}}{T_i-T_{i-1}}}{\frac{T_{i+1}-T_{i-1}}{2}} \right| \geq 0.5 \text{ nT}\cdot\text{s}^{-2} \quad \text{and} \\ \begin{cases} T_i - T_{i-1} \simeq 1 \text{ s} \\ T_{i+1} - T_i \simeq 1 \text{ s} \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

$$\text{then } (F_i, T_i) \quad \text{is removed} \quad (\text{A.5})$$

$$\text{and } (F_{i-2}, T_{i-2}), (F_{i-1}, T_{i-1}), (F_{i+1}, T_{i+1}), (F_{i+2}, T_{i+2}) \\ \text{are also removed.} \quad (\text{A.6})$$

At least 5 measurements are removed per scattering occurrence: this is done to remove all the measurements which contribute to the anomalous value, $0.8 \text{ nT}\cdot\text{s}^{-2}$ in the above example.

References

- Langlais, B. and M. Manda, An IGRF candidate main geomagnetic field model for epoch 2000 and a secular variation model for 2000–2005, *Earth Planets Space*, **52**, this issue, 1137–1148, 2000.
- Langlais, B., P. Ultré-Guérard, C. Vernin, M. Manda, Y. Cohen, and G. Hulot, Ørsted: IGP commissioning of the OVH magnetometer, *CNES report*, **OERS-RP-0000-0031-IPG**, 28 pp., 1999.
- Lowes, F. J., The working of the IGRF 2000 Task Force, *Earth Planets Space*, **52**, this issue, 1171–1174, 2000.
- Menvielle, M. and A. Berthelier, The derived planetary indices: description and availability, *Rev. of Geophys.*, **29**, 415–432, 1991.
- Olsen, N., T. J. Sabaka, and L. Tøffner-Clausen, Determination of the IGRF 2000 model, *Earth Planets Space*, **52**, this issue, 1175–1182, 2000.
- Wessel, P. and W. H. F. Smith, Free software helps map and display data, *EOS Trans. Am. Geophys. Union*, **72**, 441–448, 1991.

F. J. Lowes (e-mail: f.j.lowes@ncl.ac.uk), T. Bondar, V. P. Golovkov, B. Langlais, S. Macmillan, and M. Manda

2.3.3 Conclusions

Le test du modèle candidat par rapport aux données satellitaires montre surtout que le modèle est incomplet. Nous revenons ici sur les différences entre les mesures et les données prédites, en ne regardant que les données pour lesquelles $Am \leq 5$ nT, soit 906918 valeurs. Les figures 2.1-a, 2.1-b et 2.1-c montrent les résidus entre les données satellitaires et celles prédites successivement par l'IGRF 2000, l'IGRF 2000 plus les premiers termes externes, et l'IGRF 2000 plus les premiers termes externes et les coefficients des degrés 11 à 13. Les termes externes sont estimés à $q_1^0 = 22$ nT, $q_1^1 = 1$ nT et $s_1^1 = -4$ nT. Les coefficients du degré 11 à 13 sont ceux du modèle parent (fournis par Nils Olsen).

L'écart quadratique moyen passe de 18,22 nT sans les termes externes à 9,74 avec les termes externes. La dépendance des résidus en fonction de la latitude, présente dans la figure 2.1-a, disparaît entièrement dans la figure 2.1-b. La morphologie des résidus correspond alors plus aux termes de haut degré (supérieur à 10), dont le modèle ne rend pas compte. En incluant les termes des degrés 11, 12 et 13 du modèle parent (figure 2.1-c), l'écart quadratique moyen descend à 7,80 nT. La morphologie des résidus n'apparaît plus liée à une troncature trop sévère, mais le comportement hémisphérique peut être rapproché de la figure 3-d de Manda et Langlais (2000).

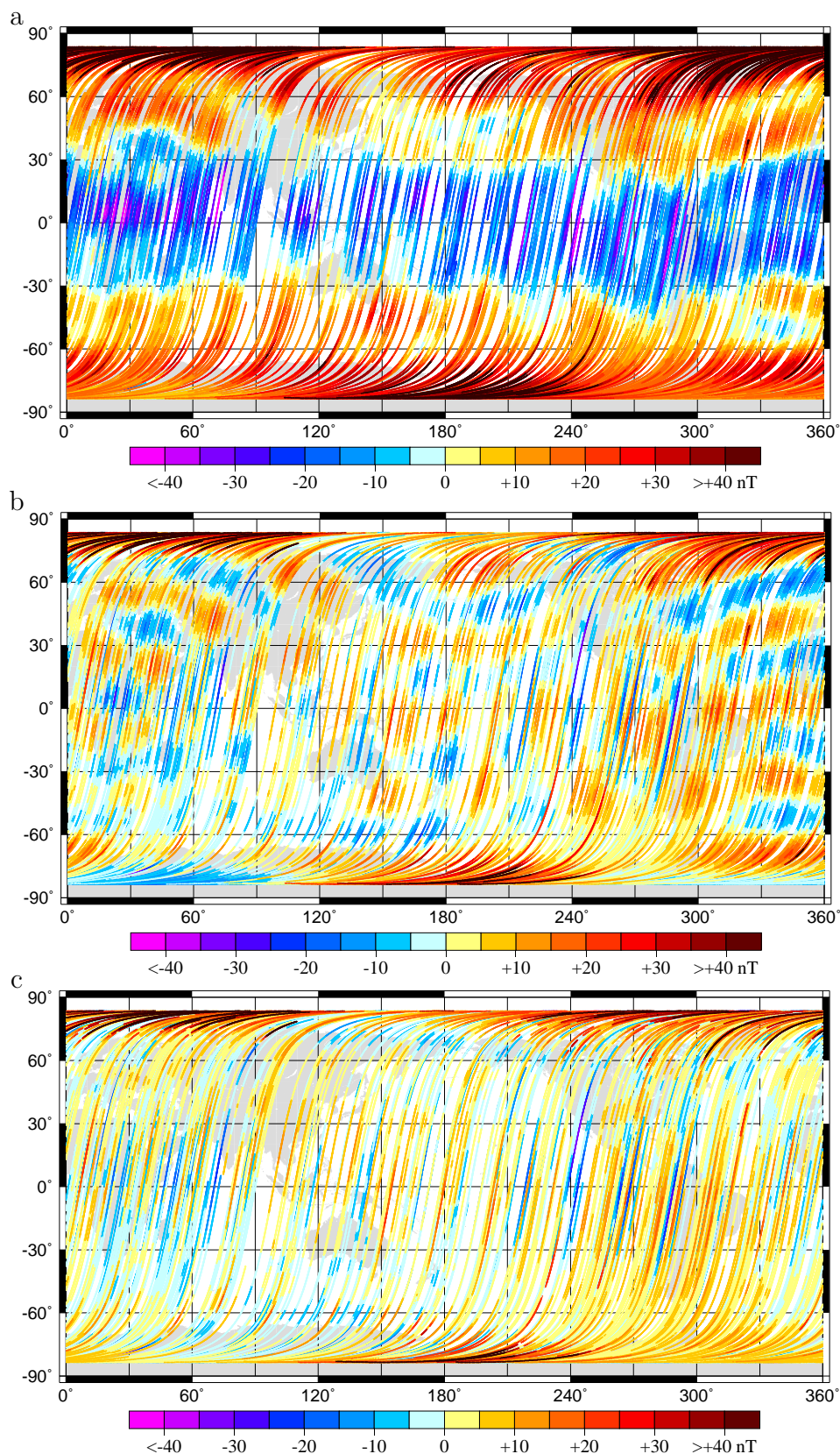


FIG. 2.1 – Résidus entre les données scalaires et celles prédites par (a) l'IGRF 2000, (b) l'IGRF 2000 avec les premiers termes externes, (c) l'IGRF 2000 avec les premiers termes externes, plus les degrés 11 à 13.

2.3.3.1 Le modèle IGRF 2000

Le modèle IGRF 2000, tel qu'il a été testé par la commission mise en place lors de l'assemblée de l'IAGA, a finalement été accepté le 11 novembre 1999. Les coefficients du modèle, jusqu'au degré 10 pour le champ principal et jusqu'au degré 8 pour la variation séculaire, sont repris dans l'article reproduit ici. Cet article a également été publié dans *Pure appl. geophys.*, **157**, pp. 1797-1802, 2000, dans *Geophys. J. Int.*, **141**, pp. 259-262, 2000, et dans *EOS, Trans. Amer. Geophys. Union*, **82**, pp. 347, 2001.

Champ géomagnétique international de référence — 2000

Association Internationale de Géomagnétisme et d'Aéronomie (IAGA)

Division V, groupe de travail 8

Mioara Mandea, Susan Macmillan, Tatiana Bondar, Vadim Golovkov,

Benoit Langlais, Franck Lowes, Nils Olsen, John Quinn, Terry Sabaka

publié dans *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 2000.



International geomagnetic reference field — 2000

International Association of Geomagnetism and Aeronomy (IAGA), Division V,
Working Group 8

Mioara Manda* , Susan Macmillan, Tatiana Bondar, Vadim Golovkov,
Benoit Langlais, Frank Lowes, Nils Olsen, John Quinn, Terry Sabaka

Received 26 November 1999; accepted 24 January 2000

Keywords: IGRF; Geomagnetic reference field; Geomagnetic field model; Secular variation

A group of geomagnetic field modelers associated with the International Association of Geomagnetism and Aeronomy (IAGA), Division V, Working Group 8 periodically examines various geomagnetic field representations from which the Earth's main field and its secular variation can be computed. They produce a set of coefficients to represent the main field at a particular epoch, usually every 5 years, and name it as the International Geomagnetic Reference Field (IGRF). Also, if a previous IGRF is re-derived using new data not available at the time of its production and agreed upon when it is clear that no additional data are likely to emerge, it is called a Definitive Geomagnetic Reference Field (DGRF). For similar reasons, no DGRF model for 1995 has yet been adopted by the IAGA, Division V, Working Group 8. Note that when referring to these models, the designation "IGRF" refers to all available models viewed collectively. If a particular model is

intended, the reference must be specific, i.e. IGRF2000 or DGRF1990, rather than simply IGRF or DGRF.

The IGRF is a series of mathematical models describing the Earth's main field and its secular variation. The main field \vec{B} is the negative gradient of a scalar potential:

$$\vec{B} = -\nabla V$$

Each model comprises a set of spherical harmonic coefficients (called Gauss coefficients in recognition of Gauss' development of this technique for geomagnetism), g_n^m and h_n^m , in a truncated series expansion of a geomagnetic potential function of internal origin:

$$V = a \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} \\ \times (g_n^m \cos m\phi + h_n^m \sin m\phi) P_n^m(\cos\theta)$$

where a is the mean radius of the Earth (6371.2 km) and r , ϕ , θ are the geocentric spherical coordinates

* Corresponding author. Institut de Physique du Globe de Paris, 4 Place Jussieu, 75252 Paris, France. Tel.: +33-238-339-500.

Table 1

Spherical harmonic (Gauss) coefficients of the IGRF2000 (in nT) and SV2000–2005 (in nT/year)

g/h	<i>n</i>	<i>m</i>	IGRF-2000	SV 2000–2005
g	1	0	−29615	14.6
g	1	1	−1728	10.7
h	1	1	5186	−22.5
g	2	0	−2267	−12.4
g	2	1	3072	1.1
h	2	1	−2478	−20.6
g	2	2	1672	−1.1
h	2	2	−458	−9.6
g	3	0	1341	0.7
g	3	1	−2290	−5.4
h	3	1	−227	6.0
g	3	2	1253	0.9
h	3	2	296	−0.1
g	3	3	715	−7.7
h	3	3	−492	−14.2
g	4	0	935	−1.3
g	4	1	787	1.6
h	4	1	272	2.1
g	4	2	251	−7.3
h	4	2	−232	1.3
g	4	3	−405	2.9
h	4	3	119	5.0
g	4	4	110	−3.2
h	4	4	−304	0.3
g	5	0	−217	0.0
g	5	1	351	−0.7
h	5	1	44	−0.1
g	5	2	222	−2.1
h	5	2	172	0.6
g	5	3	−131	−2.8
h	5	3	−134	1.7
g	5	4	−169	−0.8
h	5	4	−40	1.9
g	5	5	−12	2.5
h	5	5	107	0.1
g	6	0	72	1.0
g	6	1	68	−0.4
h	6	1	−17	−0.2
g	6	2	74	0.9
h	6	2	64	−1.4
g	6	3	−161	2.0
h	6	3	65	0.0
g	6	4	−5	−0.6
h	6	4	−61	−0.8
g	6	5	17	−0.3
h	6	5	1	0.0
g	6	6	−91	1.2
h	6	6	44	0.9
g	7	0	79	−0.4
g	7	1	−74	−0.4
h	7	1	−65	1.1

Table 1 (continued)

g/h	<i>n</i>	<i>m</i>	IGRF-2000	SV 2000–2005
g	7	2	0	−0.3
h	7	2	−24	0.0
g	7	3	33	1.1
h	7	3	6	0.3
g	7	4	9	1.1
h	7	4	24	−0.1
g	7	5	7	−0.2
h	7	5	15	−0.6
g	7	6	8	0.6
h	7	6	−25	−0.7
g	7	7	−2	−0.9
h	7	7	−6	0.2
g	8	0	25	−0.3
g	8	1	6	0.2
h	8	1	12	0.1
g	8	2	−9	−0.3
h	8	2	−22	0.0
g	8	3	−8	0.4
h	8	3	8	0.0
g	8	4	−17	−1.0
h	8	4	−21	0.3
g	8	5	9	0.3
h	8	5	15	0.6
g	8	6	7	−0.5
h	8	6	9	−0.4
g	8	7	−8	−0.7
h	8	7	−16	0.3
g	8	8	−7	−0.4
h	8	8	−3	0.7
g	9	0	5	0.0
g	9	1	9	0.0
h	9	1	−20	0.0
g	9	2	3	0.0
h	9	2	13	0.0
g	9	3	−8	0.0
h	9	3	12	0.0
g	9	4	6	0.0
h	9	4	−6	0.0
g	9	5	−9	0.0
h	9	5	−8	0.0
g	9	6	−2	0.0
h	9	6	9	0.0
g	9	7	9	0.0
h	9	7	4	0.0
g	9	8	−4	0.0
h	9	8	−8	0.0
g	9	9	−8	0.0
h	9	9	5	0.0
g	10	0	−2	0.0
g	10	1	−6	0.0
h	10	1	1	0.0
g	10	2	2	0.0
h	10	2	0	0.0

2.3 Les modèles géomagnétiques internationaux de référence

117

Table 1 (continued)

g/h	n	m	IGRF-2000	SV 2000–2005
g	10	3	–3	0.0
h	10	3	4	0.0
g	10	4	0	0.0
h	10	4	5	0.0
g	10	5	4	0.0
h	10	5	–6	0.0
g	10	6	1	0.0
h	10	6	–1	0.0
g	10	7	2	0.0
h	10	7	–3	0.0
g	10	8	4	0.0
h	10	8	0	0.0
g	10	9	0	0.0
h	10	9	–2	0.0
g	10	10	–1	0.0
h	10	10	–8	0.0

(r denotes the distance from the centre of the Earth, ϕ denotes the longitude eastward from Greenwich and θ denotes the colatitude $C90^\circ$ minus the latitude). When converting from geodetic to geocentric system, the use of the IAU ellipsoid (International Astronomical Union, 1966) is recommended (equatorial radius of 6378.16 km and flattening $1/298.25$). The $P_n^m(\cos \theta)$ are Schmidt quasi-normalised associated Legendre functions of degree n and order m ($n \geq 1$ and $m \geq n$). The maximum spherical harmonic degree of the expansion is N . For more details on main-field modeling, the reader is referred to Chapman and Bartels (1940), Langel (1987), Merrill et al. (1996), Campbell (1997).

The IGRF models for the main field are truncated at $N = 10$ (120 coefficients), which represents a compromise adopted to produce well-determined main-field models while avoiding most of the contamination resulting from crustal sources. Coefficients for dates between the 5-year epochs are obtained by linear interpolation of the corresponding coefficients for the neighbouring epochs. The coefficients of the main field are rounded to the nearest nanotesla (nT) to reflect the limit of the resolution of the available data. The IGRF models for the secular variation are truncated at $N = 8$ (80 coefficients). In this case, the coefficients are rounded at the nearest 0.1 nT/year to reduce the effect of accumulated rounding error.

The new IGRF coefficients and the computer programs for synthesizing the field components are available from the World Data Centers listed below, from the IAGA web page (<http://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/wg8/wg8.html>) and from national geomagnetic observatory agencies and geological surveys throughout the world. They are listed in Table 1. Details of the derivation of the IGRF2000, including the secular variation model for forward-continuation of the field from epoch 2000.0 up to 2005.0, will appear in a special issue of the journal *Earth, Planets and Space* journal in 2000.

The IGRF is produced by the IAGA Working Group V-8, *Analysis of the Global and Regional Geomagnetic Field and its Secular Variation*. During the XXII General Assembly of the International Union of Geodesy and Geophysics held in Birmingham (UK) in July 1999, a task force¹ was created and was assigned the role of preparing a better IGRF model using data from the Ørsted satellite due to the poor quality of the candidate models proposed for the main field (they did not include any Ørsted satellite data). The new main field model adopted for the 2000.0 epoch is the model provided by Nils Olsen and Terry Sabaka.² The new secular variation model for the 2000.0–2005.0 time-span is based on candidate models provided by British Geological Survey Edinburgh (Susan Macmillan) and United States Geological Survey (John Quinn), Institut de Physique du Globe de Paris (Benoit Langlais and Mioara Manda), and Institute of Terrestrial Magnetism, Ionospheric and Radio Wave Propagation, Moscow (Vadim Golovkov). We would like to thank the Ørsted team, the staff of magnetic observatories and survey organisations worldwide for providing data on which the IGRF depends and the World Data Centers for data services. For further information about the IGRF models, contact IAGA Working Group V-8 (Chair: Mioara Manda, Institut de Physique du Globe de Paris, 4 Place Jussieu, 75252 Paris, France. Fax: 33 238 339 504, e-mail: mioara@ipgp.jussieu.fr).

¹ Frank Lowes (chair), Vadim Golovkov, Susan Macmillan, Mioara Manda, Nils Olsen and Terry Sabaka.

² Information about the model is available on http://www.dsri.dk/Oersted/Field_models

World Data Centers

World Data Center — A: Solid Earth Geophysics,
National Geophysical Data Center,
325 Broadway, Boulder CO 80303-3328,
USA

Tel.: +1-303-497-6521;
fax: +1-303-497-6513;
e-mail: info@ngdc.noaa.gov;
web:http://www.ngdc.noaa.gov

World Data Center — A: Rockets and Satellites,
NASA/Goddard Space Flight Center,
Code 633, Greenbelt, Maryland 20771,
USA

Tel.: +1-301-286-6695; fax:
fax: +1-301-286-1771;
e-mail: request@nssdca.gsfc.nasa.gov;
web:http://nssdc.gsfc.nasa.gov

World Data Center — B2: Solid Earth Geophysics,
Russian Geophysical Committee,
3 Molodezhnaya, Moscow 117 296,
Russia

Tel.: +7-095-9300-0546;
fax: +7-095-930 5509;
e-mail: webmaster@wdcb.rssi.ru;
web:http://www.wdcb.rssi.ru

World Data Center — C1: Geomagnetism,
British Geological Survey, Murchison House,
West Mains Road, Edinburgh EH9 3LA,
UK

Tel.: +44-131-650-0234;
fax: +44-131-668-4368;
e-mail: s.macmillan@bgs.ac.uk;
web:http://ub.nmh.ac.uk

World Data Center — C2: Geomagnetism,
Faculty of Science Kyoto University,
606 Kyoto,
Japan

Tel.: +81-75-753-3929;
fax: +81-75-722-7884;
e-mail: request@kugi.kyoto-u.ac.jp;
web:http://swdcdb.kugi.kyoto-u.ac.jp

References

Campbell, W., 1997. *Introduction to Geomagnetic Fields*. Cambridge Univ. Press, Cambridge.
Chapman, S., Bartels, J., 1940. In: *Geomagnetism* Oxford Univ. Press, London, p. 1049, 2 vols.

Langel, R.A., 1987. Main field. In: Jacobs, J.A. (Ed.), *Geomagnetism* vol. 1 Academic Press, London, pp. 249–512.
Merrill, R., McElhinny, M.W., McFadden, P.L., 1996. *The Magnetic Field of the Earth, Paleomagnetism, the Core, and the Deep Mantle*. Academic Press, San Diego.
IAGA, Division V, Working Group 8, *International Geomagnetic Reference Field, 1995 revision* (chair Charlie Barton).

2.3.3.2 Sur l'évolution des modèles IGRF

Le modèle IGRF 2000 est donc disponible². Ce modèle sera utilisé jusqu'au 31 décembre 2004. Cependant, si le modèle est précis au 1^{er} janvier 2000, le sera-t'il à la fin de l'année 2004? Pour tenter de répondre à cette question, nous avons repris les huit générations successives des IGRF (décrites en introduction de ce chapitre, et rappelées dans le tableau 2.1), en regardant comment la révision d'un modèle IGRF (ou DGRF) diffère du précédent.

Nous considérons une quantité arbitraire et représentative du champ magnétique. Cela peut être un coefficient, une composante, à un endroit ou à un autre de la surface de la Terre. Les évolutions successives sont synthétisées par les figures 2.2-2.9, inspirées par Peddie (1983).

Génération	Modèles adoptés	Référence
1	IGRF 1965 †	IAGA (1969)
2	IGRF 1975 ‡	IAGA (1975)
3	DGRF 1965-1975 IGRF 1980	Peddie (1982)
4	IGRF 1945-1960 DGRF 1980 IGRF 1985	Barraclough <i>et al.</i> (1987)
5	DGRF 1945-1960	Langel <i>et al.</i> (1988)
6	DGRF 1985	Langel (1992)
7	IGRF 1900-1940 DGRF 1990 IGRF 1995	Barton (1997)
8	IGRF 2000	Mandea <i>et al.</i> (2000a)

† Valide de 1955 à 1975, variation séculaire linéaire.

‡ IGRF1965 extrapolé, nouvelle variation séculaire.

TAB. 2.1 – Générations successives des modèles IGRF.

²<http://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/wg8/igrf2000.html>

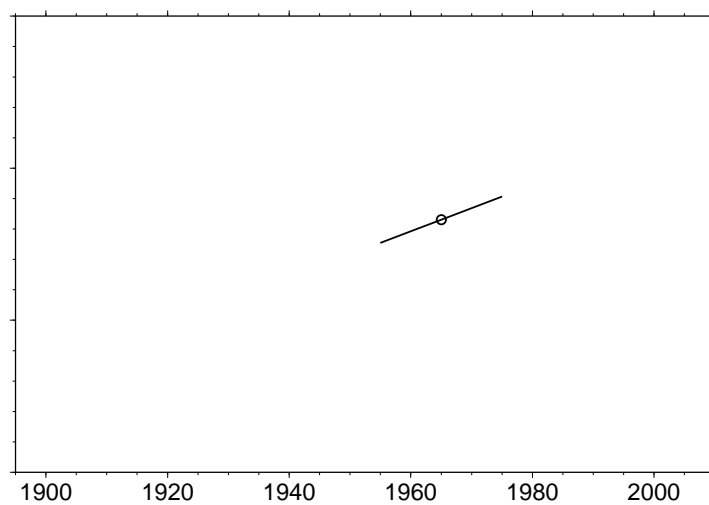


FIG. 2.2 – 1^{ère} génération de l'IGRF : modèle au 1^{er} janvier 1965 (cercle ouvert), variation séculaire linéaire de 1955 à 1975 (trait plein).

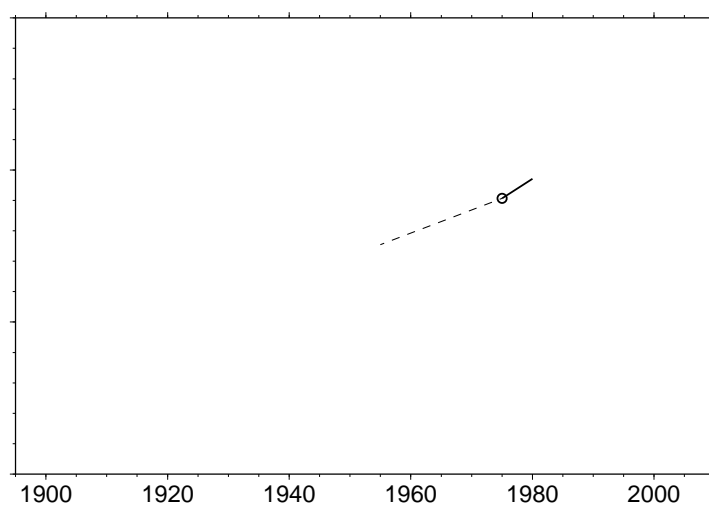


FIG. 2.3 – 2^{ème} génération de l'IGRF : l'IGRF 1965 est extrapolé en 1975 (les modèles sont continus). La variation séculaire est recalculée (en pointillés : l'IGRF précédent).

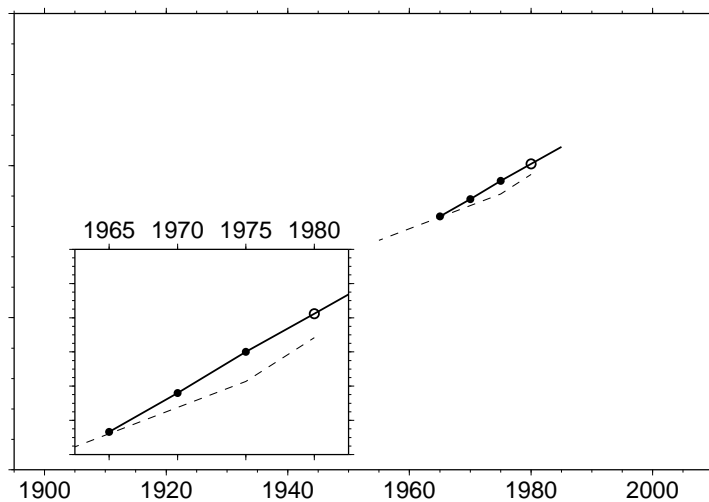


FIG. 2.4 – 3^{ème} génération de l'IGRF : Adoption des DGRF 1965 à 1975 (cercles pleins) et de l'IGRF 1980. Le modèle IGRF 1980 n'est plus continu par rapport à l'IGRF 1975. Les écarts DGRF/IGRF sont dus à la politique de continuité.

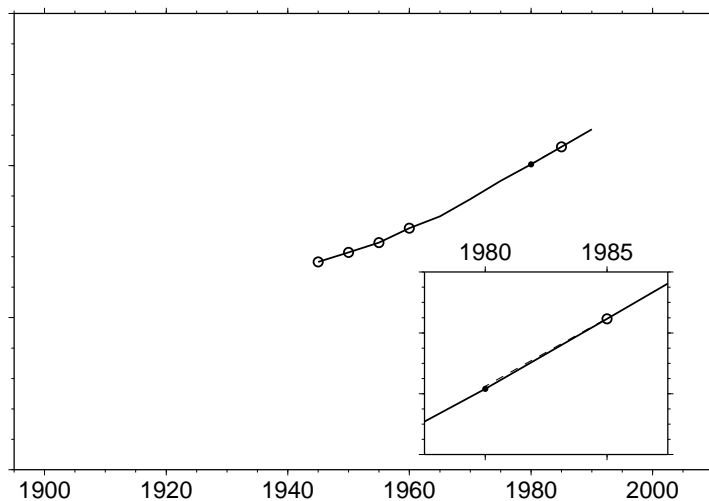


FIG. 2.5 – 4^{ème} génération de l'IGRF : Adoption des IGRF 1945 à 1960 et 1985, et du DGRF 1980. La variation séculaire de l'IGRF 1980 était juste à 3%.

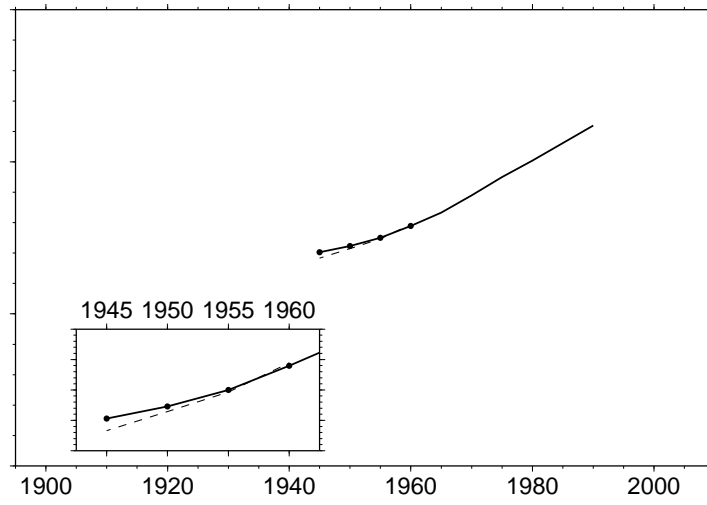


FIG. 2.6 – 5^{ème} génération de l'IGRF : Adoption des DGRF 1945 à 1960.

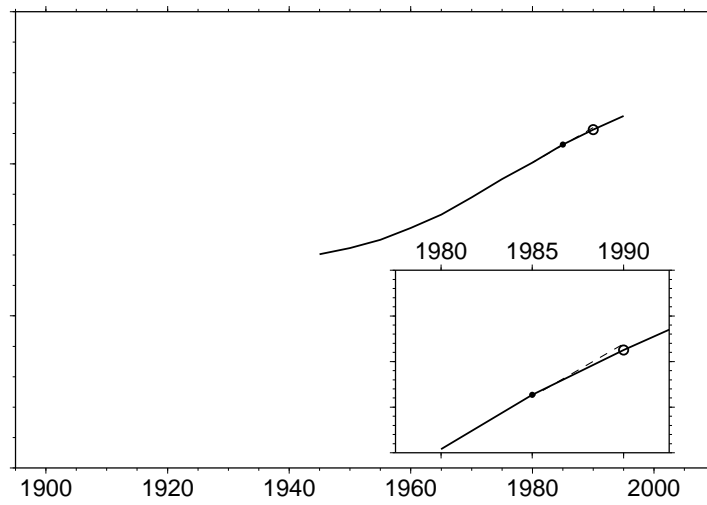


FIG. 2.7 – 6^{ème} génération de l'IGRF : Adoption de l'IGRF 1990 et du DGRF 1985. L'erreur de la variation séculaire de l'IGRF 1985 est de 15%.

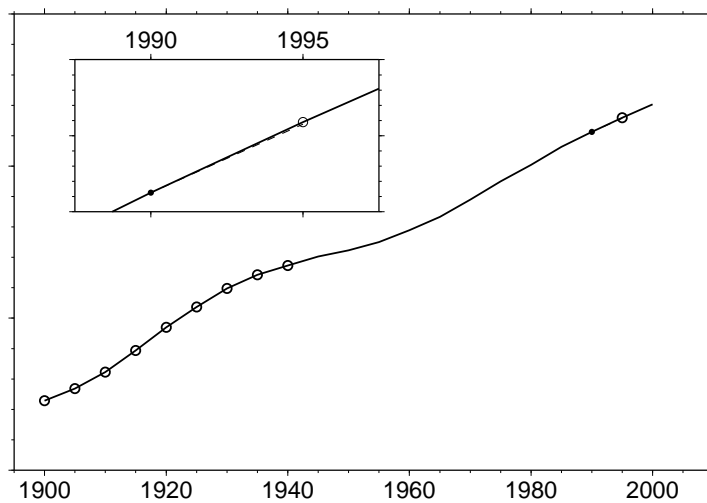


FIG. 2.8 – 7^{ème} génération de l'IGRF : Adoption des IGRF 1990 à 1940 et 1995, et du DGRF 1990. La variation séculaire de l'IGRF 1990 est exacte à 3%.

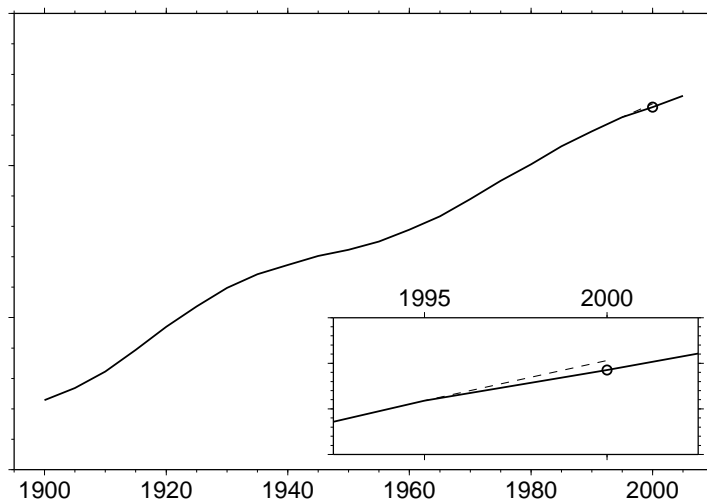


FIG. 2.9 – 8^{ème} génération de l'IGRF : Adoption de l'IGRF 2000. L'erreur de la variation séculaire de l'IGRF 1995 est de 30%.

Comme on peut le constater, les prédictions du champ principal et de la variation séculaire sont en général peu précises. Cela est lié d'une part au comportement imprédictible de la variation séculaire, mais aussi à la qualité des modèles de champ principal des IGRF. Cela explique notamment le désaccord entre l'IGRF 1975 et le DGRF 1975. Par contre le modèle DGRF 1980 est très proche de l'IGRF 1980 : ce dernier était basé sur les données MAGSAT, donc avec une distribution géographique presque idéale. On peut également remarquer que la variation séculaire de l'IGRF 1995 était mauvaise (l'écart entre la variation prédite et celle observée est de 30%), mais en l'absence de DGRF 1995, il n'est pas possible de vérifier la précision du modèle de champ principal de l'IGRF 1995.

L'IGRF 2000 apparaît comme l'un des modèles les plus fiables, du moins pour sa partie champ principal. La tendance de la variation séculaire à s'aplatir entre 1995 et 2000 n'est pas reproduite par l'IGRF 2000, mais il faudra attendre quelques années pour vérifier cet aplatissement.

2.4 Les modèles géomagnétiques “Ørsted”

Les mesures satellitaires sont essentielles pour le calcul de modèles géomagnétiques de bonne qualité. L'IGRF 2000 a été calculé à partir de données provisoires du satellite Ørsted, car il y avait une date limite pour publier le modèle. Depuis, les équipes scientifiques et techniques de la mission Ørsted ont eu le temps de finir le long processus de correction et de validation des données. Il est désormais possible de calculer des modèles du champ magnétique terrestre à partir de ces mesures. Nous présentons ici deux de ces modèles, le premier, basés sur quelques jours de mesures, et publiés sous le nom de l'ensemble des scientifiques qui ont participé au projet Ørsted et à sa réussite, et le deuxième, plus complexe, calculé par notre équipe.

2.4.1 Le premier modèle

Le premier modèle calculé à partir des mesures du satellite Ørsted, l'*Ørsted Initial Field Model (OIFM)* a fait l'objet d'une publication (Olsen *et al.*, 2000b), que nous reprenons ici.

Résumé de l'article

Premier modèle géomagnétique Ørsted

N. Olsen, R. Holme, G. Hulot, T. Sabaka, T. Neubert, L. Tøffner-Clausen, F. Primdahl, J. Jørgensen, J.M. Léger, D. Barraclough, J. Bloxham, J. Cain, C. Constable, V. Golovkov, A. Jackson, P. Kotzé, B. Langlais, S. Macmillan, M. Manda, J. Merayo, L. Newitt, M. Purucker, T. Risbo, M. Stampe, A. Thompson, et C. Voorhies

Publié dans *Geophys. Res. Lett.*, 2000.

Les mesures magnétiques acquises par le satellite Ørsted durant des conditions géomagnétiques calmes autour du 1^{er} janvier 2000 ont été utilisées pour calculer un modèle en harmoniques sphériques du champ magnétique terrestre pour l'époque 2000. Les degrés et ordres de développement du modèle sont respectivement égaux à 19 et à 2 pour les sources internes et externes du champ ; cependant les coefficients de degré supérieur à 14 peuvent ne pas être robustes. Un modèle équivalent n'existe que pour l'époque 1980. Les écarts quadratiques moyens entre données et prédictions sont inférieurs à 2 nT et à 3 nT respectivement pour les données scalaires et vectorielles. Ce modèle prévaut sur le modèle IGRF 2000 pour des études scientifiques liées au satellite Ørsted.

Ørsted Initial Field Model

N. Olsen¹, R. Holme², G. Hulot³, T. Sabaka⁴, T. Neubert⁵,
L. Tøffner-Clausen⁵, F. Primdahl^{1,6}, J. Jørgensen⁶, J.-M. Léger⁷,
D. Barraclough⁸, J. Bloxham⁹, J. Cain¹⁰, C. Constable¹¹, V. Golovkov¹²,
A. Jackson¹³, P. Kotzé¹⁴, B. Langlais³, S. Macmillan⁸, M. Mandaia³,
J. Merayo⁶, L. Newitt¹⁵, M. Purucker⁴, T. Risbo¹⁶, M. Stampe¹,
A. Thomson⁸, C. Voorhies⁴

Abstract. Magnetic measurements taken by the Ørsted satellite during geomagnetic quiet conditions around January 1, 2000 have been used to derive a spherical harmonic model of the Earth's magnetic field for epoch 2000.0. The maximum degree and order of the model is 19 for internal, and 2 for external, source fields; however, coefficients above degree 14 may not be robust. Such a detailed model exists for only one previous epoch, 1980. Achieved rms misfit is < 2 nT for the scalar intensity and < 3 nT for one of the vector components perpendicular to the magnetic field. For scientific purposes related to the Ørsted mission, this model supercedes IGRF 2000.

Introduction

Twenty years after the Magsat mission, the Ørsted satellite was launched on February 23, 1999 in a near polar orbit with an inclination of 96.5° , a perigee at 638 km and an apogee at 849 km. The principal aim of the Ørsted mission is to map accurately the Earth's magnetic field.

The goal of this paper is to present an accurate “snapshot” of the geomagnetic field at epoch 2000.0 based on geomagnetic quiet days around January 1, 2000. To reduce contamination of the lower degree expansion coefficients by spatial aliasing, the analysis was performed through degree and order 19 for the internal field and 2 for the external field. However, we only recommend use of coefficients up to degree 14 at most.

Ørsted data from May to September 1999 were used to derive the IGRF 2000 [Olsen *et al.*, 2000]. However, the

satellite was still in the commissioning phase before September 1999, and the measurements used for the present study are more accurate.

Data selection and pre-processing

Data from geomagnetic quiet conditions between December 18, 1999 and January 21, 2000 were selected according to the following criteria: $Kp \leq 1+$ for the time of observation, $Kp \leq 2o$ for the previous three hour interval, $|Dst| < 10$ nT and $|d(Dst)/dt| < 3$ nT/hr. To reduce contributions from ionospheric currents at middle and low latitudes, only night-side data (local time about 22:00) were selected. Vector data were used for dipole colatitudes $40^\circ < \theta_{\text{dip}} < 140^\circ$ (θ_{dip} defined by the first three coefficients of IGRF 2000), and scalar data for $|90 - \theta_{\text{dip}}| \geq 50^\circ$ or if attitude data were not available. To further reduce contributions from polar cap ionospheric currents, only data for which B_y , the dawn-dusk component of the interplanetary magnetic field (IMF, in GSM coordinates) was weak ($|B_y| < 3$ nT) were used. An equal area distribution was approximated by decimating the data to measurement times at least $30s/\sin\theta$ apart, where θ is geocentric co-latitude. All orbits were visually inspected and those suspected of contamination by external currents were removed. Attitude information over the South Atlantic Anomaly (SAA) was sparse due to radiation effects on the star imager, resulting in a paucity of vector data there. Since this region is close to the dip-equator (the thin line in Figure 1) where vector data are mandatory to avoid the Backus effect [Stern and Bredekamp, 1975], 66 data points during four orbits on the geomagnetic quiet days October 9 and November 26, 1999 were added to constrain field direction in this region. Figure 1 shows the distribution of the 2148 scalar data points and 3957 vector triplets used for the model.

The attitude accuracy of the Ørsted star imager (SIM) is anisotropic: determination of the SIM bore-sight direction (“pointing”) is more accurate than determination of the rotation around the bore-sight (“rotation”). This results in relatively more noise in the rotation angle, which is also more sensitive to distorting effects like instrument blinding (for instance by the moon). This attitude anisotropy results in correlated errors between the orthogonal magnetic components traditionally used for modeling, which should be taken into account when deriving field models [Holme and Bloxham, 1996; Holme, 2000].

Let $\hat{\mathbf{n}}$ be the unit vector of the SIM bore-sight, and let \mathbf{B} be the observed magnetic field vector. \mathbf{B} and $\hat{\mathbf{n}}$ define a new coordinate system (provided they are not parallel), and the magnetic residual vector $\delta\mathbf{B} = (\delta B_B, \delta B_\perp, \delta B_3)$ can

¹Danish Space Research Institute, Copenhagen, Denmark

²GeoForschungsZentrum, Potsdam, Germany

³IPGP, Paris, France

⁴NASA/GSFC, Greenbelt/MD, USA

⁵Danish Meteorological Institute, Copenhagen, Denmark

⁶Institute for Automation, DTU, Lyngby, Denmark

⁷CEA-Direction des Technologies Avancées, France

⁸British Geological Survey, Edinburgh, UK

⁹Harvard University, Cambridge MA, USA

¹⁰Florida State University, Tallahassee, FL, USA

¹¹University of California, San Diego, CA, USA

¹²IZMIRAN, Troitsk, Russia

¹³University of Leeds, UK

¹⁴Hermanus Magnetic Observatory, S. Africa

¹⁵Natural Resources Canada

¹⁶Copenhagen University, Denmark

Table 1. Number N_{tot} of data points, number N_{out} of removed outliers, means, and rms misfits (in nT) for the different components retained. "Polar" denotes data with $|90 - \theta_{\text{dip}}| > 50^\circ$.

	N_{tot}	N_{out}	mean	rms
δF_{polar}	1322	13	-0.16	2.77
$\delta F_{\text{non-polar}} + \delta B_B$	4783	49	0.04	1.87
δB_{\perp}	3957	49	1.12	8.38
δB_3	3957	49	-0.04	2.62
δB_r	3957	49	0.63	4.79
δB_{θ}	3957	49	-0.20	5.58
δB_{ϕ}	3957	49	-0.36	5.21

be transformed such that the first component, δB_B , is in the direction of \mathbf{B} , the second component, δB_{\perp} , is aligned with $(\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{B})$, and the third component, δB_3 , is aligned with $\mathbf{B} \times (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{B})$. The last two components are perpendicular to the magnetic field. In this coordinate system, the errors on the different field components are uncorrelated.

Let ψ be the attitude error of the bore-sight (pointing error), χ that around bore-sight (rotation error) and let σ be the (attitude independent) error of the scalar intensity. Considering only linear terms in ψ and χ , the component δB_B is independent of attitude errors. δB_3 is affected only by pointing errors, whereas δB_{\perp} is influenced by both pointing errors and rotation errors [Holme, 2000]. Since the rotation uncertainty is believed to be the main error source, the component B_{\perp} is more contaminated than the two other components and should be down-weighted.

As an example, Figure 2 shows the residuals of the nightside part of orbit # 4343. The upper panels present residuals ($\delta B_r, \delta B_{\theta}, \delta B_{\phi}$) as a function of colatitude θ ; the lower panels present the residuals as ($\delta B_B, \delta B_{\perp}, \delta B_3$). The noise is clearly spread over all three components in the ($\delta B_r, \delta B_{\theta}, \delta B_{\phi}$) system, but is concentrated in δB_{\perp} in the ($\delta B_B, \delta B_{\perp}, \delta B_3$) system. δB_3 is slightly noisier than δB_B due to pointing uncertainty and field-aligned currents. In particular, δB_3 signatures at $\theta \approx 25^\circ$ and 170° are caused by auroral field-aligned currents. The gap in the vector components between $\theta = 100^\circ$ and 135° is due to moon-blinding of the star imager.

Most data selected span 35 days during which the field changes by up to 20 nT due to secular variation (SV). It has been decided to account for this change by propagating all observations to epoch 2000.0 using a model of the SV since this a) reduces the model misfit of δB_B and δB_3

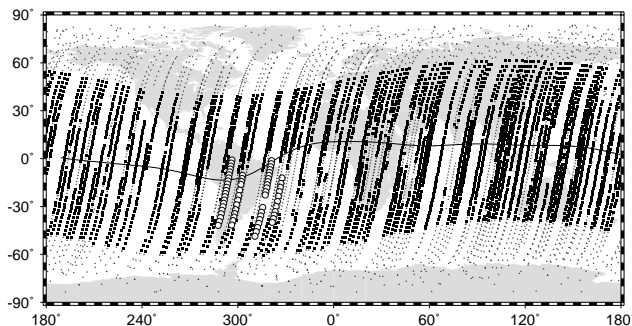


Figure 1. Data distribution. Scalar measurements are shown by small and vector measurements by larger symbols. Open circles present additional vector data to fill the gap in the SAA.

Table 2. Expansion coefficients of internal (g_n^m, h_n^m) and external (\bar{q}_n^m, \bar{s}_n^m) contributions, in nT. \bar{q}_n^m and \bar{s}_n^m present the Dst -dependent part of the external coefficients.

n	m	g_n^m	h_n^m	n	m	g_n^m	h_n^m
1	0	-29617.37		11	0	2.54	
1	1	-1729.24	5185.65	11	1	-1.58	0.36
2	0	-2268.46		11	2	-1.83	1.29
2	1	3068.92	-2481.77	11	3	1.47	-0.85
2	2	1670.76	-457.62	11	4	-0.08	-2.59
3	0	1340.16		11	5	0.18	0.90
3	1	-2288.34	-227.87	11	6	-0.74	-0.65
3	2	1252.09	293.28	11	7	0.78	-2.82
3	3	714.08	-491.32	11	8	1.85	-0.89
4	0	932.11		11	9	0.01	-1.08
4	1	786.66	273.21	11	10	1.05	-1.98
4	2	249.82	-231.70	11	11	4.07	-0.44
4	3	-403.30	119.53	12	0	-2.53	
4	4	111.25	-303.65	12	1	-0.51	-0.40
5	0	-217.06		12	2	0.19	0.25
5	1	351.98	42.76	12	3	0.86	2.38
5	2	222.06	171.19	12	4	-0.22	-2.66
5	3	-130.52	-132.88	12	5	0.85	0.54
5	4	-168.40	-39.42	12	6	-0.60	0.29
5	5	-12.92	106.44	12	7	0.30	0.02
6	0	71.40		12	8	-0.34	-0.03
6	1	67.40	-16.86	12	9	-0.50	0.21
6	2	74.17	64.34	12	10	-0.26	-1.00
6	3	-160.81	65.34	12	11	-0.16	-0.48
6	4	-5.77	-61.03	12	12	0.30	0.54
6	5	17.00	0.80	13	0	-0.24	
6	6	-90.38	43.96	13	1	-0.81	-0.81
7	0	79.07		13	2	0.44	0.23
7	1	-73.59	-65.03	13	3	0.07	1.79
7	2	-0.04	-24.69	13	4	-0.39	-0.49
7	3	33.10	6.17	13	5	1.31	-0.95
7	4	9.11	24.03	13	6	-0.46	-0.03
7	5	7.03	14.87	13	7	0.74	0.63
7	6	7.08	-25.34	13	8	-0.30	0.21
7	7	-1.31	-5.71	13	9	0.32	0.62
8	0	23.92		13	10	-0.14	0.29
8	1	5.99	12.18	13	11	0.26	-0.23
8	2	-9.20	-21.05	13	12	0.24	-0.24
8	3	-7.74	8.63	13	13	-0.08	-1.03
8	4	-16.54	-21.39	14	0	-0.57	
8	5	8.95	15.30	14	1	-0.06	0.12
8	6	7.03	8.76	14	2	-0.20	-0.74
8	7	-7.97	-14.92	14	3	-0.13	0.19
8	8	-7.01	-2.46	14	4	-0.18	0.40
9	0	5.30		14	5	0.18	-0.11
9	1	9.63	-19.91	14	6	-0.06	0.42
9	2	2.93	13.07	14	7	0.05	0.20
9	3	-8.58	12.50	14	8	0.26	0.26
9	4	6.32	-6.23	14	9	0.03	0.30
9	5	-8.76	-8.31	14	10	0.59	0.03
9	6	-1.53	8.46	14	11	-0.41	-0.03
9	7	9.13	3.88	14	12	0.04	0.05
9	8	-4.24	-8.29	14	13	0.38	0.04
9	9	-8.09	4.88	14	14	0.44	0.21
10	0	-3.03					
10	1	-6.46	1.87	n	m	g_n^m	s_n^m
10	2	1.56	0.34	1	0	22.43	
10	3	-2.95	4.12	1	1	0.84	-3.73

Table 2 continued

n	m	g_n^m	h_n^m	n	m	q_n^m	s_n^m
10	4	-0.32	4.94	2	0	1.57	
10	5	3.67	-5.86	2	1	0.29	-0.32
10	6	1.11	-1.18	2	2	-0.52	-0.04
10	7	2.09	-2.84				
10	8	4.41	0.24	n	m	\tilde{q}_n^m	\tilde{s}_n^m
10	9	0.42	-1.98	1	0	-0.59	
10	10	-0.94	-7.67	1	1	0.04	0.10

by 10% and 6%, respectively (that of δB_{\perp} is not changed); and b) reduces the magnetic power R_n for all degrees above $n = 12$ (mean reduction per degree: 17%). The latter indicates that SV between neighboring measurements taken at different epochs will, if not corrected for, produce spurious high degree signals. Two different SV models were used: an updated version of the IGRF 2000 SV model [Macmillan and Quinn, 2000] and a model generated from Ørsted data spanning 9 months. Negligible difference was found, so it was decided to use the Ørsted SV model for internal consistency. This model is still in development, and will be the subject of a future publication.

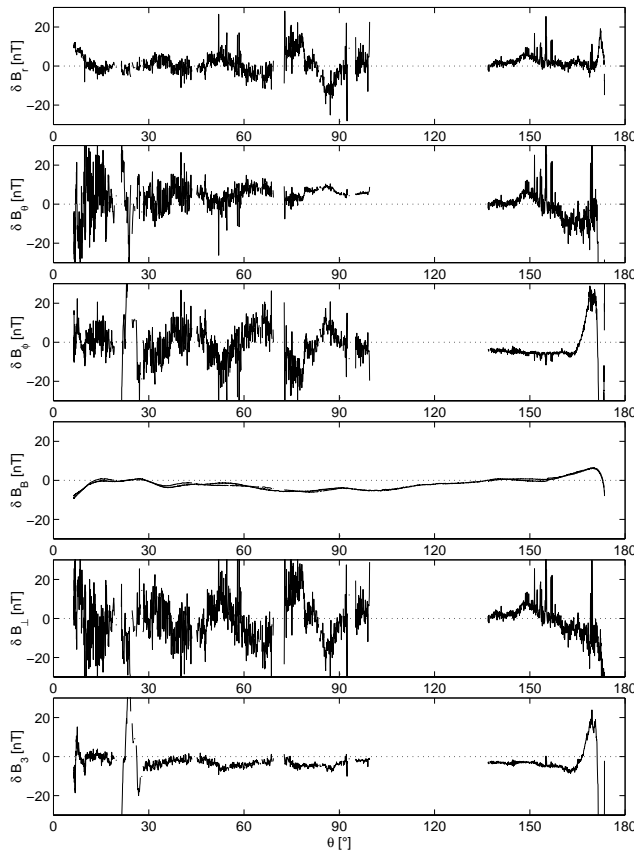


Figure 2. Residuals (observations minus values predicted by the model of Table 2) as a function of co-latitude θ for the nightside part of orbit # 4343, December 22, 1999, 01:21 – 02:11 UT. $Kp = 0o$ and $Dst = +9$ nT.

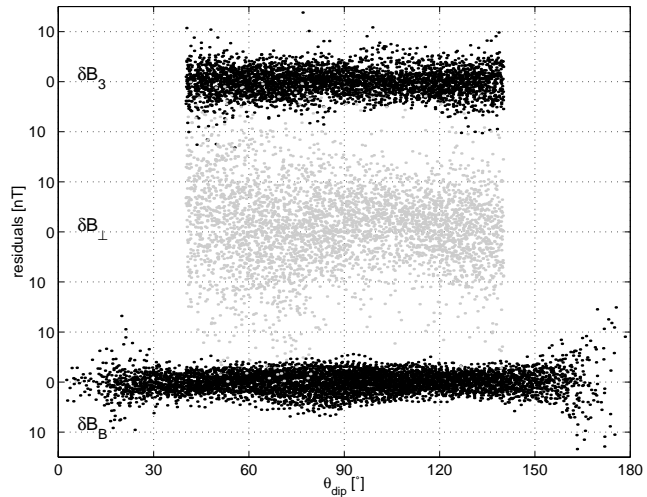


Figure 3. Residuals as a function of dipole co-latitude.

Model parameterization and estimation

The magnetic field $\mathbf{B} = -\text{grad } V$ can be derived from a magnetic scalar potential V which is expanded in terms of spherical harmonics:

$$\begin{aligned}
 V = a \left\{ \sum_{n=1}^{19} \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos m\phi + h_n^m \sin m\phi) \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} P_n^m(\cos\theta) \right. \\
 + \sum_{n=1}^2 \sum_{m=0}^n (q_n^m \cos m\phi + s_n^m \sin m\phi) \left(\frac{r}{a}\right)^n P_n^m(\cos\theta) \\
 \left. + Dst \cdot \left[\left(\frac{r}{a}\right) + Q_1 \left(\frac{a}{r}\right)^2 \right] \right. \\
 \left. \left[\tilde{q}_1^0 P_1^0(\cos\theta) + (\tilde{q}_1^1 \cos\phi + \tilde{s}_1^1 \sin\phi) P_1^1(\cos\theta) \right] \right\}.
 \end{aligned}$$

$a = 6371.2$ km is the mean radius of the Earth, (r, θ, ϕ) are geocentric coordinates, $P_n^m(\cos\theta)$ are the associated Schmidt-normalized Legendre functions and (g_n^m, h_n^m) and (q_n^m, s_n^m) are the Gauss coefficients describing internal and external source fields, respectively. The coefficients $\tilde{q}_1^0, \tilde{q}_1^1$ and \tilde{s}_1^1 account for the Dst -dependent part of the external dipole. Its internal, induced, counterpart is represented via the factor $Q_1 = 0.27$, a value found from Magsat data by [Langel and Estes, 1985] (The results are rather insensitive to the exact value of Q_1 since only data for which $|Dst| < 10$ are used). The model has 410 parameters (399 static internal, 8 static external, and 3 coefficients of Dst -dependency).

The coefficients are estimated by an iterative least-squares fit, minimizing $\mathbf{e}^T \mathbf{C}_d^{-1} \mathbf{e}$ where the residuals $\mathbf{e} = \mathbf{d}_{\text{obs}} - \mathbf{d}_{\text{mod}}$ are the differences between observations and values predicted by the model, and \mathbf{C}_d is the *a priori* covariance of residuals due to data errors and fields left unmodeled. To account for the anisotropic attitude accuracy, \mathbf{C}_d was assigned the form of Eq. 18 of Holme and Bloxham [1996], with $\sigma = 2.25$ nT, $\psi = 10''$ and $\chi = 60''$ (these values are justified by the *a posteriori* model misfit; pre-flight instrument error estimates were $3''$, $3''$ and $20''$ for SIM angles and 0.2 nT for the vector magnetometer magnitude).

When solving the least-squares problem, three iterations were found to be sufficient for convergence. Outliers were removed after the second iteration; as outlier selection criteria we have used 15 nT for δB_B and δB_3 but 30 nT for

δB_{\perp} . If one of the component residuals was above its threshold value, all three components were removed. All but one of the 49 vector outliers are due to $|\delta B_{\perp}| > 30$ nT and are probably associated with single "spikes" in the attitude data (cf. δB_{\perp} of Figure 2).

Results and Discussion

Number of data points fitted, residual means and rms misfits of the model are given in Table 1. The anisotropy of rms misfit in $(\delta B_B, \delta B_{\perp}, \delta B_3)$ components is much larger than in spherical components. Figure 3 shows the data residuals as a function of dipole co-latitude. The largest residuals in δB_B are found in the southern polar cap ($\theta_{\text{dip}} > 170^\circ$) and are attributed to ionospheric currents in the summer polar cap. Electrical conductivity is smaller in the northern (winter) polar cap ionosphere due to absence of solar irradiation, and therefore the δB_B residuals in the northern polar cap ($\theta_{\text{dip}} < 10^\circ$) exhibit a smaller scatter than their counterparts in the southern polar cap. However, contributions from ionospheric polar electrojets are present even in the northern auroral zone ($\theta_{\text{dip}} \approx 23^\circ$).

The large rms value for δB_{\perp} (present even when the data are weighted isotropically) confirms the necessity to down-weight this component using the covariance matrix \mathbf{C}_d . A resolution analysis [Tarantola, 1987] shows that B_{\perp} resolves only 6% of the model parameters if the data are treated in this way, but 24% if data errors are assumed to be isotropic. The corresponding values for B_B (B_3) are 38% (27%) and 27% (23%), whereas the resolving power of F is 30% and 27%, respectively. The model fits the data with a (normalized) chi-squared misfit of 1.01, consistent with the weighting (*a priori* data errors σ , ψ , χ) being correct. Note also the non-zero mean value for δB_{\perp} (though much smaller than the rms value). We currently have no explanation for this non-zero mean.

The model coefficients are given in Table 2. Only internal coefficients up to $n = 14$ are listed (Coefficients above $n = 14$ are not considered robust because they typically change by over 20% under plausible increases in the truncation level from 19 to 23); the complete model is available at www.dsri.dk/Oersted/Field_models/OIFM/.

Experiments with various truncation levels of the spherical harmonic expansion gave the largest changes close to the southern magnetic pole. This indicates that contributions from ionospheric current systems in the summer hemisphere are probably present in the data and model in spite of our attempt to minimize external current contributions by care-

ful data selection according to geomagnetic indices and IMF B_y .

To address these contributions will likely require inclusion of more satellite data, ground data, and perhaps co-estimation of ionospheric field parameters, which is beyond the scope of our model.

This initial model from Ørsted, the first magnetic mapping mission of the "International Decade of Geopotential Research", provides a firm basis for studies of the ionospheric, magnetospheric, lithospheric and core fields. It will also aid interpretation of the additional, continuous, high precision measurements of Earth's time-varying geomagnetic and gravitational fields acquired by forthcoming missions like Champ and SAC-C.

Acknowledgments. The Ørsted Project was made possible by extensive support from the Ministry of Trade and Industry, the Ministry of Research and Information Technology and the Ministry of Transport in Denmark. Additional international and crucial support was provided from NASA, ESA, CNES and DARA.

References

- Holme, R., Modelling of attitude error in vector magnetic data: application to Ørsted data, *Earth, Planets and Space, in press*, 2000.
- Holme, R., and J. Bloxham, The treatment of attitude errors in satellite geomagnetic data, *Phys. Earth Planet. Int.*, *98*, 221–233, 1996.
- Langel, R. A., and R. H. Estes, The near-Earth magnetic field at 1980 determined from MAGSAT data, *J. Geophys. Res.*, *90*, 2495–2509, 1985.
- Macmillan, S., and J. M. Quinn, The 2000 revision of the joint UK/US geomagnetic field models and an IGRF candidate model, *Earth, Planets and Space, in press*, 2000.
- Olsen, N., T. J. Sabaka, and L. Tøffner-Clausen, Determination of the IGRF 2000 model, *Earth, Planets and Space, in press*, 2000.
- Stern, D. P., and J. H. Bredekamp, Error enhancement in geomagnetic models derived from scalar data, *J. Geophys. Res.*, *80*, 1776–1782, 1975.
- Tarantola, A., *Inverse Problem Theory - Methods for Data Fitting and Model Parameter Estimation*, Elsevier, New York, 1987.

N. Olsen, Danish Space Research Institute, Juliane Maries Vej 30, DK – 2100 Copenhagen Ø, Denmark. (e-mail: nio@dsri.dk)

(Received June 21, 2000; revised August 1, 2000; accepted September 1, 2000.)

2.4.2 Un modèle au degré 29

Le modèle Olsen *et al.* (2000b) ne rend compte ni de la variation séculaire, ni des termes de degré supérieur à 14. Nous nous sommes attachés à réaliser un modèle de degré supérieur, en tenant compte d'une période plus longue que celle retenue pour l'OIFM. En effet, de mars 1999 à avril 2000, le satellite Ørsted a fourni des millions de mesures. La limite temporelle d'avril 2000 correspond au moment où la position du satellite dans le plan Terre/Soleil était telle que le satellite était en permanence éclairé par le Soleil, ce qui a empêché le SIM de fonctionner normalement. Nous présentons ici le modèle géomagnétique, basé sur ces 14 mois de mesures, et qui fait l'objet d'une publication, soumise à *Phys. Earth Planet. Int.*.

Résumé de l'article

Modélisation haute résolution du champ magnétique : application aux données
MAGSAT et Ørsted

B. Langlais, M. Manda et P. Ultré-Guérard

soumis à *Phys. Earth Planet. Int.*, en cours de révisions.

Lancé le 23 février 1999, le satellite danois Ørsted a inauguré la décennie de la recherche géopotentielle. C'est en effet le premier satellite dont le but est de mesurer les trois composantes du champ magnétique terrestre depuis MAGSAT (1979-1980). Les paramètres orbitaux de Ørsted sont similaires à ceux de MAGSAT, ce qui autorise une comparaison au premier ordre entre les modèles géomagnétiques de 1979 et de 2000. En utilisant les données vectorielles et scalaires des 14 premiers mois de la mission Ørsted et en leur appliquant les critères de sélection habituellement utilisés (temps local, activité magnétique externe), nous calculons un modèle géomagnétique de degré 29 (partie interne) et 13 (variation séculaire) pour la période 1999-2000. La méthode utilisée et la qualité du modèle résultant sont discutés. Nous comparons le modèle de champ interne à un modèle similaire dérivé des données MAGSAT. Les premiers résultats de cette comparaison sont présentés : morphologie et spectre d'énergie de la variation séculaire instantanée (1999-2000) et moyenne (1979-2000) ; morphologie du champ magnétique lithosphérique pour les époques de MAGSAT et de Ørsted.

Available online at www.sciencedirect.com

SCIENCE @ DIRECT®

Physics of the Earth and Planetary Interiors 135 (2003) 77–91

 PHYSICS
 OF THE EARTH
 AND PLANETARY
 INTERIORS

www.elsevier.com/locate/pepi

High-resolution magnetic field modeling: application to MAGSAT and Ørsted data

Benoit Langlais^{a,b,*}, Mioara Mandaia^a, Pascale Ultré-Guérard^c

^a *Institut de Physique du Globe, B.P. 89, 4 Place Jussieu, 75252 Paris cedex 5, France*

^b *NAS/NRC at NASA/GSFC, code 921, Greenbelt, MD 20771, USA*

^c *Centre National d'Études Spatiales, 2 Place Maurice Quentin, 75039 Paris cedex 1, France*

Accepted 10 August 2002

Abstract

Launched on 23rd February 1999, the Ørsted satellite opened the decade of geopotential field research. This is the first satellite to measure the three components of the Earth's magnetic field since MAGSAT (1979–1980). Ørsted orbital parameters are very similar to those of MAGSAT, allowing a first-order comparison of the 1979 and 2000 magnetic fields. Using the available vector and scalar data over the first 14 months of the Ørsted mission and applying classical selection criteria (local time, external magnetic activity), we compute a 29-degree/order main-field model and a 13-degree/order secular-variation model for the period 1999–2000. The applied method and the accuracy of the derived model are discussed. We compare the resulting main-field model to a similar one derived from MAGSAT data. Results of this comparison are presented, such as (i) morphology and energy spectrum of the secular variation and (ii) morphology of the crustal magnetic field at MAGSAT and Ørsted epochs. © 2003 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

Keywords: Magnetic field; Satellite data; Modeling

1. Introduction

In the quest to understand the structure and dynamical processes in the Earth's deep interior, one of the most important sources of information is knowledge of the Earth's magnetic field and its evolution in time. Changes in the main magnetic field with time, known as secular variation, have been recognized since Henry Gellibrand compared magnetic declination measurements he made in London in 1634 with measurements made by Gunter and Borough 12 and 54 years before (Malin and Bullard, 1987). From the mid-19th century onwards, detailed and accurate information about sec-

ular variation became available from the magnetic observatories which continuously measured the geomagnetic field (Langel, 1987). Unfortunately, the global observatory network provides magnetic data only at a finite number of unevenly distributed locations. Accuracy of the global main-field and secular-variation models relies, among other parameters, on the geographic data distribution (Alexandrescu et al., 1994; Langel et al., 1995; Langlais and Mandaia, 2000) and is thus limited.

The advent of the space age provided the opportunity to obtain such an ideal dataset by launching satellites that carry vector magnetometers. The first satellite mission dedicated to this task was MAGSAT, which operated from November 1979 to May 1980. Unfortunately, while this mission provided the most accurate model of the geomagnetic field at that particular

* Corresponding author. Tel.: +1-301-614-6455;

fax: +1-301-614-6522.

E-mail address: langlais@geomag.gsfc.nasa.gov (B. Langlais).

time period, it did not last long enough to provide an accurate model of the secular variation (Barracough, 1985). Following MAGSAT, the geomagnetic community waited for 20 years before the successful launch and deployment of the Ørsted satellite, that provides data of a similar quality to MAGSAT, allowing a second highly accurate snapshot of the geomagnetic field. This latest satellite not only allows us to refine our knowledge of the main field, but also provides the opportunity to study its evolution over 20 years. Furthermore, the 14 months of Ørsted data used here are long enough to construct secular-variation models.

MAGSAT and Ørsted having nearly the same orbital parameters (except for the altitude), it is straightforward to make first-order comparisons between main-field models computed from both satellites data. In the following, we first summarize the modeling methodology, together with the applied weighting schemes. The method is then applied to the selected MAGSAT and Ørsted datasets. Resulting main-field models (for 1979 and 2000) and the mean (1979–2000) and instantaneous (1999–2000) secular-variation models are presented. We then discuss the accuracy of the different models. We finally compare the magnetic field models between MAGSAT and Ørsted epochs, with regard to both the temporal evolution of the main field and the lithospheric field.

2. Determining a field model

2.1. Mathematical expression

The magnetic field \vec{B} can be expressed as $\vec{B} = -\vec{\nabla}V$, where V is a scalar potential satisfying $\Delta V = 0$. This potential is the sum:

$$V = V_{\text{int}} + V_{\text{ext}} \quad (1)$$

where V_{int} and V_{ext} are the internal and external scalar potentials, respectively. These two potentials can be represented by spherical harmonic expansions, following Gauss (1839):

$$V_{\text{int}} = a \sum_{n=1}^{N_i^{\text{max}}} \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos(m\phi) + h_n^m \sin(m\phi)) P_n^m(\cos(\theta)) \quad (2)$$

$$V_{\text{ext}} = a \sum_{n=1}^{N_e^{\text{max}}} \left(\frac{r}{a}\right)^n \sum_{m=0}^n (q_n^m \cos(m\phi) + s_n^m \sin(m\phi)) P_n^m(\cos(\theta)) + Dst \sum_{n=1}^1 \left[\left(\frac{r}{a}\right)^n + Q_1 \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} \right] \times \sum_{m=0}^n (\tilde{q}_n^m \cos(m\phi) + \tilde{s}_n^m \sin(m\phi)) P_n^m(\cos(\theta)) \quad (3)$$

where the reference radius is $a = 6371.2$ km, corresponding to the mean radius of the Earth, and r , θ , ϕ are the radial distance, the geocentric colatitude and the longitude of a given measurement location, respectively. $P_n^m(\cos \theta)$ and are the Schmidt-normalized associated Legendre functions of degree n and order m . Measurements of the magnetic field are used to estimate the so-called Gauss spherical harmonic coefficients ((g_n^m, h_n^m) for internal sources, and (q_n^m, s_n^m) for external sources), which in principle uniquely describe the geomagnetic field outside the sources region. Eqs. (2) and (3) are truncated to N_i^{max} and N_e^{max} , respectively. The coefficients ($\sim q_1^0, \sim q_1^1, \sim s_1^1$) account for the first-degree and order Dst -dependent part of the external field, with its internal induced counterpart represented by Q_1 .

The Gauss coefficients are also time-dependent. Indeed, the temporal variations of the geomagnetic field have an extremely wide spectrum, ranging over more than 20 orders of magnitude (Courillot and Le Mouél, 1988). In order to recognize time variations of internal origin, the secular variation, one needs about 1 year of continuous observations. This variation is assumed to be constant over short time scales. Secular variation can be introduced in Eq. (2) by adding a secular-variation potential, V_{sv} , truncated to $N_{\text{sv}}^{\text{max}}$:

$$V_{\text{sv}} = a \sum_{n=1}^{N_{\text{sv}}^{\text{max}}} \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} \sum_{m=0}^n (t - T_0) (\dot{g}_n^m \cos(m\phi) + \dot{h}_n^m \sin(m\phi)) P_n^m(\cos(\theta)) \quad (4)$$

where \dot{g}_n^m and \dot{h}_n^m are the time derivatives of the internal Gauss coefficients. T_0 denotes the reference time (i.e. the epoch of the main-field model), and t is the considered time.

First, we consider different maximum degrees for the secular-variation and main-field models. Usually the secular variation is solved only for the first 8 degrees, and neglected above, as for the IGRF models (Mandea and Macmillan, 2000). Solving for the high-degree, low-energy terms is not easy because some overlapping appears in both spatial and temporal domains, between crustal field and secular variation. A second approach is thus considered. The low-degree secular-variation coefficients are solved together with the main-field coefficients, and the high-degree terms are set to a priori estimated values. This removes the corresponding part of secular variation V_{svp} from the observations, using:

$$V_{svp} = a \sum_{n=N_{sv}^{\min}}^{N_{sv}^{\max}} \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} \sum_{m=0}^n (t - T_0) (\dot{g}_n^m \cos(m\phi) + \dot{h}_n^m \sin(m\phi)) P_n^m(\cos(\theta)) \quad (5)$$

Secular-variation coefficients for $n < N_{sv}^{\min}$ are solved, the ones for $N_{sv}^{\min} \leq n \leq N_{sv}^{\max}$ are set to a priori coefficients, and the last ones (if $N_{sv}^{\max} < N_1^{\max}$) are assigned zero.

In the present study, geomagnetic external variations, such as the daily variation, the apparent 27-day periodicity in magnetic activity, the semi-annual and annual variations, and the approximate 11-year period variations, are neglected.

2.2. General solution

The observed components (C_i^{obs}) of the i th magnetic field measurements \vec{B}_i^{obs} are the northward (X_i^{obs}), eastward (Y_i^{obs}), downward vertical (Z_i^{obs}) components, and total intensity (F_i^{obs}). They are used to estimate the spherical harmonic coefficients, by minimizing the sum (Cain et al., 1967):

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{\text{obs}}} \omega_i^C (C_i^{\text{obs}} - C_i^{\text{mod}})^2 \quad (6)$$

where C_i^{mod} is the corresponding field component derived from the model, N_{obs} is the number of observations and ω_i^C denotes the weight associated to the i th measured component.

When considering an isotropic source of error, ω_i^C is commonly set to $1/\sigma_i^2$, where σ_i is the estimated

measurement accuracy. This weighting scheme can be also expressed as a function of local time (to down-weight dayside data), or of the geographical position (to downweight polar data). Identical weights are used whatever field component X , Y or Z is considered. This is the approach we applied to MAGSAT data, but not to Ørsted data.

For Ørsted, the poor determination of the rotation angle around the pointing axis (\hat{n}) of the Star Imager (SIM) leads to anisotropic uncertainties (Olsen et al., 2000). Resulting errors on the field components are thus anisotropic, which are taken into account by a weighting scheme developed by Holme and Bloxham (1996). \vec{B} , the observed magnetic field vector, and \hat{n} can be used to define a new reference frame in which errors on each field components can be expressed (provided their directions are not parallel). The new coordinate system is defined by \vec{B} , $\hat{n} \wedge \vec{B}$ and $\vec{B} \wedge (\hat{n} \wedge \vec{B})$, to which we refer as B , B_{\perp} and B_3 , respectively (Holme, 2000). The solution is obtained by solving Eq. (6), using the field components expressed in the new reference frame. Individual weights in this new coordinate system are:

$$\omega^B = \frac{1}{\sigma^2} \quad (7)$$

$$\omega^{B_{\perp}} = \frac{1}{\sigma^2 + (\hat{n} \wedge \vec{B})^2 \xi^2 + (\hat{n} \times \vec{B})^2 \psi^2} \quad (8)$$

$$\omega^{B_3} = \frac{1}{\sigma^2 + B^2 \psi^2} \quad (9)$$

where ψ^2 and ξ^2 are error variances parallel and perpendicular to \hat{n} .

For a near-polar orbiting satellite, the number of data is larger near the poles than near the equator. Such an uneven coverage can be counterbalanced either by selectively decimating data along orbits or by down-weighting data using a $\sin(\theta)$ factor (the latest one was chosen in this study). Weights are finally normalized to get their sum for scalar (or vector) data equal to the total number of scalar (or vector) data.

3. Modeling

Below we present the selection criteria applied to both MAGSAT and Ørsted magnetic measurements. Using MAGSAT subsets, we looked for the optimal

interval during which the main field can be recovered, while the secular variation can be neglected. Afterwards, we used identical time periods for Ørsted subsets, and then computed a model based on the whole Ørsted dataset.

3.1. Data selection

MAGSAT flew 7 months during 1979 and 1980. The available dataset contains three-component measurements, sampled at 2 Hz. For Ørsted, scalar and vector data of level 2.2 available from March 1999 to April 2000 were used. From May to November 2000, the full solar illumination led to malfunction of the SIM so that no vector data are available (Kim Bisgaard, ØSDC, personal communication). We considered both vector magnetometer (CSC) and scalar magnetometer (OVH) data. At the time of writing, these data remain provisional, having rare but large time jumps. Outliers were removed by comparing measurements with values predicted by the derived model (Langlais et al., 1999).

To limit the influence of external field variations, only the dawn side data were selected from the MAGSAT mission and only night time data from the Ørsted mission (corresponding to the North-to-South passes, with local time over the equator slowly decreasing from 3:00 to 20:00). Filtering was then applied to both satellites datasets by using external activity indices: considering a particular data with associated time t (in hour), the criteria used are $Kp(t) \leq 1^+$, $Kp(t \pm 3) \leq 2^-$, $|Dst| \leq 5$ nT, $|d(Dst)/dt| \leq 3$ nTh⁻¹. These criteria are more restrictive than those used for the Ørsted Initial Field Model (OIFM) by Olsen et al. (2000), but the resulting dataset is large enough to allow the high-degree and order spherical harmonic models to be derived. At high absolute dipole latitude ($>50^\circ$), only intensity data were used; in the following priority was given to OVH measurements; when missing, computed values from the CSC measurements were used.

All the derived models were computed with different values for N_i^{\max} , with $N_e^{\max} = 2$, and with a first-degree Dst -dependence (with $Q_1 = 0.27$ (Langel and Estes, 1985)). We used an isotropic weighting scheme for MAGSAT ($\sigma = 4$ nT), and an anisotropic one for Ørsted ($\sigma = 4$ nT, $\psi = 10''$ and $\xi = 60''$).

3.2. Modeling the MAGSAT data

In this study the geomagnetic field is modeled using only satellite data. Because the MAGSAT satellite provided only 6 months of magnetic measurements, the secular variation over this short time interval can be recovered only if the external, periodic variations are minimized (Cain et al., 1983). However, modeling the secular variation from MAGSAT data is controversial (Barraclough, 1985). In the following we analyze in more detail the secular-variation modeling over short time periods.

A crucial point is the choice of the shortest time interval during which the main field can be well determined while the secular-variation effects can be neglected. We used the MAGSAT dataset to define this optimal time interval. Noting g the internal field coefficients, we made the distinction between $\partial g/\partial t$ (computed together with g) and $\Delta g/\Delta T = (g_2 - g_1)/(T_2 - T_1)$ (computed as the difference between two consecutive g).

We first tested the data distribution as a function of time duration by increasing the time intervals. Data were sorted onto a $3^\circ \times 3^\circ$ equiangular grid to homogenize the consecutive datasets. As the derived models are truncated to $N_i^{\max} = 20$, an equiangular distribution with one point per $12^\circ \times 12^\circ$ bin is required. For 1, 1.5, 2 and 3 months, bins were filled to 90.1, 95.5, 99.9 and 100%, respectively, suggesting that models derived with less than a 1.5-month time interval might not be reliable.

Table 1 presents the first-degree and order secular-variation coefficients based on different time interval datasets. Comparing $\partial g/\partial t$ and $\Delta g/\Delta T$, it is possible to evaluate the optimal time interval during which (i) $\partial g/\partial t$ are uncorrelated between successive models, and (ii) $\Delta g/\Delta T$ are close to the expected values given by an a priori model. Models based on 1-month and 1.5-month datasets are unrealistic: both $\partial g/\partial t$ and $\Delta g/\Delta T$ are uncorrelated and reach several tens of nT. The 2-month models provide uncorrelated $\partial g/\partial t$ coefficients, while $\Delta g/\Delta T$ are more realistic when compared to the DGRF 1980 coefficients (Barraclough, 1987) or to the ones of the M102389 model (Cain et al., 1989). The secular variation $\partial g/\partial t$ is significant over the 3-month time interval, and thus should not be ignored.

Table 1

First-degree and order secular-variation coefficients (in nT per year) derived together with g (left columns) and computed as the difference between consecutive g (right columns)

$\partial g_1^0/\partial t$	$\partial g_1^1/\partial t$	$\partial h_1^1/\partial t$	Time period	$\Delta g_1^0/\Delta T$	$\Delta g_1^1/\Delta T$	$\Delta h_1^1/\Delta T$
75.3	5.8	-43.0	01/11/1979 → 30/11/1979	67.1	85.8	-94.5
57.0	55.1	-18.4	01/12/1979 → 31/12/1979	-13.8	-37.7	31.3
-19.2	35.4	24.4	01/01/1980 → 31/01/1980	14.1	-17.1	-22.6
-8.3	12.8	59.8	01/02/1980 → 29/02/1980	-34.1	18.1	14.1
26.7	-57.8	21.8	01/03/1980 → 31/03/1980	85.6	-49.7	-63.1
57.8	-2.0	-98.9	01/04/1980 → 30/04/1980			
47.4	21.7	-57.1	01/11/1979 → 15/12/1979	25.3	27.9	-24.8
1.2	3.4	4.3	16/12/1979 → 31/01/1980	14.4	-3.6	-2.3
22.7	4.1	-8.7	01/02/1980 → 15/03/1980	54.5	-4.2	-30.6
41.6	9.2	-68.0	15/03/1980 → 30/04/1980			
43.7	40.0	-57.8	01/11/1979 → 31/12/1979	19.1	7.1	-19.0
11.9	-3.5	-13.1	01/01/1980 → 29/02/1980	29.7	13.9	-10.8
35.6	5.6	-39.9	01/03/1980 → 30/04/1980			
24.4	17.1	-28.5	01/11/1979 → 31/01/1980	20.1	9.3	-11.4
26.6	11.0	-20.8	01/02/1980 → 30/04/1980			
23.8	11.3	-19.0	01/11/1979 → 30/04/1980			
25.0	14.9	-17.4	Cain et al. (1989)			
23.6	10.2	-20.8	Barraclough (1987)			

However, it should be tested whether secular variation can be ignored over 2-month interval. We thus compared the rms (derived from χ^2 in Eq. (6)) for models computed with and without secular variation. The improvement of the rms is only 1.7, 1.2, 4.4 and 4.5% for X , Y , Z and F , respectively. The residuals in F are twice as large as those of the X , Y and Z components, but the intensity measurements were

used mostly near the polar area, where the external magnetic field presents short time period variations.

Finally, the 2-month models without solving for the secular variation were retained to represent the magnetic field. These models are named with respect to the time period considered, namely M19791112 for November and December 1979, M19800102 for January and February 1980, and M19800304 for March

Table 2

Number of scalar N_{sca} and of vector N_{vec} data and rms misfits (σ in nT) of the derived models

Model	N_{sca}	$\sigma(F)$	N_{vec}	$\sigma(B)$	$\sigma(B_{\perp})$	$\sigma(B_3)$	$\sigma(B_r)$	$\sigma(B_{\theta})$	$\sigma(B_{\phi})$
M19791112	37690	8.9	43688				4.9	6.7	6.6
M19800102	38226	8.1	36316				5.3	7.3	6.5
M19800304	29922	8.1	34469				5.3	6.5	5.7
Ø19990304	71118	3.9	6372	2.4	7.6	2.7	4.1	5.1	5.2
Ø19990506	65566	6.3	10655	3.2	8.7	3.3	5.2	6.4	5.3
Ø19990708	42940	5.8	8577	2.4	8.6	3.3	5.3	6.5	4.6
Ø19990910	24144	6.1	11208	2.4	8.4	3.3	5.2	6.1	4.9
Ø19991112	38868	6.5	21791	2.1	7.6	3.0	4.6	5.2	5.0
Ø20000102	35454	6.2	18990	2.7	8.3	3.0	4.9	5.8	5.3
Ø20000304	46538	4.5	20613	2.4	7.6	4.9	4.9	5.0	5.6
Ø19992000_SVM	323953	6.7	97530	3.6	8.6	4.3	5.2	6.9	5.6
Ø19992000_SVI	323953	6.6	97530	3.6	8.6	4.3	5.2	6.9	5.6

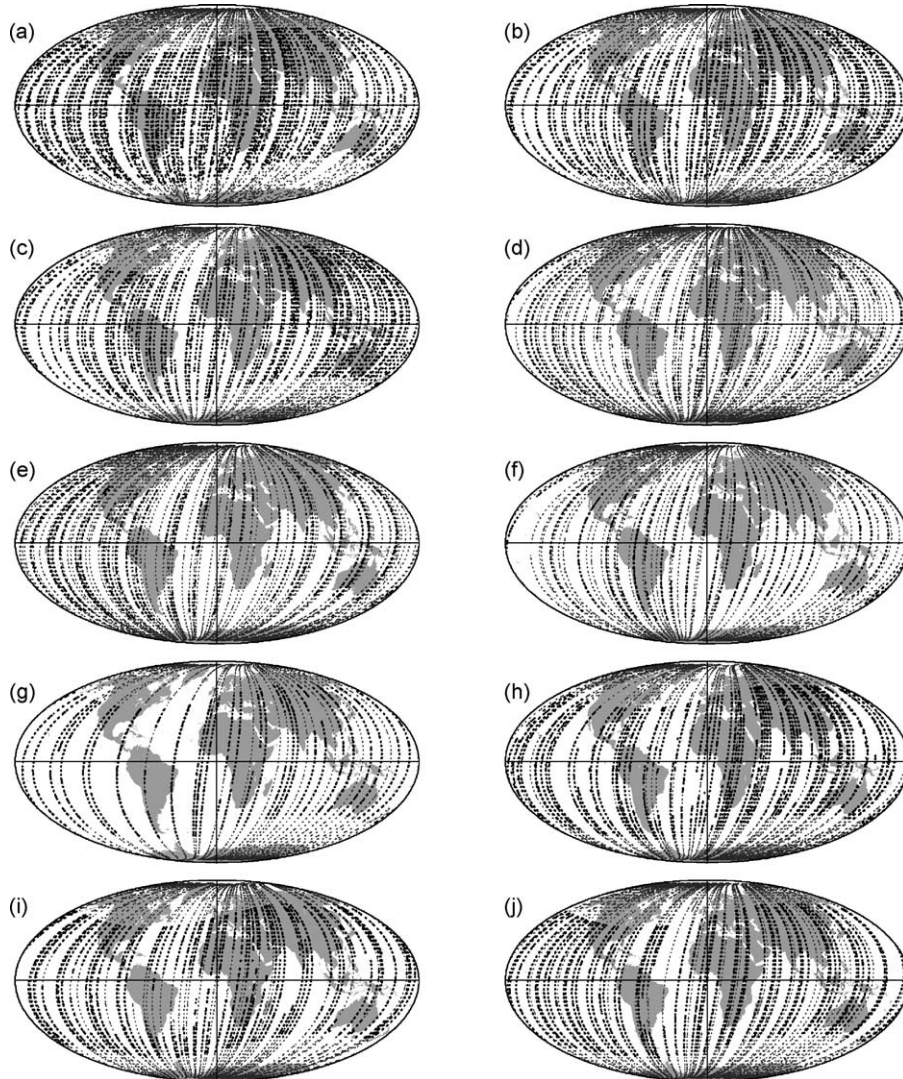


Fig. 1. Geographical distribution of scalar (gray) and vector (black) satellite data. From (a) to (j), M19791112, M19800102, M19800304, Ø19990304, Ø19990506, Ø19990708, Ø19990910, Ø19991112, Ø20000102 and Ø20000304.

and April 1980. The rms of these models are shown in Table 2 and the geographical distribution of the data is shown in Fig. 1. The mean of these three models is named M19791980_SV0.

3.3. Modeling the Ørsted data

Comparison of MAGSAT and Ørsted models is possible if the same criteria are applied in both data selection and model parameterization. We decimated

the Ørsted 14-month dataset into seven 2-month subsets. Each of these 2-month subsets was tested with respect to the data geographical distribution (Fig. 1). Considering a $12^\circ \times 12^\circ$ equiangular grid, 98.4% of the bins were filled. We then computed seven models: Ø19990304, Ø19990506, Ø19990708, Ø19990910, Ø19991112, Ø20000102 and Ø20000304, whose rms values are listed in Table 2. The mean of these seven 2-month models is denoted Ø19992000_SV0 (with resulting parameters $N_i^{\max} = 20$ and $N_{sv}^{\max} = 0$).

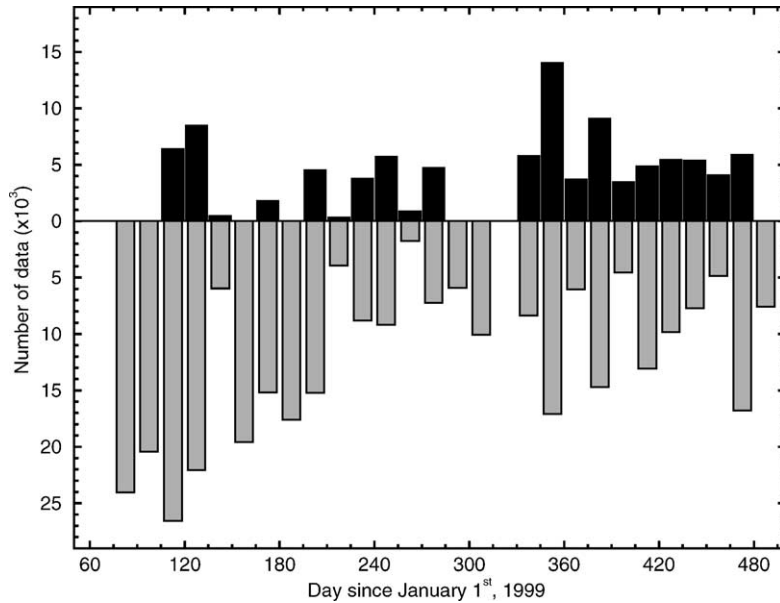


Fig. 2. Time distribution of Ørsted data. Data are counted during 15-day periods. Upper and lower panels show scalar and vector time distributions, respectively.

We combined the seven subsets to have a complete 14-month dataset. Fig. 2 shows the data distribution with respect to time. In this new case the data distribution of the 14-month filled a $6^\circ \times 6^\circ$ equiangular grid. Moreover, this dataset contained almost one measurement per $12^\circ \times 12^\circ$ bin for every 2-month interval (due to the previously described data selection). We computed two models based on the 14-month dataset—both are truncated to $N_i^{\max} = 29$, with the same external parameters as above. The first model was computed with $N_{sv}^{\min} = N_{sv}^{\max} = 13$, i.e. with instantaneous secular variation. This model is denoted Ø19992000_SVI. The second model, denoted Ø19992000_SVM, was computed with $N_{sv}^{\min} = 8$ and $N_{sv}^{\max} = 13$, i.e. with mixed secular variation. The input secular-variation model is the average of the differences between the MAGSAT and Ørsted models. The associated rms of Ø19992000_SVI and Ø19992000_SVM models are given in Table 2.

4. Quality of the models

We compared Ø19992000_SVI and Ø19992000_SVM to previously published magnetic field mod-

els for the same epoch. We considered the International Geomagnetic Reference Field 2000 (IGRF 2000) and Ørsted Initial Field Model (OIFM). IGRF 2000 (Mandea and Macmillan, 2000) is truncated to $N_i^{\max} = 10$ and $N_{sv}^{\max} = 8$, with no external terms. This model is predictive and is based on different datasets, including ground and satellite observations. OIFM (Olsen et al., 2000) is truncated to $N_i^{\max} = 19$, $N_e^{\max} = 2$, with no secular variation. This model is built using Ørsted data spanning a short time interval.

The models were tested whether they could properly predict the Ørsted 14-month magnetic measurements. To make the tests independent with respect to the external field parameterization, the external coefficients and the first-degree and order Dst -dependence were assumed to be constant and equal to those of Ø19992000_SVI.

Results are expressed in terms of rms between observed and predicted magnetic field values (Table 3). The most interesting result is that both the Ø19992000_SVI and Ø19992000_SVM models better predict the field observations than the OIFM. Comparisons with the IGRF 2000 main-field model (not shown) lead to similar conclusions. The rms of tests 1, 2 and 3 (Table 3) demonstrate that our

Table 3
Residuals (in nT) computed for different models and truncations

Test	Input MF	N_i^{\max}	Input SV	N_{sv}^{\max}	$\sigma(F)$	$\sigma(B)$	$\sigma(B_{\perp})$	$\sigma(B_3)$
1	OIFM	14	IGRF 2000	8	9.97	5.04	8.69	5.00
2	Ø19992000_SVI	14	IGRF 2000	8	8.81	4.79	8.71	4.76
3	Ø19992000_SVM	14	IGRF 2000	8	8.77	4.78	8.72	4.75
4	OIFM	14	Ø19992000_SVI	8	8.43	4.44	8.70	4.86
5	Ø19992000_SVI	14	Ø19992000_SVI	8	6.97	3.69	8.58	4.50
6	OIFM	14	Ø19992000_SVI	13	8.25	4.44	8.70	4.84
7	Ø19992000_SVI	14	Ø19992000_SVI	13	6.78	3.68	8.59	4.48
8	OIFM	14	Ø19992000_SVM	8	8.51	4.45	8.69	4.86
9	Ø19992000_SVM	14	Ø19992000_SVM	8	6.91	3.70	8.60	4.49
10	OIFM	14	Ø19992000_SVM	13	8.51	4.45	8.69	4.86
11	Ø19992000_SVM	14	Ø19992000_SVM	13	6.91	3.69	8.60	4.49
12	Ø19992000_SVI	26	Ø19992000_SVI	13	6.58	3.59	8.57	4.37
13	Ø19992000_SVM	26	Ø19992000_SVM	13	6.72	3.60	8.58	4.38

main-field models, truncated to $N_i^{\max} = 14$, are better than the OIFM, while there are little differences between Ø19992000_SVI and Ø19992000_SVM. Runs numbered 4, 5, 8 and 9 test secular variation truncated to $N_{sv}^{\max} = 8$, while runs 6, 7, 10 and 11 test the full secular-variation models. On one hand, our secular-variation models appear to be more accurate than the IGRF 2000, while on the other hand, the higher degree of truncation has only little influence on the residuals. Statistics on Ø19992000_SVI and Ø19992000_SVM truncated to $N_i^{\max} = 26$ from tests 12 and 13 give similar results, except for the total intensity where the differences are $\approx 2\%$.

All these results confirm that Ø19992000_SVI and Ø19992000_SVM are more reliable than previously published models. However, these tests do not allow discrimination between the instantaneous and mixed secular-variation models, which we then looked for.

To get more information on the accuracy of the models we computed the energy spectra (Lowes, 1974) for all models described above. Fig. 3 shows these spectra for (a) MAGSAT and (b) Ørsted models. The energy spectra show similar behavior up to degree 14 for the MAGSAT 2-month models. The Ørsted 2-month models are similar up to degree 10. After these limits, the spectra are more dispersed, spanning nearly one or two orders of magnitude for MAGSAT or Ørsted models, respectively. This discrepancy in the Ørsted models is due to poorer geographic data distribution, especially for Ø19990708 and Ø19990910, datasets

with gaps exceeding some tens of degrees above the equator (Fig. 1).

Much more information can be extracted from Fig. 4a, where 14-month internal field models spectra are shown. These spectra are similar up to degree 14. Thereafter, only Ø19992000_SVI and Ø19992000_SVM exhibit the same behavior. Fig. 4a also shows the spectrum of the Ø19992000_SV0 rms, obtained as the differences between this model and the 2-month Ørsted models. Those rms are used to estimate the rms for Ø19992000_SVI and Ø19992000_SVM models. Field and rms spectra intersect near degree 15, which indicates that our internal field models are reliable at least up to this degree.

It is worth noting that Ø19992000_SVI internal field model is slightly more energetic at $N_i = 13$ than Ø19992000_SVM. This difference is likely linked to the way secular variation is parameterized. Fig. 4b shows spectra of the mean, instantaneous and mixed secular-variation models. It also introduces the energy spectrum of the 1989 secular-variation model calculated from Bloxham and Jackson (1992), denoted as BJ1989. The differences between Ø19992000_SVI and Ø19992000_SVM are important, reaching three orders of magnitude at degree 13; the same difference is observed between Ø19992000_SVM and BJ1989. The Ø19992000_SVI secular-variation energy between degrees 8 and 13 is at the same energy level as the Ø19992000_SV(I–M) internal field ones (Fig. 4a).

All these tests underline the similarity of the Ø19992000_SVI and Ø19992000_SVM internal field models. However, the secular-variation coefficients

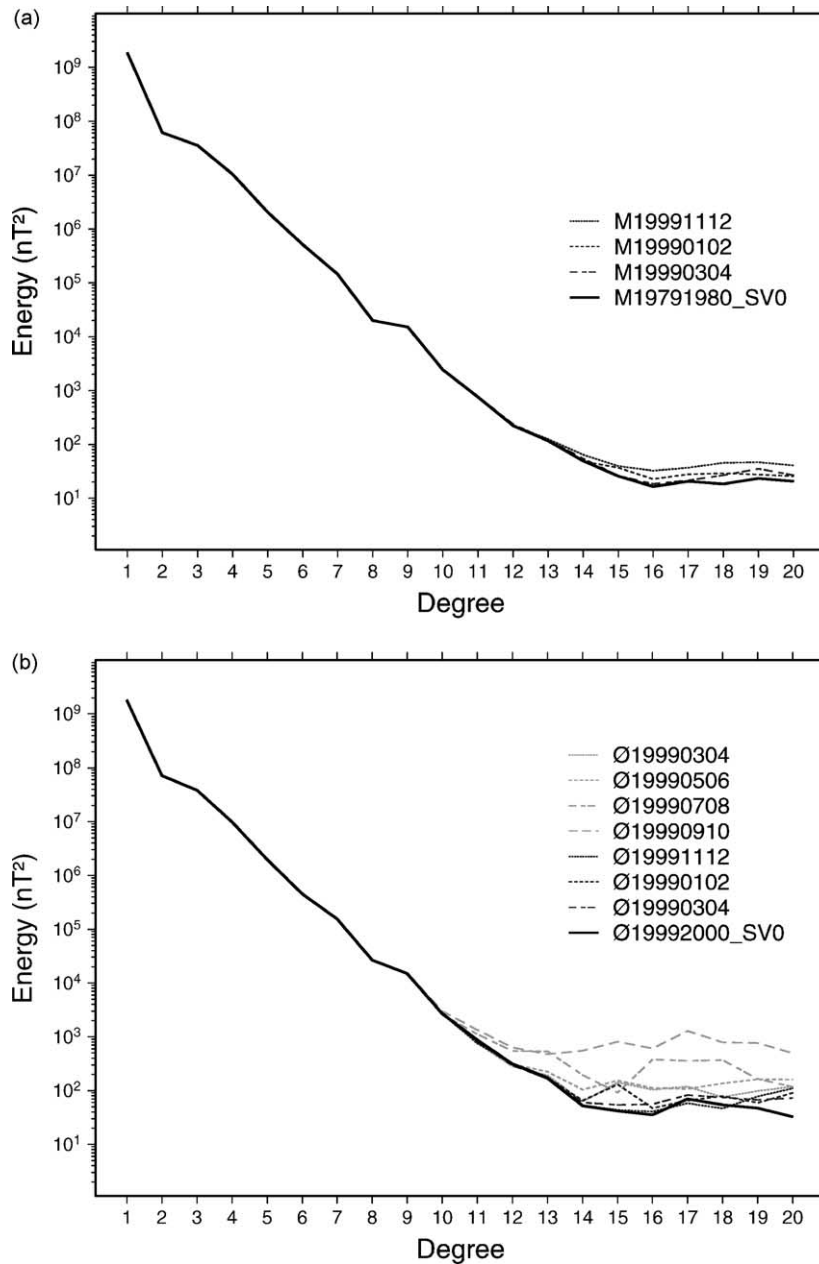


Fig. 3. Energy spectra of (a) the three MAGSAT main-field models and of (b) seven Ørsted main-field models. Spectra of the M19791980_SVO and Ø19992000_SVO mean models are also shown.

show large differences, which do not reflect the improvement of the modeling with respect to the computed rms presented in Table 2. We therefore consider the Ø19992000_SVM model as the most accurate one.

5. Discussion

In this section, the geomagnetic field models described above are used to discuss the secular-variation

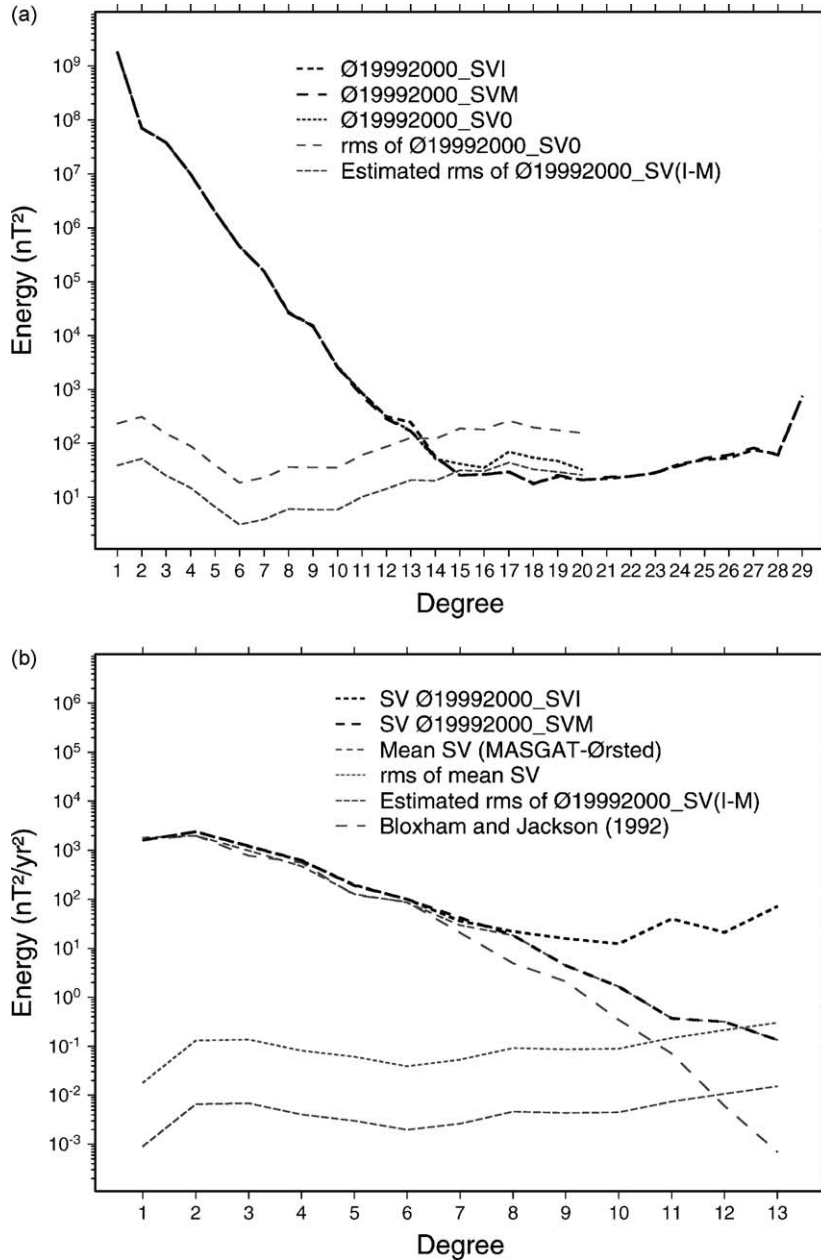


Fig. 4. Energy spectra of (a) main-field models and associated rms, and (b) secular-variation models and associated rms.

behavior at the Earth's surface and at the core–mantle boundary, as well as the geomagnetic lithospheric field as predicted by Gauss coefficients (above degree and order 13).

5.1. Temporal variations

Previous secular-variation models were essentially based on ground measurements. The uneven temporal

and spatial distribution of ground data usually led to the truncation of secular-variation models to low degrees and orders. Thus, knowing the secular variation up to degree and order 13 is important to better understand the short-term variations of the main magnetic field. The advent of the Ørsted satellite has brought major improvements: the energy spectrum of our model clearly confirms the core origin of the secular variation up to degree and order 13. The temporal variation for higher degree is not well determined, as it is overlapped by the crustal magnetic field.

Fig. 5 shows the secular variation intensity at the Earth's surface, predicted by (a) IGRF 2000 (Mandea and Macmillan, 2000) and (b) Ø19992000.SVM up to degree and order 8. The large-scale behavior of the secular variation is the same for both, although the observed amplitudes of the secular variation from the Ø19992000.SVM are larger than those predicted by IGRF 2000. The Ørsted satellite considerably improves our knowledge of the secular variation. Fig. 5d shows the differences between IGRF 2000 and Ø19992000.SVM to $N_i = 8$. These differences reach some tens of nT in some areas (above the western Pacific ocean); the rms differences are equal to 18.66 nT per year. The secular variation predicted by Ø19992000.SVM to $N_i = 13$ looks very similar (Fig. 5c), with rms differences between degrees 8 and 13 equal to 1.56 nT per year, only. However, previous high-degree and order secular-variation models, as Bloxham and Jackson (1992) are not characterized by the same energy level as Ø19992000.SVM (Fig. 4b). The observed rapid decrease in secular-variation power about degree 8 is due to the lack of information in the data to constrain the model above this degree; the solution is controlled by the regularizing norm.

We have shown that the MAGSAT and Ørsted satellite missions provide a good database to produce better secular-variation models, which can be used to study the Earth's deep interior. One possible application is to estimate the radius of the Earth's liquid core from geomagnetic model and to compare it with the seismologically constrained value (3486 ± 5 km).

The method applied here was detailed by Hide (1978) and is now summarized. Secular variation $\partial \vec{B} / \partial t$ inside a conducting fluid is driven by the fluid

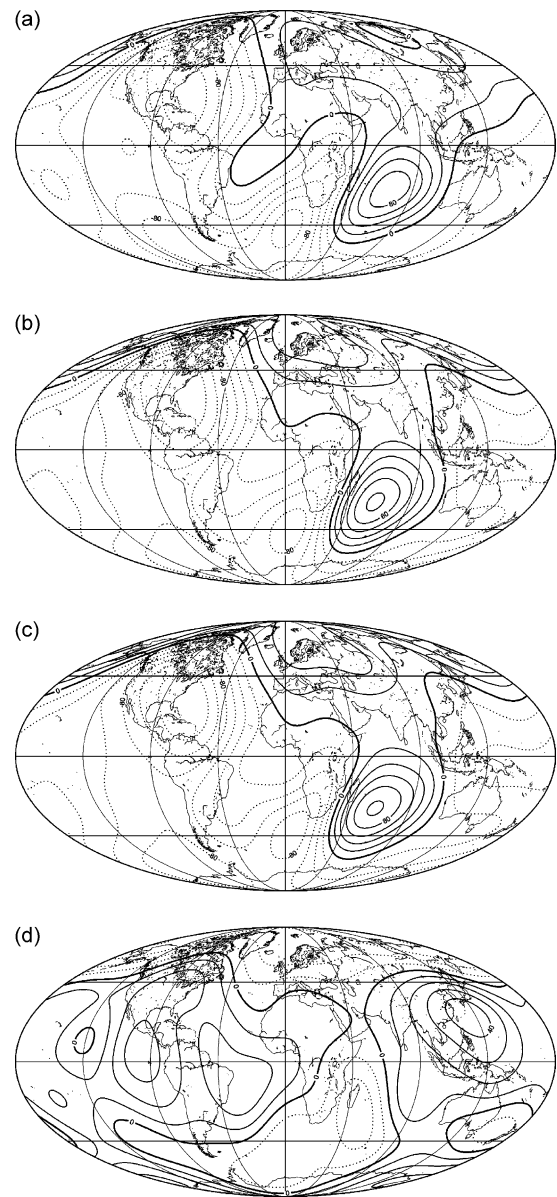


Fig. 5. Amplitude of the secular variation at the Earth's surface: (a) IGRF 2000 up to $N_i = 8$; (b) Ø19992000.SVM up to $N_i = 8$; (c) Ø19992000.SVM up to $N_i = 13$ (Contours 20 nT per year); (d) difference between IGRF 2000 and Ø19992000.SVM up to $N_i = 8$ (Contours 10 nT per year).

velocity \vec{u} :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \wedge (\vec{u} \wedge \vec{B}) + (\mu\sigma)^{-1} \Delta \vec{B} \quad (10)$$

The two members of the magnetic induction equation correspond to advection and diffusion. Diffusion is controlled by the permeability (μ) and the conductivity (σ) of the core. The diffusion is neglected over historical time scales, which leads to the frozen flux assumption. At the core–mantle boundary, the radial component of Eq. (10) is:

$$\frac{\partial B_r}{\partial t} = -\vec{\nabla}_H \times (\vec{u} B_r) \quad (11)$$

where $\vec{\nabla}_H = \vec{\nabla} - \vec{n}(\partial/\partial r)$, \vec{n} denotes the unit radial outward vector.

Assuming a closed surface S_i at the core–mantle boundary delimited by $B_r = 0$, then Eq. (11) is equivalent to (Backus, 1968):

$$\delta F = \int_{S_i} \frac{\partial B_r}{\partial t} dS = 0 \quad (12)$$

or

$$\Delta F = \frac{d}{dt} \int_{S_i} B_r dS = 0 \quad (13)$$

Eqs. (12) and (13) can be used for the whole core–mantle boundary surface, and we can thus estimate the magnetic core radius (R_N) as a function of the degree N_i of truncation. We present three cases, the first one based on $\Delta F = 0$, and the two others based on $\delta F = 0$. We successively used (i) M19791980_SV0 and Ø19992000_SVM, (ii) Ø19992000_SVI and (iii) Ø19992000_SVM. Estimated core radii for different truncation degrees are presented in Table 4.

Table 4
Estimated liquid core radius (in km) for different degrees of truncation

Models	R_{11}	R_{12}	R_{13}	R_{14}
M19791980_SV0	3580.5	3714.2	3690.7	3656.0
Ø19992000_SVM				
Ø19992000_SVI	3760.0	3786.0	4098.0	4327.0
Ø19992000_SVM	3555.1	3681.8	3661.2	3587.6

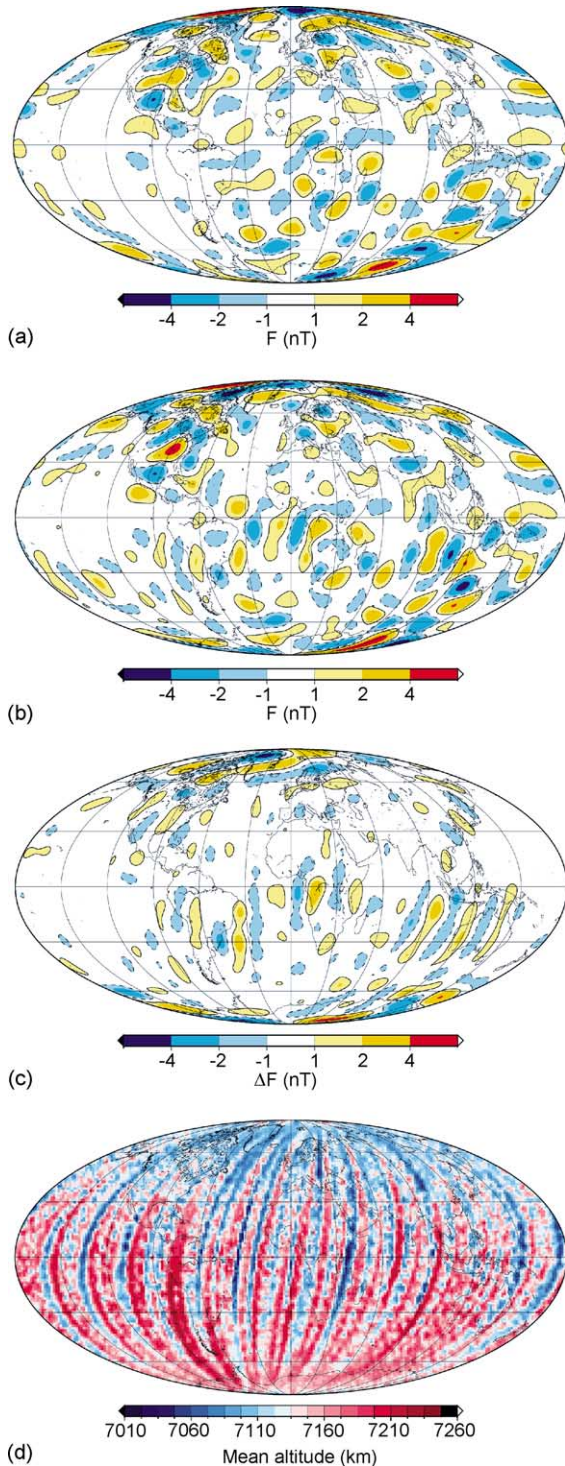
Radii computed from Ø19992000_SVI correspond to minimum values for Eq. (12). The seismologically constrained radius is 3486 ± 5 km.

The estimated values are systematically greater than the seismic value. There are no solutions for Ø19992000_SVI whatever the N_i : the values in Table 4 were calculated when ∂F was at minimum. Radii computed from M19791980_SV0 and Ø19992000_SVM, and from Ø19992000_SVM are similar, with R_{12} and R_{13} larger than R_{11} and R_{14} , these latter radii being closer to the seismic value. However, R_{11} is computed by neglecting some core Gauss coefficients. On the contrary, R_{14} is probably biased by lithospheric terms. Overestimates may be related to some core and crustal overlapping between degrees 11 and 14. Our Ø19992000_SVM secular-variation model may have too much energy at degrees 12 and 13.

5.2. Crustal field

The Ø19992000_SVM model also helps to better characterize the crustal magnetic field. Fig. 6 shows the amplitudes of the crustal field contributions derived from our model and from the M102389 MAGSAT model (Cain et al., 1989), drawn at Ørsted mean altitude (740 km). In each case, the crustal field is computed as the difference between predicted data up to $N_{\text{int}} = 26$ and predicted data up to $N_{\text{int}} = 13$. The difference between predicted crustal field from MAGSAT and from Ørsted models is also shown.

Some well-known magnetic anomalies are well defined on both maps: the Bangui and Kursk anomalies, the North America craton, the South West of Australia, South Africa, North of New Zealand, and the Himalayan chain. Magnetic anomalies are in general weaker over oceanic areas (especially above the eastern Pacific ocean). Generally speaking, the anomalies trend dominantly North–South in the Ørsted model compared to MAGSAT one. The largest discrepancies are mostly located in the Southern Hemisphere. This behavior could be partly explained by the known deficiency of the SIM to properly restore the satellite attitude over the South Atlantic Anomaly (Olsen et al., 2000). The mean altitudes of the Ørsted measurements (Fig. 6d) indicate a correlation between these discrepancies and the highest altitudes (especially above the Indian Ocean). Furthermore, the alternation of high and low passes, especially over the South Pacific Ocean, could explain the North–South lineation of the observed crustal contributions. The large differences occurring near the poles are linked to



the inclination of the satellites (96.76° for MAGSAT and 96.62° for Ørsted), thus no polar data are available.

We estimated the correlation coefficients between maps (Fig. 6a and b). The correlation between MAGSAT and Ørsted crustal contributions at 740 km is 0.71, but increases to 0.74 for latitudes between $\pm 75^\circ$, and to 0.78 for latitudes between $\pm 60^\circ$. Within this latitude band, the rms difference between MAGSAT and Ørsted charts is 0.75 nT. The crustal field predicted by Ø19992000_SVM (between $N_{\text{int}} = 14$ and 26) is highly correlated with the crustal field observed by MAGSAT in 1979–1980, although MAGSAT flew closer to the sources, and the actual accuracy of Ørsted measurements is 2.5 nT. This is an important result in itself, as prior to the mission it was not clear if the lithospheric field could be measured by Ørsted. Although its instrumental accuracy is better than MAGSAT (2.5 nT compared with 4 nT), the higher flight altitude makes detecting higher degrees more difficult.

6. Conclusions

Model Ø19992000_SVM has demonstrated its ability to predict the main magnetic field and its secular variation at the core–mantle boundary for the period 1980–2000. This model can eventually be used to measure the radius of the Earth's core and better define lithospheric field anomalies. In a previous study (Hulot et al., 2002), geomagnetic field variations at the core surface was computed between 1980 and 2000. Strong small-scale geomagnetic field variations were found to be localized below the North Pole and in a region centered below South Africa. In contrast, a large region below the Pacific and the South Pole exhibits weak variations. These features are compared with those obtained from historical, archeomagnetic and paleomagnetic data, as well as with the results of some numerical computations, suggesting that the present day behavior of the geomagnetic field could be

Fig. 6. Amplitude of the crustal field contribution from $N_i = 14$ to 26, in nT, at 740 km, for (a) M102389 (Cain et al., 1989); (b) Ø19992000_SVM; (c) the difference between the two models; (d) the mean altitude of Ørsted measurements.

considered unusual. Another study concerning the dynamics of the core was developed in Langlais (2001), where characteristic times of geomagnetic field from Ø19992000_SVI and Ø19992000_SVM models were estimated. For $N_i \geq 8$, the characteristic times based on Ø19992000_SVI are one order of magnitude higher than those based on Ø19992000_SVM. The combined MAGSAT and Ørsted models will undoubtedly allow new studies of mantle electric conductivity, the coupling between the fluid core and the lower mantle, electric properties of the Earth's outer core, and the relation between length-of-day and geomagnetic processes.

Concerning the crustal field, Manda and Langlais (2002) estimated the geomagnetic observatory crustal biases using the M19791112 and Ø19991112 models. Computed biases were compared for a set of observatories operating in 1979/1980 (MAGSAT epoch) and 1999/2000 (Ørsted epoch). These comparisons showed their stability over a 20-year time interval. Purucker et al. (2002) compared magnetic field values as predicted by MAGSAT and Ørsted models (for $15 \leq N_i \leq 26$) to those computed from a priori induced and remanent magnetization models over North America. They showed that a priori models can be slightly modified to more closely fit the observations at satellite altitudes, and thus that magnetic data may be used with other geophysical information to better constrain the physical properties of the Earth's lithosphere.

The described Ørsted models do not take into account the ionospheric field. Assuming the ionosphere as a thin, conducting spherical shell, flowing at 110 km mean altitude, its magnetic contribution can be estimated if magnetic measurements are available above and below this 110 km spherical shell (Sabaka and Baldwin, 1993). Furthermore, the ionospheric field has periodic variations (from daily to pluri-annual), which can be determined if the data sampling interval is short enough with respect to the periodic variations to be resolved. In our models, the ionospheric field is considered as a part of the internal contribution, i.e. the Gauss coefficients g_n^m and h_n^m reflect both internal and weak ionospheric fields. Modeling of the ionospheric field will eventually be achieved using satellite and observatory hourly means or even minute values. This would also avoid the need for night local time selection of the satellite data.

Finally, other satellite data sources should not be forgotten. Two more satellites measure the magnetic field, during and after the Ørsted mission. One is the German CHAMP satellite, launched on 15th July 2000, the second is the Argentinean SAC-C satellite, launched on 8th November 2000. These three high-precision magnetic field missions will open opportunities for improving our understanding of the Earth's magnetic field and its internal and external variations.

Acknowledgements

The Ørsted satellite is funded by the Danish Ministry of Transport, the Ministry of Research and Information Technology and the Ministry of Trade and Industry. Additional support was provided by the National Aeronautics and Space Administration, the European Space Agency, Centre National d'Etudes Spatiales and Deutsche Agentur Für Raumfahrtangelegenheiten. Authors wish to thank the many scientists and engineers that contributed to the development, the launch and the ground section of the Ørsted mission, and especially Torsten Neubert, Nils Olsen, Lars Tøffner-Clausen and Kim Bisgaard. All graphs and maps have been plotted using the Generic Mapping Tools software (Wessel and Smith, 1991). This is IGP contribution no. 1876.

References

- Alexandrescu, M., Ha Duyen, C., Le Mouél, J.-L., 1994. Geographical distribution of magnetic observatories and field modelling. *J. Geomag. Geoelectr.* 46, 891–901.
- Backus, G.E., 1968. Applications of a non-linear boundary value problem for Laplace's equation to gravity and geomagnetic intensity surveys. *Q. J. Mech. Appl. Math.* 12, 195–221.
- Barracough, D.R., 1985. A comparison of satellite and observatory estimates of geomagnetic secular variation. *J. Geophys. Res.* 90, 2523–2526.
- Barracough, D.R., 1987. International Geomagnetic Reference Field: the fourth generation. *Phys. Earth Planet. Inter.* 48, 279–293.
- Bloxham, J., Jackson, A., 1992. Time-dependent mapping of the magnetic field at the core–mantle boundary. *J. Geophys. Res.* 97, 19537–19563.
- Cain, J.C., Hendricks, S.J., Langel, R.A., Hudson, W.V., 1967. A proposed model for the International Geomagnetic Reference Field—1965. *J. Geomag. Geoelectr.* 19, 335–355.

- Cain, J.C., Frayser, J., Muth, L., Schmitz, D., 1983. The use of MAGSAT data to determine secular variation. *J. Geophys. Res.* 88, 5903–5910.
- Cain, J.C., Wang, Z., Kluth, C., Schmitz, D.R., 1989. Derivation of geomagnetic model to $n = 63$. *Geophys. J.* 97, 431–441.
- Courtillot, V., Le Mouél, J.-L., 1988. Time variations of the Earth's magnetic field: from daily to secular. *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.* 16, 389–476.
- Gauss, C.F., 1839. *Allgemeine Theorie des Erdmagnetismus*, Leipzig.
- Hide, R., 1978. How to locate the electrically conducting fluid core of a planet from external magnetic observations. *Nature* 271, 640–641.
- Holme, R., 2000. Modelling of attitude error in vector magnetic data: application to Ørsted data. *Earth Planets Space* 52, 1187–1197.
- Holme, R., Bloxham, J., 1996. The treatment of attitude errors in satellite geomagnetic data. *Phys. Earth Planet. Inter.* 98, 221–233.
- Hulot, G., Eymin, C., Langlais, B., Manda, M., Olsen, N., 2002. Small-scale structure of the geodynamo inferred from Ørsted and MAGSAT satellite data. *Nature* 416, 620–623.
- Langel, R.A., 1987. The main field. In: Jacobs, J.A. (Ed.), *Geomagnetism*, vol. 1. Academic Press, London.
- Langel, R.A., Estes, R.H., 1985. The near-Earth magnetic field at 1980 determined from MAGSAT data. *J. Geophys. Res.* 90, 2495–2509.
- Langel, R.A., Baldwin, R.T., Green, A.W., 1995. Toward an improved distribution of magnetic observatories for modelling of the main geomagnetic field and its temporal change. *J. Geomag. Geoelectr.* 47, 475–508.
- Langlais, B., 2001. *Les champs magnétiques de la Terre et de Mars: apport des satellites Ørsted et Mars Global Surveyor*. Ph.D. Thesis (in French). Institut de Physique du Globe de Paris, 306 pp.
- Langlais, B., Manda, M., 2000. An IGRF candidate main geomagnetic field model for epoch 2000 and a secular variation model for 2000–2005. *Earth Planets Space* 52, 1137–1148.
- Langlais, B., Ultré-Guérard, P., Vernin, C., Manda, M., Cohen, Y., Hulot, G., 1999. Ørsted: IPGP commissioning of the OVH magnetometer. CNES report, OERS-RP-0000-0031-IPG, 28 pp.
- Lowes, F.J., 1974. Spatial power spectrum of the main geomagnetic field and extrapolation to the core. *Geophys. J. R. Astr. Soc.* 36, 717–730.
- Malin, S.R.C., Bullard, F.R.S., 1987. The direction of the Earth's magnetic field at London, 1570–1975. *Philos. Trans. R. Soc. London* 299, 357–423.
- Manda, M., Macmillan, S., 2000. International Geomagnetic Reference Field—the eighth generation. *Earth Planets Space* 52, 1119–1124.
- Manda, M., Langlais, B., 2002. Observatory crustal magnetic biases during MAGSAT and Ørsted satellite missions. *Geophys. Res. Lett.* 29, 10.1029/2001GLO13693.
- Olsen, N., Holme, R., Hulot, G., Sabaka, T., Neubert, T., Tøffner-Clausen, L., Prindahl, F., Jørgensen, J., Léger, J.M., Barraclough, D., Bloxham, J., Cain, J., Constable, C., Golovkov, V., Jackson, A., Kotzé, P., Langlais, B., Macmillan, S., Manda, M., Merayo, J., Newitt, L., Purucker, M., Risbo, T., Stampe, M., Thompson, A., Voorhies, C., 2000. Ørsted initial field model. *Geophys. Res. Lett.* 27, 3607–3610.
- Purucker, M., Langlais, B., Olsen, N., Hulot, G., Manda, M., 2002. The southern edge of cratonic North America: evidence from new satellite magnetometer observations. *Geophys. Res. Lett.* 10.1029/2001GLO13645.
- Sabaka, T.J., Baldwin, R.T., 1993. Modeling the Sq magnetic field from POGO and MAGSAT satellite data and contemporaneous hourly observatory data. Phase I. Contract Rep. HSTX/G&G-9302, Hughes STX Corp. for NASA/GSFC contract NAS5-31760, 100 pp.
- Wessel, P., Smith, W.H.F., 1991. Free software helps map and display data. *EOS Trans. Am. Geophys. Union* 72, 441–448.

10 pages blanches supprimées

2.5 Conclusions : comparaison des différents modèles

Nous avons comparé le modèle géomagnétique dérivé des mesures du satellite Ørsted (Langlais *et al.*, 2001) aux autres modèles disponibles pour la même période, l'IGRF 2000 (Mandea *et al.*, 2000a) et l'OIFM (Olsen *et al.*, 2000b). Il faut rappeler que ces trois modèles sont calculés à des degrés différents, et que l'OIFM ne contient pas de variation séculaire. Nous avons donc comparé d'une part notre modèle de champ principal tronqués à différents degrés avec le modèle OIFM, et d'autre part nos modèles de variation séculaire avec celui de l'IGRF 2000. Nous avons utilisé pour la comparaison le jeu de données décrit dans Langlais *et al.* (2001). Les valeurs du champ magnétique sont prédites en tenant compte du champ externe ($N_{ext} \leq 2$), et du Dst .

L'ensemble de ces comparaisons est détaillé dans le tableau 2.2 : nous y donnons les écarts quadratiques moyens associés à chaque modèle et à chaque composante dans le repère (B_1, B_2, B_3) défini par rapport à la direction du SIM.

Test	Modèle	N_{int}	$\sigma(B_1)$	$\sigma(B_2)$	$\sigma(B_3)$	$\sigma(F)$
1	OIFM (Var. Sec. IGRF)	14	5,417	9,036	5,341	10,022
2	Ø19992000 (Var. Sec. IGRF)	14	4,916	8,916	4,897	8,562
3	Ø19992000 (Var. Sec. nulle)	14	4,024	8,976	4,768	7,044
4	Ø19992000 (Var. Sec. libre)	14	3,707	8,835	4,608	6,400
5	Ø19992000 (Var. Sec. mixte)	14	3,736	8,839	4,623	6,351
6	Ø19992000 (Var. Sec. mixte)	26	3,648	8,828	4,501	6,356

TAB. 2.2 – Comparaison des différents modèles (résidus en nT). Les numéros des tests renvoient au texte.

Tout d'abord, les lignes 1 et 2 du tableau concernent le test de la partie champ interne de notre modèle et de l'OIFM. La variation séculaire de l'IGRF 2000 est utilisée, jusqu'au degré 8. Nous constatons que notre modèle rend mieux compte des données que l'OIFM, pour toutes les composantes (le gain est de l'ordre de 10%). Le test 3 permet lui de tester la partie "instantanée" de notre variation séculaire (jusqu'au degré 7, les termes de degrés supérieurs étant supposés nuls)

par rapport à celle de l'IGRF 2000 (test 2). Notre variation séculaire, même tronquée au degré 7, apparaît meilleure que celle de l'IGRF 2000, qui contient plus de termes. Les résidus sont meilleurs en utilisant notre modèle, surtout pour les composantes B_1 et F . Le test 4 permet d'évaluer le modèle de variation séculaire instantanée : les résidus sont presque égaux à ceux obtenus avec notre modèle mixte (test5). Enfin nous évaluons notre modèle tronqué au degré 26 (test 6).

Ces tests constituent en fait une justification supplémentaire de notre méthode. La variation séculaire instantanée et la variation séculaire mixte de notre modèle sont presque identiques en termes de résidus (l'écart est inférieur à 0,03 nT), mais pas en termes d'énergie (l'énergie associée au degré 12 est 100 fois supérieure pour le modèle instantané). Par contre nous voyons qu'imposer une variation séculaire nulle pour les hauts degrés (comme c'est le cas pour l'IGRF par exemple) est bien plus mauvais (les écarts atteignent 0,3 nT).

Chapitre 3

Interprétation des modèles

Ørsted

La modélisation c'est bien, l'interprétation c'est mieux ! Voici comment nous pourrions résumer l'objet de ce chapitre, dans lequel nous abordons l'utilisation et l'interprétation des modèles de champ magnétique terrestre, que ce soit à la surface de noyau (pour vérifier l'hypothèse du flux gelé, évaluer les constantes de temps du champ magnétique, ou encore étudier les variations sur un intervalle de 20 ans), ou à la surface de la Terre (pour déterminer le champ crustal local, ou estimer l'aimantation de la lithosphère).

3.1 Le champ magnétique nucléaire

Par la suite, nous utilisons les modèles que nous avons calculés à partir des données des satellites MAGSAT et Ørsted. Le premier modèle, basé sur les mesures de MAGSAT, est en réalité un modèle moyen, calculé en utilisant trois modèles consécutifs, basés sur deux mois de données (dénommé M19791980). Nous avons privilégié cette méthode de moyenne à celle du calcul d'un modèle global, car les six mois de la mission MAGSAT ne suffisent pas à déterminer un modèle de variation séculaire (Barraclough, 1985). Le deuxième modèle est Ø19992000 (Langlais *et al.*, 2001). Les modèles que nous avons calculés ont été comparés à d'autres : le modèle M102389 (Cain *et al.*, 1989) pour la période

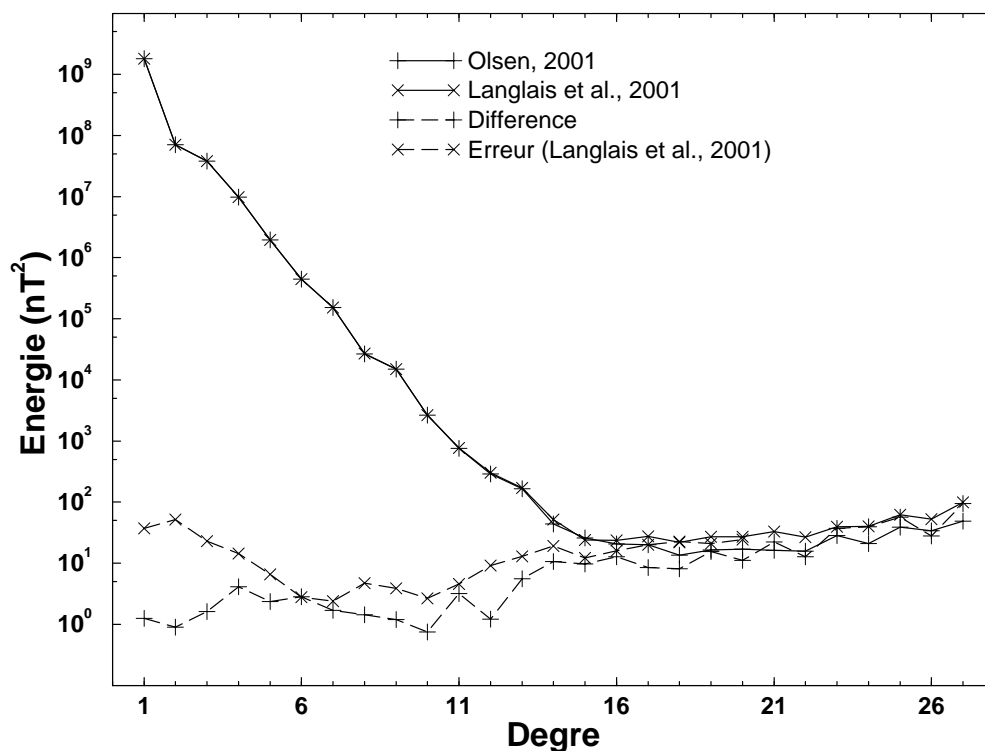


FIG. 3.1 – Spectre d'énergie du champ magnétique à la surface de la Terre.

MAGSAT, et le modèle calculé par Olsen (2001) pour la période Ørsted.

Nous présentons sur la figure 3.1 le spectre d'énergie (Loves, 1974) des deux modèles et celui de leur différence. Il faut tout d'abord noter le changement de pente entre les degrés 14 et 16, marquant la séparation des contributions magnétiques nucléaires et lithosphériques. Les modèles ont une énergie similaire, et les écarts sont (i) négligeables par rapport à l'évolution du champ sur 20 ans, et (ii) du même ordre de grandeur que les erreurs estimées pour nos modèles.

Comme nous l'avons indiqué en introduction générale, les longueurs d'onde du champ magnétique d'origine nucléaire et d'origine lithosphérique sont telles que la séparation des sources correspond à considérer les modèles en harmoniques sphériques en deux parties : l'une reflétant les sources nucléaires (pour un degré inférieur à 13), et l'autre pour les sources lithosphériques (pour un degré supérieur à 15). Nous abordons ici la partie nucléaire du champ magnétique terrestre.

3.1.1 Vérification de l'hypothèse du flux gelé

Dans le noyau, la variation séculaire ($\partial\vec{B}/\partial t$) est générée par le champ de mouvements \vec{u} du fluide conducteur, et est gouvernée par :

$$\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \wedge (\vec{u} \wedge \vec{B}) + (\mu\sigma)^{-1} \Delta\vec{B} \quad (3.1)$$

Dans le membre de droite de cette équation dite de l'induction, le premier terme correspond à l'advection, et le second à la diffusion. La diffusion est contrôlée par le coefficient de diffusion $\eta = \mu\sigma$, donc par la conductivité σ et par la perméabilité μ du noyau. Une analyse dimensionnelle du terme de gauche et du 2^{ème} membre du terme de gauche conduit à (Hulot, 1992) :

$$\left| \frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \right| \frac{1}{\eta |\Delta\vec{B}|} = \frac{L_B^2}{\eta T_B} \quad (3.2)$$

où T_B et L_B sont le temps et la longueur caractéristiques du champ magnétique nucléaire. Pour que les deux termes soient du même ordre de grandeur, en supposant une valeur de 200 ans pour T_B (d'après les observations de la variation séculaire), nous obtenons une valeur de 100 km pour L_B , inférieure à la longueur d'onde horizontale minimale des observations à la surface du noyau externe (égale à $2\pi r_N / (n + 1/2) = 1620$ km, r_N étant le rayon du noyau externe). La diffusion peut être négligée, et nous ne retenons que le terme advectif de l'équation de l'induction :

$$\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} = \eta \Delta\vec{B} \quad (3.3)$$

La composante radiale de l'équation 3.3 devient alors à la surface du noyau :

$$\frac{\partial B_r}{\partial t} = -\vec{\nabla}_H \cdot (\vec{u} B_r) \quad (3.4)$$

avec $\vec{\nabla}_H$ le gradient horizontal défini par $\vec{\nabla} - \vec{n}(\partial/\partial r)$ et \vec{n} la normale à la surface du noyau. Cette équation démontre le lien entre la variation séculaire radiale et les mouvements à la surface du noyau. Cette équation implique (Hulot, 1992) :

$$\int_{S_i} \frac{\partial B_r}{\partial t} dS = 0 = \frac{d}{dt} \left(\int_{S_i} B_r dS \right) \quad (3.5)$$

où S_i est une surface délimitée par $B_r = 0$. En d'autres termes, le flux de la variation séculaire de la composante verticale du champ magnétique terrestre est

nul à l'intérieur des surfaces délimitées par $B_r = 0$, et le flux de B_r doit rester constant à l'intérieur de ces taches. C'est l'hypothèse du flux gelé.

L'une des applications de cette hypothèse est le calcul du rayon "magnétique" du noyau externe (Hide, 1978). Puisque le flux magnétique de la variation séculaire verticale est nul à l'intérieur des surfaces délimitées par $B_r = 0$, et que la surface du noyau peut être découpée en plusieurs de ces surfaces, alors le flux doit (en valeur absolue) rester constant à la surface du noyau. Nous avons estimé le rayon "magnétique" du noyau, avec deux approches différentes. Dans la première, nous considérons deux modèles du champ magnétique calculés pour des époques différentes (les modèles M19791980 et Ø19992000), et dans la deuxième nous considérons un modèle de champ principal et un deuxième, obtenu par extrapolation temporelle de sa variation séculaire associée (le modèle Ø19992000, avec la variation séculaire mixte ou instantanée). Nous résumons dans le tableau 3.1 la valeur du rayon magnétique calculée pour différents degrés de troncature, correspondant à la surface pour laquelle le flux absolu reste constant.

Degré	M19791980 et Ø19992000	Ø19992000 et VS mixte	Ø19992000 et VS inst.
11	3565,3	3583,0	3227,0
12	3709,4	3716,3	3736,6
13	3696,3	3710,0	3965,0
14	3408,5	3628,1	3932,2

TAB. 3.1 – Rayon du noyau "magnétique" en kilomètres.

Les colonnes 2 et 3 du tableau 3.1 montrent une surévaluation du rayon (de l'ordre de 200 km, soit une erreur de 5 à 6%). Les résultats sont presque identiques pour les degrés 12 et 13, et différent pour le degré 14. Lorsque les modèles sont tronqués au degré 15, il n'existe pas de rayon pour lequel le flux est constant (ceci constitue une autre preuve de la domination des sources crustales à partir du degré 15). Les résultats de la 4ème colonne sont moins bons, ce qui confirme les doutes émis auparavant concernant le modèle instantané de variation séculaire.

Des études précédentes, menées par Hide (1978), Voorhies et Benton (1982), Bloxham *et al.* (1989), et Xu (2001) ont abouti à des conclusions identiques : le

rayon magnétique est proche du rayon sismique (en général, l'écart est inférieur à 250 km). La différence entre le rayon sismique et le rayon magnétique peut être reliées à la qualité des modèles, mais aussi à la troncature de ces modèles. À la surface de la Terre, le champ magnétique crustal cache le champ magnétique d'origine nucléaire pour $n > 14$. Enfin, cette estimation repose sur l'hypothèse du flux gelé, et donc sur une connaissance parfaite du champ magnétique.

Il est également possible de tester l'hypothèse du flux gelé localement, en considérant les surfaces délimitées par $B_r = 0$. Nous représentons sur les figures 3.2 et 3.3 la polarité du champ magnétique vertical en 1980 (modèle M19791980) et en 2000 (modèle Ø19992000). Les cartes sont presque identiques, sauf au voisinage du pôle nord (il y a deux "taches" positives en 1980, mais une seule en 2000). Nous avons calculé le flux du champ magnétique vertical pour chaque tache. Pour évaluer les erreurs un bruit blanc gaussien, proportionnel aux écarts types quadratiques calculés par Langlais *et al.* (2001) est attribué à chaque coefficient de Gauss. Les valeurs du flux pour les deux époques et les neuf taches communes sont présentées dans le tableau 3.2.

Tache	1980		2000	
	Aire (km ²)	$\int_S B_r dS$ (T.km ²)	Aire (km ²)	$\int_S B_r dS$ (T.km ²)
1	4,92.10 ⁵ (1,5.10 ⁵)	18,10 (7,9)	8,24.10 ⁵ (2,0.10 ⁴)	64,18 (4,1)
2	6,55.10 ⁵ (3,7.10 ⁴)	23,72 (3,3)	9,97.10 ⁵ (2,4.10 ⁴)	71,04 (3,2)
3	6,95.10 ⁷ (1,2.10 ⁵)	-17684,93 (14,3)	6,96.10 ⁷ (1,3.10 ⁵)	-17763,63 (32,6)
4	3,57.10 ⁵ (2,8.10 ⁴)	9,86 (1,8)	4,21.10 ⁵ (3,7.10 ⁴)	14,24 (2,9)
5	1,02.10 ⁶ (1,6.10 ⁴)	56,78 (3,1)	8,33.10 ⁵ (4,6.10 ⁴)	32,67 (5,8)
6	6,86.10 ⁷ (7,6.10 ⁴)	19084,22 (20,7)	6,81.10 ⁷ (8,2.10 ⁴)	19228,93 (31,7)
7	1,23.10 ⁶ (2,2.10 ⁴)	-105,15 (3,5)	1,29.10 ⁶ (2,5.10 ⁵)	-161,48 (4,0)
8	7,22.10 ⁵ (4,0.10 ⁴)	-26,73 (3,9)	7,62.10 ⁵ (3,5.10 ⁴)	-35,79 (6,3)
9	9,65.10 ⁶ (5,0.10 ⁴)	-1383,98 (11,7)	9,79.10 ⁶ (3,3.10 ⁴)	-1450,12 (7,8)

TAB. 3.2 – Superficie et flux du champ magnétique vertical (et erreurs associées) pour les différentes taches délimitées par $B_r = 0$. La numérotation des taches correspond à celle indiquée sur les figures 3.2 et 3.3.

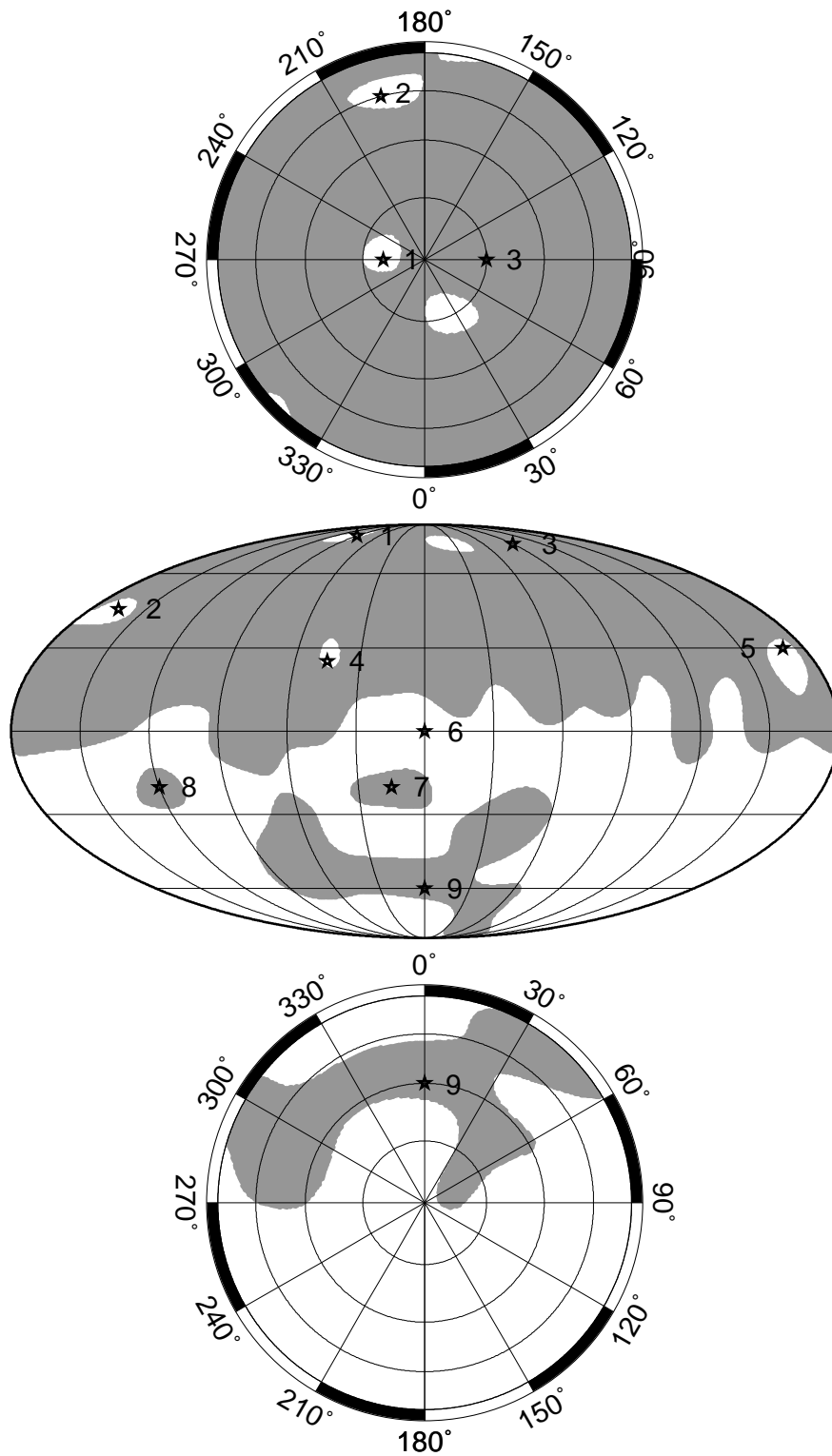


FIG. 3.2 – Polarité (positive en blanc et négative en gris) du champ magnétique à la surface du noyau en 1980. Vue du pôle nord, projection Molweide et vue du pôle sud.

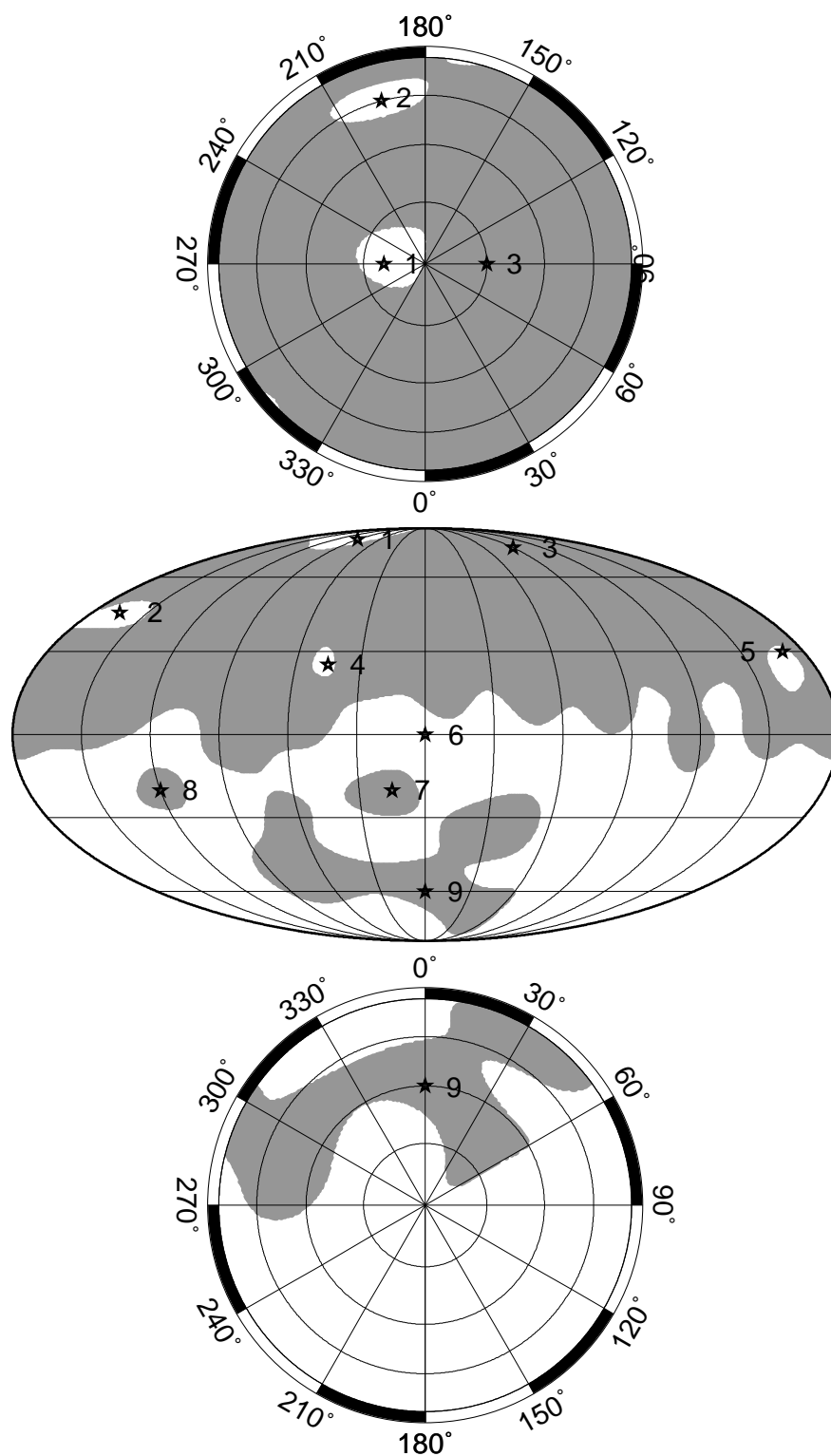


FIG. 3.3 – Idem figure 3.2 en 2000.

Les valeurs du flux pour les deux époques montrent que le flux n'est pas conservé. Les deux hémisphères (taches 3 et 6) évoluent respectivement de 0,5 et de 0,8% (les erreurs étant évaluées à 0,15%), avec des aires presque constantes. La tache 9 (sous l'Atlantique Sud) voit son flux augmenter de 5%, pour une superficie constante. Cette tache semble correspondre à une zone très dynamique.

Ce dynamisme peut être évalué par le flux de la variation séculaire du champ magnétique vertical à l'intérieur de ces neuf taches. Deux quantités sont calculées :

$$F_{\dot{B}_r} = \int_{S_i} \frac{\partial B_r}{\partial t} dS \quad (3.6)$$

$$F_{|\dot{B}_r|} = \int_{S_i} \left| \frac{\partial B_r}{\partial t} \right| dS \quad (3.7)$$

L'équation 3.6 définit la variation du flux à l'intérieur de la tache de surface S_i , qui doit être en théorie nulle (hypothèse du flux gelé). L'équation 3.7 définit l'activité à l'intérieur de la tache. Nous reportons dans le tableau 3.3 les valeurs de ces flux pour neuf taches. Nous avons supposé pour ce calcul une variation séculaire identique en 1980 et en 2000, égale à la variation séculaire moyenne 1980-2000.

Les résultats du tableau 3.3 conduisent à une séparation des taches en trois catégories, selon le niveau de l'activité observée. La première catégorie regroupe les taches 1, 2 et 5, à l'intérieur desquelles $F_{\dot{B}_r}$ et $F_{|\dot{B}_r|}$ sont identiques. Dans ces régions, l'hypothèse du flux gelé n'est pas respectée, car la variation séculaire est de signe constant. À l'intérieur des taches 4, 7 et 8, $F_{\dot{B}_r}$ et $F_{|\dot{B}_r|}$ sont du même ordre de grandeur : le rapport entre ces deux valeurs est de l'ordre de 0,5. Enfin, les taches 3, 6 et 9 ont un comportement différent : la variation séculaire est très active, au vu des valeurs de $F_{|\dot{B}_r|}$.

L'évolution du flux au sein de ces taches peut être reliée à leur position sur la sphère. Les taches du premier groupe sont situées à des latitudes polaires, alors que celles du deuxième groupe sont localisées dans la bande équatoriale. Les taches du troisième groupe sont plus grandes (les deux taches hémisphériques et la tache sous l'Atlantique Sud), et localisées sur des étendues latitudinales plus importantes. Ce comportement géographique peut être interprété comme une diffusion plus importante dans les régions polaires (la variation séculaire ne suffit pas à expliquer la variation importante du flux — il y a même une tache

Tache	2000				
	$\int_{S_i} \frac{\partial B_r}{\partial t} dS$	$\int_{S_i} \left \frac{\partial B_r}{\partial t} \right dS$	$\int_{S_i} \frac{\partial B_r}{\partial t} dS$	$\int_{S_i} \left \frac{\partial B_r}{\partial t} \right dS$	ΔF
1	2,31 (0,4)	2,31 (0,5)	3,82 (0,1)	3,82 (0,1)	46,18
2	1,56 (0,1)	1,56 (0,1)	2,68 (0,1)	2,68 (0,1)	47,32
3	5,66 (0,6)	178,41 (0,5)	-12,62 (0,4)	178,28 (0,4)	-78,70
4	-0,19 (0,1)	0,56 (0,1)	0,61 (0,1)	0,81 (0,1)	4,38
5	-1,82 (0,0)	1,82 (0,0)	-1,48 (0,1)	1,48 (0,1)	-24,11
6	-6,35 (0,6)	180,09 (0,3)	22,23 (0,3)	175,92 (0,4)	144,71
7	-1,39 (0,1)	6,42 (0,1)	-4,53 (0,1)	5,53 (0,1)	-56,33
8	-0,44 (0,1)	0,64 (0,0)	-0,61 (0,0)	0,73 (0,0)	-9,03
9	1,85 (0,4)	30,63 (0,2)	-10,10 (0,2)	34,36 (0,1)	-66,14

TAB. 3.3 – Flux de la variation séculaire et de la variation séculaire absolue du champ magnétique vertical (et erreurs associées) pour les neuf taches délimitées par $B_r = 0$. Les valeurs du flux sont exprimées en $\text{T}\cdot\text{an}^{-1}\cdot\text{km}^2$, les écarts ΔF en $\text{T}\cdot\text{km}^2$.

qui “disparaît” entre 1980 et 2000), alors que l’hypothèse du flux gelé apparaît plus respectée dans les régions équatoriales.

Toutefois, les résultats sont très liés au degré de troncature du modèle de champ magnétique. Nous avons tenté d’évaluer l’importance de ce degré pour le calcul des valeurs du flux pour certaines de ces taches. De nombreux auteurs (voir par exemple Langel et Estes (1982); Cain *et al.* (1989)) ont déjà remarqué que le spectre du champ magnétique nucléaire peut être représenté par une relation du type :

$$R_n = A \cdot B^n \quad (3.8)$$

où R_n représente l’énergie associée au degré n . Nous avons utilisé cette propriété statistique pour calculer un spectre d’énergie du champ magnétique nucléaire entre les degrés 13 et 26, en utilisant les coefficients A et B déduits du modèle Ø19992000 ($A = 18,31 \cdot 10^8$ et $B = 0,268$).

Nous calculons 100 modèles “aléatoires”, avec des coefficients de Gauss bruités aléatoirement entre les degrés 1 et 12, et aléatoires (dérivés des valeurs de R_n),

entre les degrés 13 et 26. Nous utilisons ces modèles aléatoires pour prédire le champ à la surface du noyau pour différents degrés de troncature du modèle. Nous nous sommes concentrés sur les trois taches les plus grandes, car les termes de haut degré introduisent un grand nombre de structures de petites échelles : la détection et le suivi des petites taches décrites dans le tableau 3.2 sont plus difficiles.

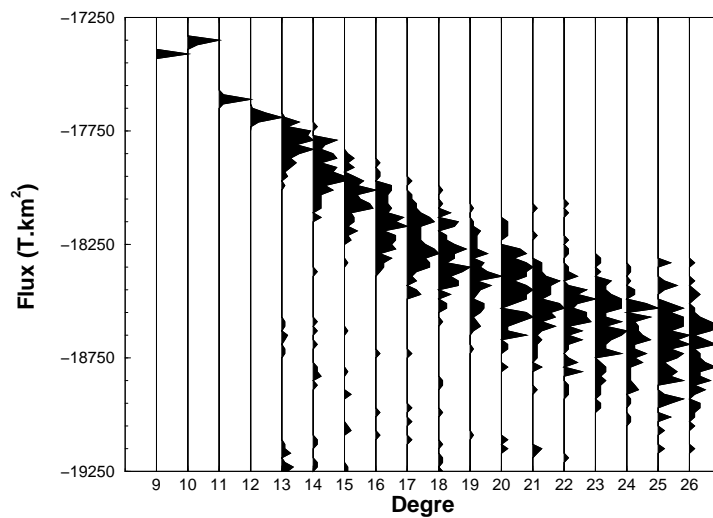


FIG. 3.4 – Valeur du flux à l'intérieur de la tache 3 (hémisphère nord) en fonction du degré de troncature. Voir le texte pour les explications.

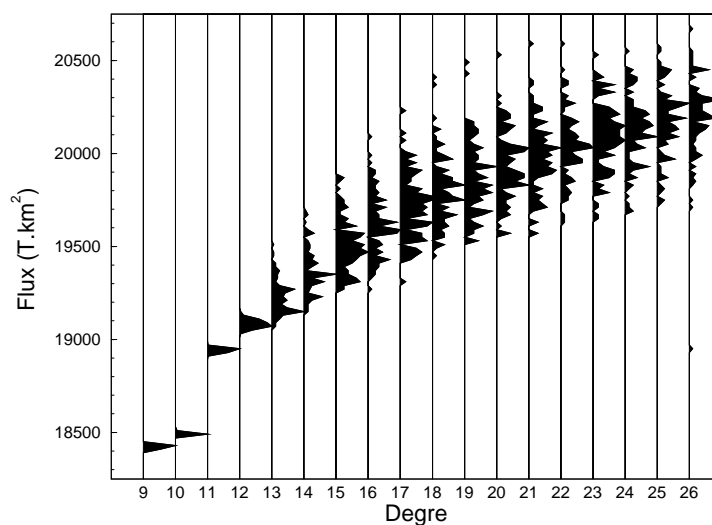


FIG. 3.5 – Idem figure 3.4 pour la tache 6 (hémisphère sud).

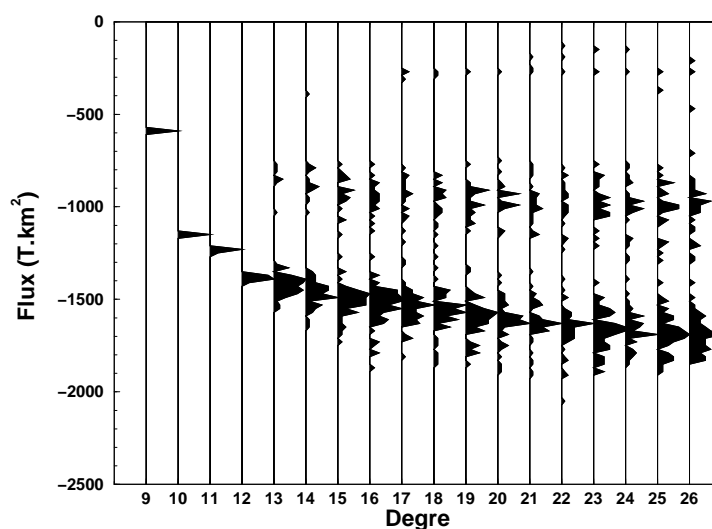


FIG. 3.6 – Idem figure 3.4 pour la tache 9 (Atlantique Sud).

L'évolution du flux pour les taches 3, 6 et 9 en fonction du degré de troncature du modèle est montrée sur les figures 3.4, 3.5 et 3.6. Pour chaque degré la distribution de probabilité des valeurs du flux est représentée (par intervalles de 20 T.km²). La normalisation est différente pour chaque degré : pour chaque cas, la probabilité maximale est ramenée à 1, ce qui correspond en échelle horizontale

à un incrément de 1 degré. La troncature des modèles au degré 9 ou au degré 10 est trop sévère (l'écart entre ces degrés et les suivants est très important). Nous voyons sur ces figures que l'augmentation du degré de troncature du modèle influe principalement sur le nombre et la taille des différentes taches. Ainsi, la dispersion croissante observée avec le degré est liée aux structures de petites échelles. Pour la tache 3 par exemple (figure 3.4), il n'y a que six valeurs de flux "probable" pour un modèle tronqué au degré 11. Mais il y en a 53 pour un modèle tronqué au degré 26. La valeur la plus probable du flux (-18750 T.km²) ne concerne que 6% des modèles. Cependant, le flux lié aux petites échelles apparaît négligeable devant celui des grandes structures : le flux de la tache 3 est égal à -17764 T.km² pour $n = 12$ (voir le tableau 3.2), ce qui correspond à 95% du flux observé pour un degré de troncature égal à $n = 26$ (en faisant l'hypothèse que le prolongement du spectre d'énergie de notre modèle soit vérifié).

3.1.2 Les constantes de temps du champ magnétique nucléaire

Les modèles du champ magnétique (champ principal et variation séculaire) peuvent être utilisés pour évaluer les constantes de temps du champ magnétique terrestre. Dans un premier temps, nous évaluons $\tau_c(n)$, le temps caractéristique de corrélation du champ magnétique nucléaire. Ce temps s'exprime en fonction du degré n du modèle considéré (Hulot et Le Mouél, 1994) :

$$\tau_c(n) = \left(\frac{\sum_{m=0}^n \left((g_n^m)^2 + (h_n^m)^2 \right)}{\sum_{m=0}^n \left((g_n^m)^2 + (h_n^m)^2 \right)} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.9)$$

Nous présentons les résultats de ces calculs sur la figure 3.7. Nous avons utilisé le modèle du champ magnétique principal Ø19992000, avec dans un cas la variation séculaire instantanée et dans un autre la variation séculaire mixte (Langlais *et al.*, 2001).

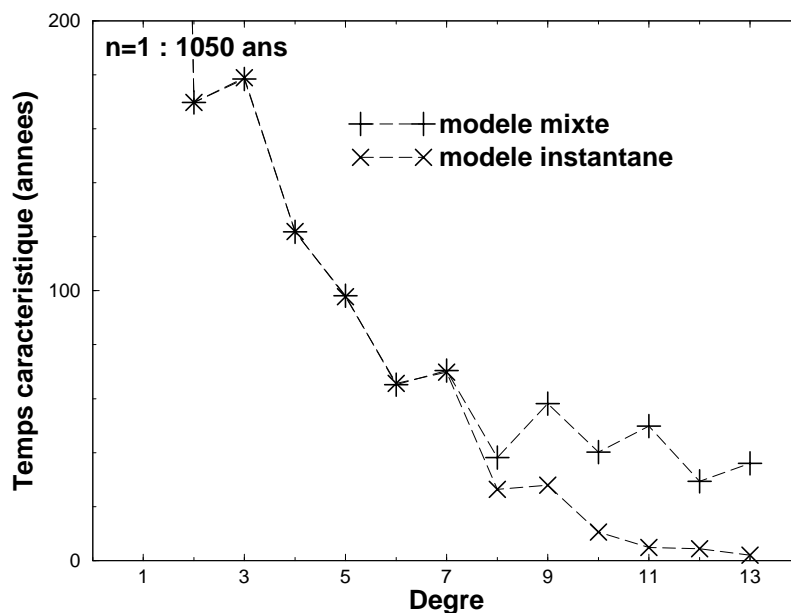


FIG. 3.7 – Temps caractéristiques du champ magnétique nucléaire en fonction du degré de développement en harmoniques sphériques.

D’une façon générale, le temps est proportionnel à la longueur d’onde. Le temps calculé d’après le modèle instantané est petit (environ 1 an pour $n = 13$) ; cela signifie que (i) le champ magnétique modélisé sur cette échelle spatiale est totalement décorrélé entre 1999 et 2000, et que (ii) par conséquent il ne peut être modélisé que sur un intervalle d’au plus quelques mois. En fait, la variation séculaire instantanée sur ces échelles spatiales peut être assimilée à du bruit. Par contre le temps caractéristique correspondant au modèle mixte correspond est plus long, avec un minimum égal à 30 ans pour le degré 12. Cela montre que notre approche de calcul de la variation séculaire est adéquate, puisque nous considérons un intervalle de 20 ans, inférieur à ces constantes de temps.

Nous avons vu auparavant que l’hypothèse du flux gelé n’était pas respectée à la surface du noyau. Une estimation du temps caractéristique de la diffusion est possible, via l’évolution du flux dans les taches délimitées par $B_r = 0$. Deux temps peuvent être estimés pour chaque surface S_i : τ_i , le temps diffusif “instantané”,

et $\tilde{\tau}_i$, le temps diffusif “moyen”. Ces temps s’expriment :

$$\tilde{\tau}_i = \left| \frac{\int_{S_i} B_{r_{2000}} dS}{\int_{S_i} B_{r_{2000}} dS - \int_{S_i} B_{r_{1980}} dS} \right| * 20 \quad (3.10)$$

$$\tau_i = \left| \frac{\int_{S_i} B_{r_{2000}} dS}{\int_{S_i} \dot{B}_{r_{2000}} dS} \right| \quad (3.11)$$

Les valeurs de τ_i et de $\tilde{\tau}_i$ sont présentés dans le tableau 3.4. Nous comparons $\tilde{\tau}_i$ à des temps aléatoires $\tilde{\tau}_a$. Pour cela, nous considérons le modèle Ø19992000, extrapolé en 1980 grâce à un modèle de variation séculaire construit aléatoirement, tel que son spectre d’énergie soit identique à celui de la variation séculaire moyenne. Nous calculons ainsi $\tilde{\tau}_a$, par l’équation 3.10. Les valeurs obtenues et leur distributions statistiques (basées sur 1000 réalisations) pour les taches 3, 6 et 9 sont présentées sur les figures 3.8, 3.9 et 3.10.

Tache	τ (ans)	$\tilde{\tau}$ (ans)
3	5293,4	4514,3
6	1435,3	2657,6
9	159,5	438,5

TAB. 3.4 – Temps diffusifs instantanés et moyens calculés pour les trois taches les plus grandes.

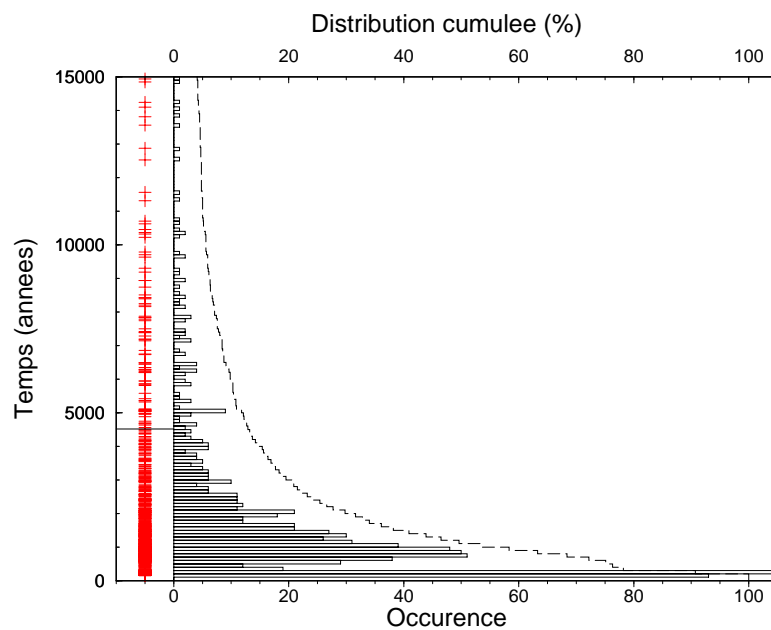


FIG. 3.8 – Distribution des temps aléatoires pour la tâche 3 (“+”). Le temps vrai (tableau 3.4) est indiqué par un trait horizontal, et la distribution cumulée des temps est tracée en pointillés.

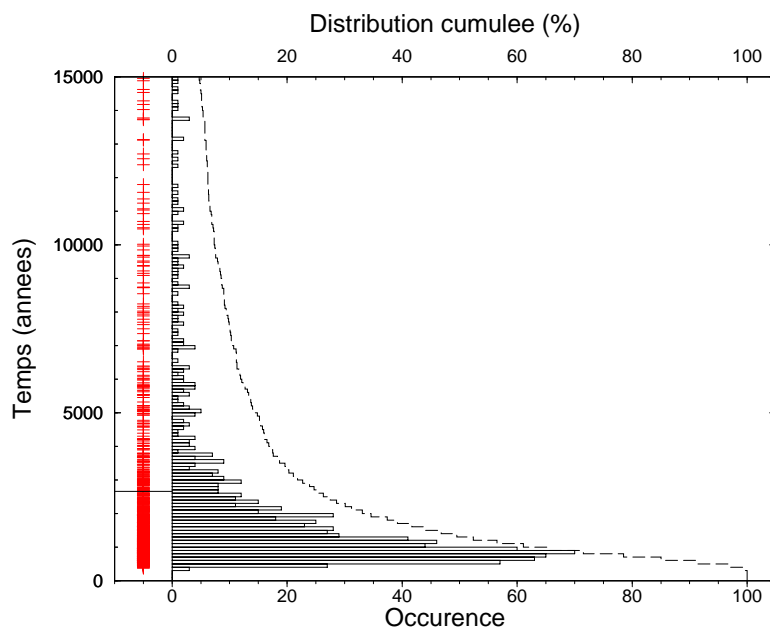


FIG. 3.9 – Distribution des temps aléatoires pour la tache 6. Voir la figure 3.8 pour la légende.

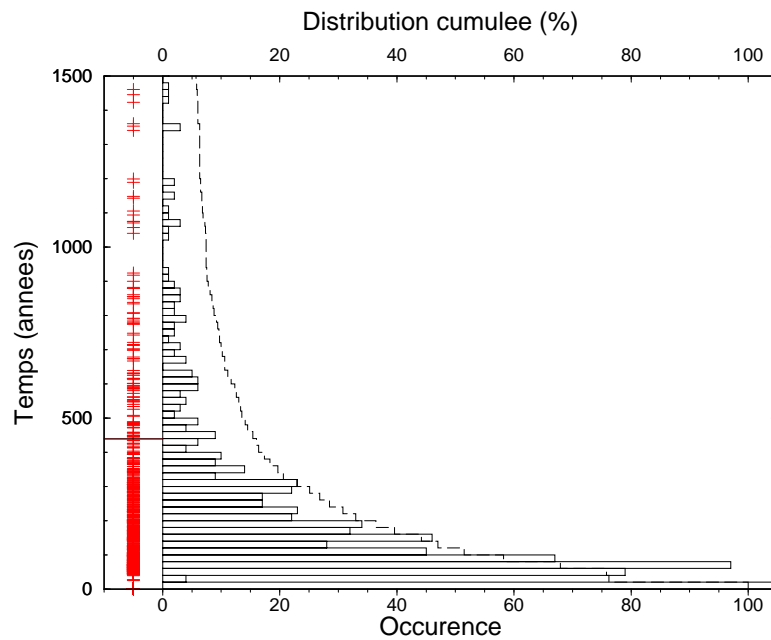


FIG. 3.10 – Distribution des temps aléatoires pour la tache 9. Voir la figure 3.8 pour la légende.

Ces trois figures permettent d'évaluer la probabilité qu'une variation séculaire aléatoire crée une diffusion plus importante que celle observée. Pour les taches 3, 6 et 9, elle est respectivement égale à 15, 25 et 12%. Les temps diffusifs aléatoires ont une probabilité égale à 50% d'être inférieurs à 1300, 1200 et 110 ans pour les trois taches. Sur les figures 3.9 et 3.10, les temps calculés inférieurs à 300 et à 20 ans correspondent à des flux calculés en 1980 dans des taches de polarité inverse à celle de 2000. Cela est lié à notre méthode de calcul, qui suppose un point fixe à l'intérieur de la tache en 1980 et en 2000. Les temps les plus probables sont respectivement égaux à 800, 750 et 80 ans pour les taches 3, 6 et 9.

La figure 3.11 montre une comparaison des temps advectifs (d'après la figure 3.7) et des temps diffusifs (d'après le tableau 3.4), en fonction de la surface considérée (celle-ci est égale à la superficie des taches pour les temps diffusifs, et au degré du modèle pour les temps advectifs). Il apparaît clairement que les termes diffusifs sont moins importants que les termes advectifs. La diffusion peut donc être en première approximation négligée. Il convient toutefois de ne pas l'oublier lorsque les échelles de temps considérées sont comparables à celles montrées par

les figures 3.7 et 3.11.

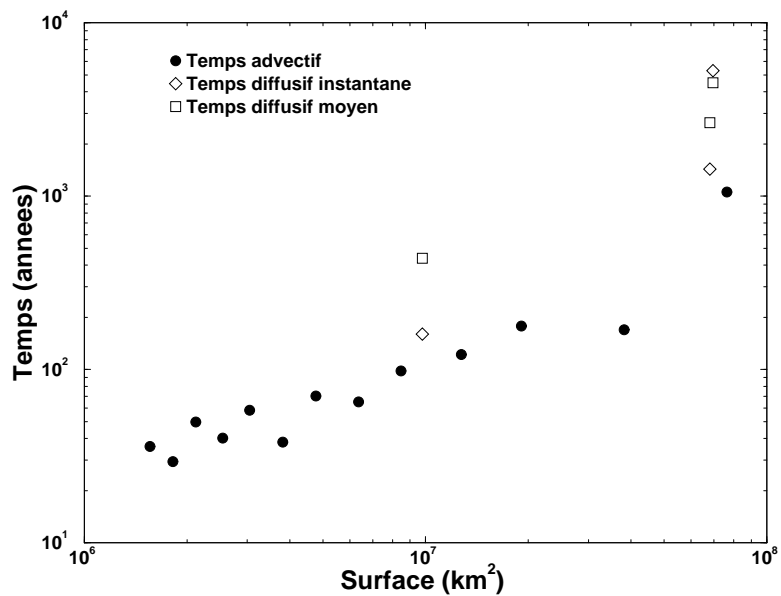


FIG. 3.11 – Comparaison des temps diffusifs et advectifs (au noyau), en fonction de la surface.

3.1.3 Les petites échelles de la dynamo

Nous utilisons les résultats précédents pour qualifier les petites échelles de la dynamo à la surface du noyau. Ce travail fait l'objet d'une publication, reproduite ici.

Résumé de l'article

Les petites échelles de la dynamo révélées par MAGSAT et Ørsted
Gauthier Hulot, Benoit Langlais, Céline Eymin et Mioara Mandea
Soumis à *Nature*, en cours de révisions.

Lancé en février 1999, le satellite danois Ørsted de mesures magnétiques à haute résolution a fourni assez de données pour permettre la modélisation du champ magnétique terrestre pour l'époque 2000. À partir de ces modèles, et ceux calculés des mesures de la mission américain MAGSAT (1979-1980), nous calculons la variation du champ magnétique terrestre à la surface du noyau (d'où il provient) sur une période de 20 ans, avec des échelles spatiales que les observations ne pouvaient résoudre auparavant. Nous avons trouvé de fortes variations très localisées sur et à l'intérieur de ce qui est communément appelé le cylindre tangent, au pôle nord et dans une région localisée sous l'Afrique du sud. Au contraire, les régions situées sous l'océan Pacifique et le pôle sud ne montrent que peu de variations, ce qui confirme les modèles historiques. Les données archéomagnétiques et paléomagnétiques montre que cette variation asymétrique est un phénomène récent du champ géomagnétique. Les comparaisons avec des modèles numériques suggèrent que la situation actuelle est inhabituelle. Cela peut être le début d'une inversion, comme cela a déjà été suggéré.

17. Davidson, E. A. & Trumbore, S. E. Gas diffusivity and production of CO₂ in deep soils of the eastern Amazon. *Tellus B* **47**, 550–565 (1995).
18. Richey, J. E., Victoria, R. L., Mayorga, E., Martinelli, L. A. & Meade, R. H. in *Biospheric Feedbacks in Climate and the Hydrological Cycle* (ed. Kabat, P.) (Springer, in the press).
19. McClain, M. E., Richey, J. E., Brandes, J. A. & Pimentel, T. P. Dissolved organic matter and terrestrial-lotic linkages in the central Amazon Basin, Brazil. *Glob. Biogeochem. Cycles* **11**, 295–311 (1997).
20. Melack, J. M. & Forsberg, B. R. in *The Biogeochemistry of the Amazon Basin* (eds McClain, M. E., Victoria, R. L. & Richey, J. E.) 235–274 (Oxford Univ. Press, New York, 2001).
21. Chambers, J. Q., dos Santos, J., Ribeiro, R. J. & Higuichi, N. Tree damage, allometric relationships, and above-ground net primary production in central Amazon forest. *Forest Ecol. Management* **5348**, 1–12 (2000).
22. Devol, A. H., Forsberg, B. R., Richey, J. E. & Pimentel, T. P. Seasonal variation in chemical distributions in the Amazon (Solimões) River: a multiyear time series. *Glob. Biogeochem. Cycles* **9**, 307–328 (1995).
23. Siqueira, P. et al. A continental-scale mosaic of the Amazon Basin using JERS-1 SAR. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing* **38**, 2638–2644 (2000).
24. Barbosa, C., Hess, L., Melack, J. & Novo, E. Mapping Amazon Basin wetlands through region-growing segmentation and segmented-based classification of JERS-1 data. *IX Latin Am. Symp. Remote Sensing (6–10 November 2000)* 1168–1176 (Universidad Nacional de Lujan, Puerto Iguazu, Argentina, 2000); see also (<http://www.selper.org>).
25. Hess, L. L. et al. Geocoded digital videography for validation of land cover mapping in the Amazon Basin. *Int. J. Remote Sensing* (in the press).
26. Sippel, S. J., Hamilton, S. K., Melack, J. M. & Novo, E. M. Passive microwave observations of inundation area and the area/stage relation in the Amazon River floodplain. *Int. J. Remote Sensing* **19**, 3055–3074 (1998).
27. Richey, J. E., Devol, A. H., Wofsy, S. C., Victoria, R. & Ribeiro, M. N. G. Biogenic gases and the oxidation and reduction of carbon in the Amazon River and floodplain waters. *Limnol. Oceanogr.* **33**, 551–561 (1988).
28. Devol, A. H., Quay, P. D., Richey, J. E. & Martinelli, L. A. The role of gas exchange in the inorganic carbon, oxygen and 222 radon budgets of the Amazon River. *Limnol. Oceanogr.* **32**, 235–248 (1987).
29. Clark, J. F., Wanninkhof, R., Schlosser, P. & Simpson, H. J. Gas exchange rates in the tidal Hudson River using a dual tracer technique. *Tellus B* **46**, 264–285 (1994).
30. MacIntyre, S., Eugster, W. & Kling, G. W. in *Gas Transfer at Water Surfaces* (eds Donelan, M. A., Drennan, W. M., Saltzman, E. S. & Wanninkhof, R.) 135–139 (American Geophysical Union, Washington, 2001).

Acknowledgements

We thank E. Mayorga, S. Denning, M. Gastil, D. Montgomery, R. Victoria, A. Krusche, A. Devol, P. Quay and J. Hedges for technical assistance and discussions, B. Forsberg and T. Pimentel for fieldwork, and the Global Rain Forest Mapping Project of the National Space Development Agency of Japan for providing the JERS-1 radar data. This work was supported by the US NSF and NASA EOS and LBA projects, and by the Brazilian FAPESP programme.

Competing interests statement

The authors declare that they have no competing financial interests.

Correspondence and requests for materials should be addressed to J.E.R. (e-mail: jrichey@u.washington.edu).

Small-scale structure of the geodynamo inferred from Oersted and Magsat satellite data

Gauthier Hulot*, Céline Eymin*, Benoît Langlais*, Mioara Mandea* & Nils Olsen†

* Département de Géomagnétisme et Paléomagnétisme, CNRS UMR 7577, Institut de Physique du Globe de Paris, 4 Place Jussieu, B89, Tour 24, 75252 Paris cedex 05, France

† Center for Planetary Science, Danish Space Research Institute, Juliane Maries Vej 30, DK-2100 Copenhagen, Denmark

The 'geodynamo' in the Earth's liquid outer core produces a magnetic field that dominates the large and medium length scales of the magnetic field observed at the Earth's surface^{1,2}. Here we use data from the currently operating Danish Oersted³ satellite, and from the US Magsat² satellite that operated in 1979/80, to identify and interpret variations in the magnetic field over the past 20 years, down to length scales previously inaccessible.

Projected down to the surface of the Earth's core, we found these variations to be small below the Pacific Ocean, and large at polar latitudes and in a region centred below southern Africa. The flow pattern at the surface of the core that we calculate to account for these changes is characterized by a westward flow concentrated in retrograde polar vortices and an asymmetric ring where prograde vortices are correlated with highs (and retrograde vortices with lows) in the historical (400-year average) magnetic field^{4,5}. This pattern is analogous to those seen in a large class of numerical dynamo simulations⁶, except for its longitudinal asymmetry. If this asymmetric state was reached often in the past, it might account for several persistent patterns observed in the palaeomagnetic field^{7–10}. We postulate that it might also be a state in which the geodynamo operates before reversing.

Thanks to the recent launch of the Danish Oersted satellite³ (inclination 96.5°, altitude 638–849 km), 20 years after the 1979/80 US Magsat² analogous mission (97°, 325–550 km), two data sets at two different epochs are now available that can be used to construct high-degree spherical harmonic models of the geomagnetic field. (Degree 1 is the dipole field; the larger the degree, the smaller the length scale.) Taking advantage of this opportunity and relying on models¹¹ well suited for that purpose, we compute and investigate the changes that have occurred in the geomagnetic field between 1980 and 2000, focusing on the large to medium scales (that is, up to

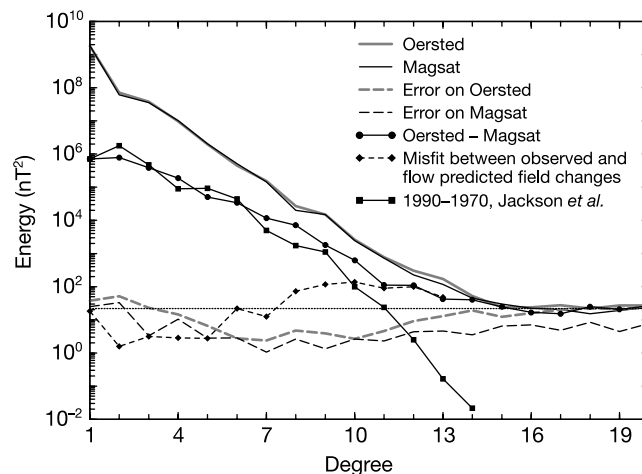


Figure 1 Spectra of the Oersted and Magsat models¹¹, of their error, of their difference, and of how well flows predict this difference. The spectrum of a model is constructed by plotting the contribution of each degree n of the spherical harmonic expansion to the average $\langle B^2 \rangle$ of the predicted field B over the Earth's surface^{1,2}. Errors in the Oersted and Magsat models are computed by analysing differences between models based on various data subsets¹¹. Note the well-known² knee within the Oersted and Magsat spectra, showing that the main field probably dominates the signal for degrees less than 13, whereas the crustal field dominates for degrees larger than 15. A similar knee is seen around degree 15, in the Oersted–Magsat spectrum of the difference between the Oersted and Magsat fields. This knee, and the flat section of the spectrum beyond it, reveals disagreements between the high-degree signal sensed by Oersted and Magsat at a level slightly less than that of the crustal signal itself¹². Up to degree 13, however, the Oersted–Magsat spectrum is well above the level (dotted line) defined by both that flat section and the crustal spectrum (the contribution of which is believed to be weaker at low degrees than at high degrees³). It is also well above the error level. It thus cannot be attributed to noise or a crustal source. By contrast, it can be explained by core surface flows, as is illustrated by the spectrum of the misfit between the predicted and the observed Oersted minus Magsat field difference. This misfit is at a level comparable to that of the errors in the models and of crustal contributions, but relaxed at the largest degrees to account for 'truncation errors'¹⁷. For reference, the spectrum of the less-resolved field variations⁵ between 1970 and 1990 is also shown.

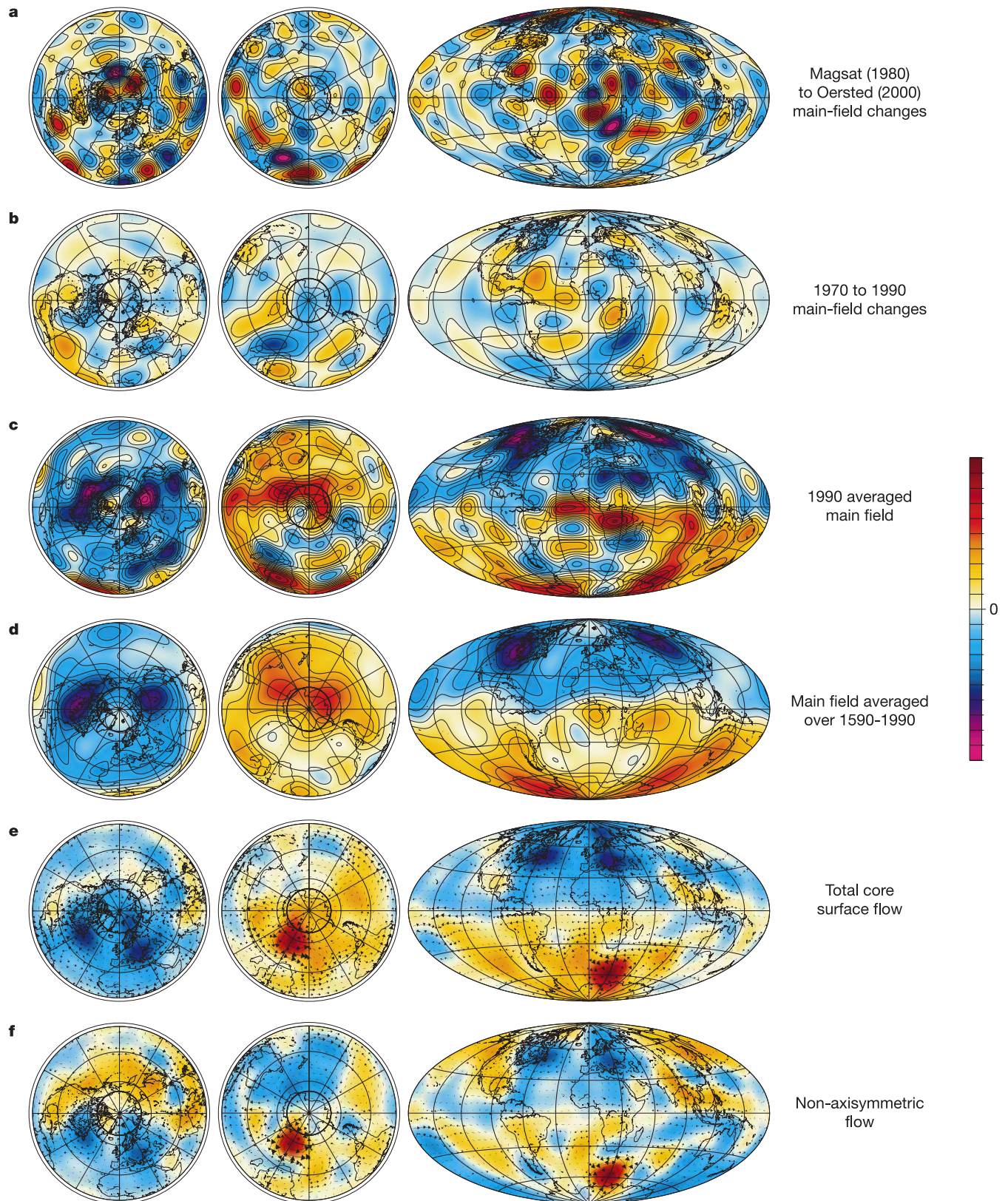


Figure 2 Polar (north and south) and Hammer views of the small-scale structure of the geodynamo at the core surface. **a**, Changes in the radial component of the field between 1980 (Magsat) and 2000 (Oersted) ($-340 \mu\text{T}$ to $333 \mu\text{T}$). **b**, Analogous but less-resolved field changes between 1970 and 1990 (computed from the historical model of ref. 5, $-186 \mu\text{T}$ to $147 \mu\text{T}$). **c**, The radial component of the average 1990 main field computed by averaging the Magsat and Oersted main-field models¹¹ ($-1,032 \mu\text{T}$ to $908 \mu\text{T}$). **d**, The main field averaged over the historical period 1590–1990 (computed from the model of ref. 5, $-745 \mu\text{T}$ to $594 \mu\text{T}$). **e**, Core surface flow accounting for the

main-field changes in **a** by advecting the 1990 main field in **c** (arrows for the flow, maximum of 50 km yr^{-1} , colour code for the toroidal scalar associated to the flow). **f**, Same as in **e** but for the non-axisymmetric component of the flow (maximum 65 km yr^{-1}). In all figures, there is a linear colour code: red positive, blue negative, renormalized to the maximum absolute value, except for **b** (respectively **d**) which uses the same scale as **a** (respectively **c**). Contours every $50 \mu\text{T}$ in **a** and **b**, every $100 \mu\text{T}$ in **c** and **d**. Also shown in each polar plot, the surface trace of the tangent cylinder.

degree 13) thought to be dominated by the main field produced by the geodynamo^{1,2} (Fig. 1).

Figure 2a shows the radial component of those changes plotted at the core surface where the main field originates. Most remarkable are the large changes, which occurred at high, especially northern, latitudes, and in a hemispheric region centred below Africa. These regions contrast strongly with a wide region below the Pacific, where far fewer changes occurred. This pattern could not be resolved as clearly before the Oersted mission (ref. 5, Fig. 2b), and is robust against model uncertainties (Fig. 1).

We now consider if this pattern could have been produced by sources other than the geodynamo—perhaps in the crust, ionosphere or magnetosphere. Although formal separation of the signals from these sources is only possible in part, over many years a framework for practical separation has been constructed², and the results of such separation suggest that this could hardly be the case. First, we consider crustal signals. These are thought to dominate the field at degree 15 and above (Fig. 1). But there is no evidence at these wavelengths for any large changes in the field between 1980 and 2000¹², and at longer wavelengths, even a 100% change in the estimated crustal signal would produce weak field changes (Fig. 1). Second, ionospheric signals. In the field models on which we rely¹¹, these signals have been carefully minimized by using night-side measurements on magnetically quiet days, and field-aligned currents at high latitudes have specifically been removed by using only field intensity data there. The remaining ionospheric contamination at the Earth's surface can then be estimated to be less than 10 nT at all latitudes in the Magsat (1980) model², and probably less in the Oersted (2000) model. Much of this field would in addition show up in zonal fields in Fig. 2a, as the data for each model were recorded at similar local times. Such characteristics do not match the typical 100-nT change (mainly in the degrees 8 to 13 and dominantly not in zonal fields) implied at the Earth's surface by the intense small-scale structures seen in Fig. 2a. Magnetospheric signals can also easily be dismissed, as they are large-scale and can be formally separated from the core signal². Finally, signals from electrical currents induced in the crust and upper mantle by all those external sources can again be shown to be too weak^{13,14}. Therefore, the results in Fig. 2a are most likely to be due to the temporal (secular) variation of the main field.

This secular variation is the combined consequence of main-field diffusion through ohmic dissipation and main-field advection by flows at the core surface¹⁵. Previous studies^{16,17} have shown that much of the short-term large-scale variations of the main field could be explained in terms of its advection by surface flows satisfying the tangentially geostrophic balance¹⁸ (which assumes that the horizontal component of the Coriolis forces is mainly balanced by a dynamical pressure gradient), in the so-called 'frozen-flux approximation'¹⁵ (which assumes diffusion to be negligible). Core flows inferred in this way have further been shown to account for length of day variations on decade timescales (by angular momentum exchange with the mantle)^{19–21}, and to reflect dynamical features, akin to torsional oscillations predicted by dynamo theory^{22,21}. We thus decided to try and compute a tangentially geostrophic flow, which would account for the observed main-field changes (Fig. 2a).

To do this, we computed the average of the two 1980 and 2000 main-field models (Fig. 2c), together with the average secular variation accounting for the 1980 to 2000 main-field changes. We finally computed the flow producing this average secular variation by advection of the average main-field model. We relied on the numerical procedure of ref. 21 with some adjustments. More details about this computation will be provided elsewhere (C.E. and G.H., manuscript in preparation). Most important here is the fact that the flow that we computed (Fig. 2e) succeeds at predicting the field changes at a satisfactory level (see Fig. 1).

Figure 2e reveals a flow with a number of strong vortices embedded in a mainly westward axisymmetric flow. This axisymmetric flow (detailed in Fig. 3) is remarkably symmetric with respect

to the equator. It consists mainly of a westward body rotation of the core with respect to the mantle (of order $0.1^\circ \text{ yr}^{-1}$) and two strong westward ('retrograde' when compared to the Earth's daily rotation) polar vortices (of order $0.9^\circ \text{ yr}^{-1}$, the northern vortex being slightly larger) within the 'tangent cylinder' (tangent to the inner core and intersecting the core surface at latitude $\pm 69.5^\circ$). The body rotation is a well-known feature. It varies with time as a result of core–mantle coupling acting on decade timescales^{16,19–21}. Far less is known about the polar vortices, which confine most of the westward drift at high latitude and appear to be important in explaining the changes seen near both poles in Fig. 2a. Recently, similar vortices have been tentatively found with the help of computations based on less-resolved historical models^{21,23}. These vortices may thus have been active over at least the past century, and could be permanent features of the geodynamo. Figure 3 also shows a small-scale zonal flow that we believe is the result of a Gibbs effect produced by the flow computation, which still fails to resolve the finest details of the probably sharp boundaries of the polar vortices²¹. We finally note that no significant medium-scale zonal flow is present in Fig. 3. This suggests that the torsional oscillations are currently of low amplitude, a result consistent with both the general trend seen in core flows computed over the past century²¹ and the relatively short decay time which has been inferred for those oscillations²².

Plotting the non-axisymmetric flow alone leads to another interesting result (Fig. 2f). This part of the flow displays a medium-to high-latitude ring of vortices roughly, but not exactly, symmetrical with respect to the equator, and clustering around the tangent cylinder. This is best seen by also plotting the toroidal scalar associated with the flow, which can be viewed as a filtered (low-pass) measure of the radial vorticity $\omega_r = \mathbf{n} \cdot (\nabla \times \mathbf{u})$ of the flow \mathbf{u} . The colour code in Fig. 2e and f is then such that prograde and retrograde vortices appear respectively red and blue in the Northern Hemisphere, and respectively blue and red in the Southern Hemisphere (note that equatorial-symmetric flows translate into anti-symmetric radial vorticity). Computations based on historical models could not resolve these vortices as clearly^{16,17}. They are reminiscent of analogous vortices seen in many numerical simulations of the geodynamo^{6,24,25}. The class of simulations that are referred to in ref. 6 as being in a 'fully developed regime' (see also ref. 24) also display retrograde polar vortices analogous to those

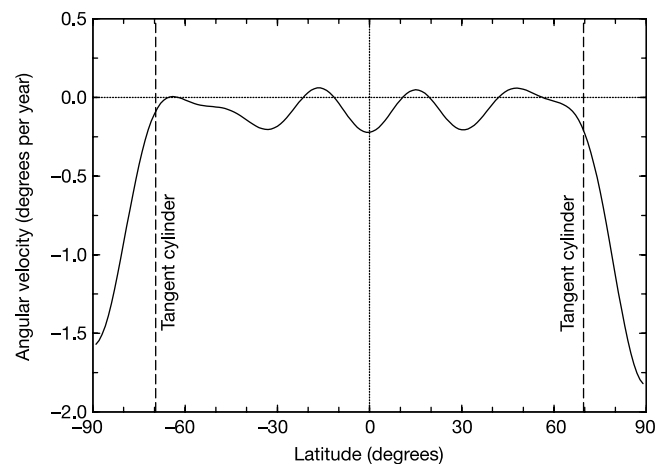


Figure 3 Axisymmetric component of the flow at the core surface. This azimuthal flow is plotted in terms of angular velocity about the Earth's rotation axis (positive for eastward with respect to the mantle, negative for westward) as a function of latitude. Note the general westward trend, and the strong westward flows at high latitudes. These flows correspond to retrograde polar vortices occurring within the tangent cylinder (beyond $\pm 69.5^\circ$ of latitude); see text.

identified in Fig. 3. Also, for such dynamos, computing surface flows as we did has been shown to lead to a reasonable surface picture of the full dynamo flows, provided those flows are not too small scale²⁶. Even though it is known that such numerical simulations are still forced to use unrealistic dimensionless numbers²⁷, this suggests that the geodynamo could belong to a similar 'class' of dynamos.

For such dynamos, it has also been observed that prograde vortices are associated with slow downwelling flows, which concentrate the flux inside the vortices on the long term. By contrast, retrograde vortices are associated with slow upwelling flows, which tend to expel field of reversed polarity (compared to that of the main dipole field) from within the core. It has been speculated that a similar phenomenon could take place in the Earth's core²⁸. In Fig. 2f, prograde vortices (red in the North, blue in the South) tend to occur in a region where maxima are seen in the main field (where the so-called 'flux bundles'^{4,28} are found, Fig. 2c). By contrast, retrograde vortices (blue in the North, red in the South) occur where the main field tends to be minimum, if not of reversed polarity. This correlation is much clearer when made with the main field averaged over the past 400 years (Fig. 2d). Analogous up- and downwelling flows (weak and non-geostrophic, hence not directly visible in Fig. 2f which shows the first-order flow computed under the tangentially geostrophic assumption) could thus be responsible for the global structure of the main field averaged over secular timescales.

One characteristic of the geodynamo remains puzzling: its azimuthal asymmetry. In most numerical dynamos, prograde and retrograde vortices tend to alternate around the tangent cylinder. In Fig. 2f, the flow in the 'Pacific hemisphere' is mainly made up of prograde vortices, contrasting with the flow in the other hemisphere where strong retrograde vortices are found. This is also where the strongest field changes are seen at present (Fig. 2a), and where most of the reversed polarity field has been produced in the past 400 years (which led to the creation of the large reverse patch now seen below South Africa in Fig. 2c)⁴. Archaeomagnetic data further suggest that significant changes have occurred in the (large-scale) main field over the past 3,000 years (ref. 29), and that the present main-field pattern is a relatively recent feature. This leads us to speculate that in the past millennium, retrograde vortices could have progressively vanished in the Pacific hemisphere, while gaining momentum and increasing the rate of creation of reversed polarity field in the other hemisphere. At the present time, the changes that this would have produced in the main field would still be affected by the strong main flow associated with the vortices, leading to the locally enhanced field changes seen in Fig. 2a. It could thus be that the asymmetry at present observed in all maps of Fig. 2 is only temporary. This would be consistent with the results of the only dynamo explicitly displaying a similar azimuthal asymmetry, which is indeed only temporarily observed²⁵.

Palaeomagnetic data can then be used to try and gain further insight into this question. The present asymmetric main field is also associated with a significantly enhanced order 1 (that is, $\cos \phi$) non dipole field component^{1,7}. If this were to happen often enough, it could explain most of the behaviour of the palaeosecular variation over the past 5 Myr (refs 1, 7). This then further suggests that, although possibly temporary, the present asymmetric state of the geodynamo could be frequently reached. If this state were preferentially reached in a fixed way with respect to the mantle, as a result of its likely influence on the core, it could also eventually produce an averaged palaeomagnetic field showing traces of 'flux bundles'^{4,28} as in Fig. 2d. But whether such traces can in fact be seen in the palaeomagnetic field remains an open question^{8,30}.

The growth of the South African patch could also be associated with the present rapid decrease of the dipole field—a decrease that some^{9,10} have suggested could eventually lead to a reversal sharing characteristics with the last known reversal (780 kyr ago¹). Although this does not prove that a new reversal is impending, it suggests

that the asymmetric state we are witnessing at present is one through which the geodynamo could also possibly go just before reversing. □

Received 4 December 2001; accepted 4 February 2002.

- Merrill, R. T., McElhinny, M. W. & McFadden, P. L. *The Magnetic Field of the Earth, Paleomagnetism, the Core and the Deep Mantle* (Academic, San Diego, 1996).
- Langel, R. A. & Hinze, W. J. *The Magnetic Field of the Earth's Lithosphere, The Satellite Perspective* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1998).
- Neubert, T. et al. Oersted satellite captures high-precision geomagnetic field data. *Eos* **82**, 81, 87–88 (2001).
- Bloxham, J., Gubbins, D. & Jackson, A. Geomagnetic secular variation. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **329**, 415–502 (1989).
- Jackson, A., Jonkers, A. R. T. & Walker, M. R. Four centuries of geomagnetic secular variation from historical records. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **358**, 957–990 (2000).
- Olson, P., Christensen U. & Glatzmaier, G. Numerical modeling of the geodynamo: Mechanisms of field generation and equilibration. *J. Geophys. Res.* **104**, 10383–10404 (1999).
- Hulot, G. & Gallet, Y. On the interpretation of virtual geomagnetic pole (VGP) scatter curves. *Phys. Earth. Planet. Inter.* **95**, 37–53 (1996).
- Gubbins, D. & Kelly, P. Persistent pattern in the geomagnetic field over the past 2.5 Myr. *Nature* **365**, 829–832 (1993).
- Gubbins, D. & Coe, R. Longitudinally confined geomagnetic reversal paths from non-dipole transition fields. *Nature* **362**, 51–53 (1993).
- Constable, C. Link between geomagnetic reversal paths and secular variation of the field over the past 5 Myr. *Nature* **358**, 230–233 (1992).
- Langlais, B., Manda, M. & Ultré-Guéraud, P. High-resolution magnetic field modelling: application to MAGSAT and Oersted data. *Phys. Earth. Planet. Inter.* (in the press).
- Purucker, M., Langlais, B., Olsen, N., Hulot, G. & Manda, M. The southern edge of cratonic North America: Evidence from new satellite magnetometer observations. *Geophys. Res. Lett.* (in the press).
- Olsen, N. Induction studies with satellite data. *Surv. Geophys.* **20**, 309–340 (1999).
- Tarits, P. & Naphsica, G. Electromagnetic induction effects by the solar quiet magnetic field at satellite altitude. *Geophys. Res. Lett.* **27**, 4009–4012 (2000).
- Roberts, P. H. & Scott, S. On the analysis of the secular variation. 1. A hydromagnetic constraint: Theory. *J. Geomagn. Geoelectr.* **17**, 137–151 (1965).
- Bloxham, J. & Jackson, A. Fluid flow near the surface of Earth's outer core. *Rev. Geophys.* **29**, 97–120 (1991).
- Hulot, G., Le Mouél, J. L. & Wahr, J. Taking into account truncation problems and geomagnetic model accuracy in assessing computed flows at the core-mantle boundary. *Geophys. J. Int.* **108**, 224–246 (1992).
- Le Mouél, J. L. Outer core geostrophic flow and secular variation of Earth's magnetic field. *Nature* **311**, 734–735 (1984).
- Jault, D., Gire, C. & Le Mouél, J. L. Westward drift, core motions and exchanges of angular momentum between core and mantle. *Nature* **333**, 353–356 (1988).
- Jackson, A., Bloxham, J. & Gubbins, D. in *Dynamics of Earth's Deep Interior and Earth Rotation* (eds Le Mouél, J.-L. et al.) 97–107 (IUGG Vol. 12, AGU Geophysical Monograph 72, American Geophysical Union, Washington DC, 1993).
- Pais, A. & Hulot, G. Length of day decade variations, torsional oscillations and inner core superrotation: evidence from recovered core surface zonal flows. *Phys. Earth. Planet. Inter.* **118**, 291–316 (2000).
- Zatman, S. & Bloxham, J. Torsional oscillations and the magnetic field within the Earth's core. *Nature* **388**, 760–763 (1997).
- Olson, P. & Aurnou, J. A polar vortex in the Earth's core. *Nature* **402**, 170–173 (1999).
- Glatzmaier, G. & Roberts, P. A three-dimensional convective dynamo solution with rotating and finitely conducting inner core and mantle. *Phys. Earth. Planet. Inter.* **91**, 63–75 (1995).
- Kuang, W. & Bloxham, J. in *The Core-Mantle Boundary Region* (eds Gurnis, M. et al.) 187–208 (Geodyn. Ser. 28, American Geophysical Union, Washington DC, 1998).
- Rau, S., Christensen, U., Jackson, A. & Wicht, J. Core flow inversion tested with numerical dynamo models. *Geophys. J. Int.* **141**, 485–497 (2000).
- Dormy, E., Valet, J. P. & Courtillot, V. Numerical models of the geodynamo and observational constraints. *Geochem. Geophys. Geosyst.* **1**, 62 (2000).
- Gubbins, D. & Bloxham, J. Morphology of the geomagnetic field and implications for the geodynamo. *Nature* **325**, 509–511 (1987).
- Constable, C. G., Johnson, C. L. & Lund, S. P. Global geomagnetic field models for the past 3000 years: transient or permanent flux lobes? *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **358**, 991–1008 (2000).
- Carlut, J. & Courtillot, V. How complex is the Earth's average magnetic field? *Geophys. J. Int.* **134**, 527–544 (1998).

Acknowledgements

We thank those involved in the Oersted project for their contribution to this work. The Oersted project is funded by the Danish Ministry of Transport, the Ministry of Research and Information Technology, and the Ministry of Trade and Industry of Denmark. Additional support for Oersted came from NASA, the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) and DARA. We also thank R. Holme for comments and suggestions.

Competing interests statement

The authors declare that they have no competing financial interests.

Correspondence and requests for materials should be addressed to G.H. (e-mail: gh@ipgp.jussieu.fr).

10 pages blanches supprimées

3.2 Le champ magnétique lithosphérique

Nous nous concentrons ici sur le champ magnétique d'origine lithosphérique. Deux résultats sont détaillés par la suite. Tout d'abord, nous calculons les anomalies magnétiques crustales locales enregistrées dans les observatoires. Puis nous utilisons le champ magnétique pour déduire la valeur de l'aimantation de la lithosphère nord-américaine.

3.2.1 Les biais magnétiques des observatoires

Le champ enregistré dans un observatoire magnétique est la somme de plusieurs contributions : le champ du noyau, qui varie sur des échelles de temps "séculaires", le champ crustal, supposé constant, et les composantes externes, avec des variations temporelles périodiques. L'utilisation des données d'observatoires pour modéliser le champ magnétique d'origine nucléaire est d'autant plus difficile que (i) les observatoires ne sont pas uniformément répartis à la surface de la Terre, et que (ii) le champ magnétique enregistré à l'observatoire contient une partie non négligeable de champ magnétique local et constant.

À partir de mesures d'observatoires, Malin et Pocock (1969) ont calculé plusieurs modèles du champ magnétique interne en augmentant progressivement le degré N du développement en harmoniques sphériques. En regardant l'évolution de l'écart quadratique moyen en fonction de N (figure 3.2.1), ils notent que ceux-ci restent quasi-constant pour un degré supérieur à 6. Ils attribuent ces résidus "constants" au champ magnétique d'origine crustal, très localisé et d'amplitude non négligeable. L'utilisation de données satellitaires a confirmé ce résultat (Langel *et al.*, 1982) : le champ magnétique mesuré dans un observatoire et celui prédit pour ce même observatoire diffère toujours, cette différence pouvant atteindre 3000 nT par endroits.

Il est donc essentiel de tenir compte de ce champ crustal localisé pour modéliser le champ géomagnétique à partir des données d'observatoires. Il existe deux méthodes pour résoudre ces "anomalies crustales locales", ou ces "biais crustaux". La première consiste à prédire le champ magnétique en un observatoire à partir d'un modèle basé sur des données satellitaires (Gubbins et Bloxham, 1985; Bar-

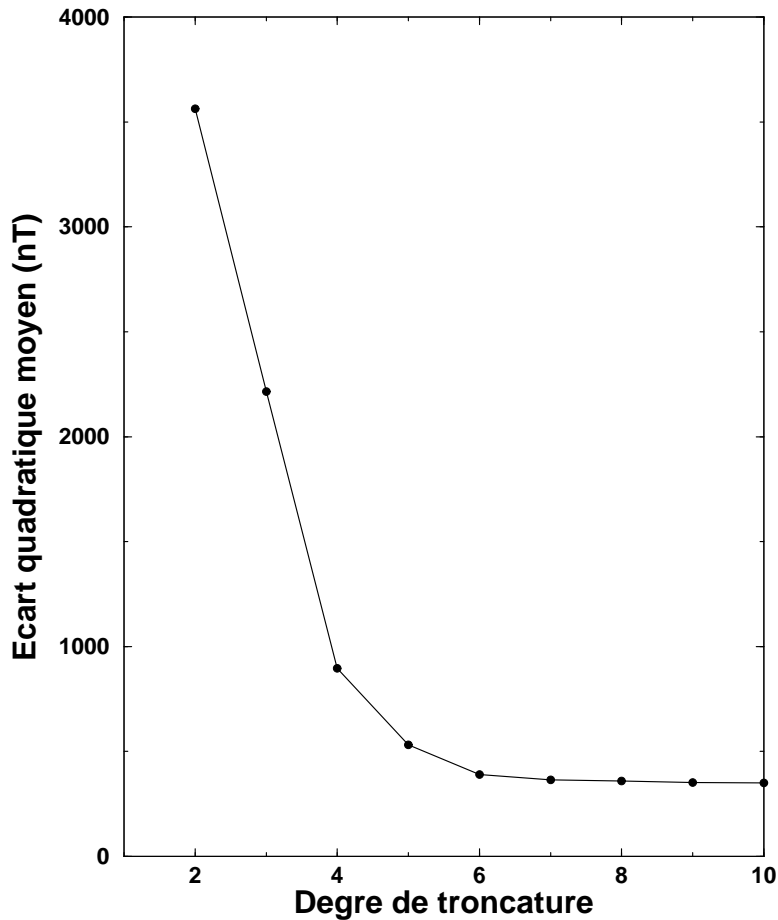


FIG. 3.12 – Évolution de l'écart quadratique moyen en fonction du degré de troncature du développement en harmoniques sphériques, d'après (Malin et Pockock, 1969).

raclough, 1985; Bloxham et Gubbins, 1986; Jackson, 1989; Ultré-Guérard, 1996). En effet, les anomalies locales, de petite longueur d'onde spatiale, décroissent très vite; à l'altitude du satellite, elles sont presque invisibles, ce qui facilite leur détermination. La deuxième méthode consiste à tenir compte des biais crustaux comme d'une inconnue dans l'algorithme d'inversion, en inversant simultanément des mesures d'observatoires et des mesures satellitaires (Langel *et al.*, 1982; Langel et Estes, 1985). Une méthode pour s'affranchir de ces biais crustaux est l'utilisation des variations temporelles des mesures d'observatoires, mais dans ce cas seule la variation séculaire est résolue (Cain *et al.*, 1983).

Nous avons utilisé la première méthode, directe, pour recalculer les biais crustaux des observatoires qui fonctionnaient à la fois en 1979 et en 1999, soit pendant les missions MAGSAT et Ørsted. Nous avons également calculé les biais crustaux des observatoires qui ont été mis en fonction depuis 1980, et pour lesquels les biais crustaux n'étaient pas déterminés. Ces résultats sont l'objet d'une publication (Mandea et Langlais, 2001), que nous reprenons ici.

Résumé de l'article

Vers une meilleure connaissance des biais crustaux magnétiques aux
observatoires grâce à Ørsted
Mioara Mandea et Benoit Langlais
Soumis à *Geophys. Res. Lett.*, en cours de révision

Pour un modèle de champ magnétique interne, basé sur des mesures effectuées à bord du satellite Ørsted (donc à haute altitude), l'influence du champ crustal sur ces mesures satellitaires peut être considérée comme un bruit aléatoire. Les données satellitaires peuvent alors être utilisées conjointement avec les mesures d'observatoires pour isoler le champ non nucléaire aux positions des observatoires. Les anomalies pour les composantes nord X , est Y et verticales Z sont calculées pour tous les observatoires dont les données sont disponibles pour l'année 1999. Pour quelques observatoires fonctionnant en 1979/1980 (pendant la mission MAGSAT) et en 1999/2000 (pendant la mission Ørsted), les biais calculés sont comparés et analysés.

Observatory crustal magnetic biases during MAGSAT and Ørsted satellite missions

Mioara Manda and Benoit Langlais

Institut de Physique du Globe de Paris, France

Received 27 June 2001; revised 9 November 2001; accepted 13 November 2001; published 3 August 2002.

[1] Computing main-field models derived from MAGSAT and Ørsted satellite magnetic measurements, the crustal influence on satellite data can be treated as random noise. Satellite data can thus be used in conjunction with magnetic observatory measurements to isolate the non-core field at the observatory locations. Crustal biases for the horizontal northward X , eastward Y and vertical downward Z components are computed for all magnetic observatories where data are available for MAGSAT (1979–1980) and Ørsted (1999–2000) epochs, to study their correlation over twenty years. For a set of observatories installed after 1979 new crustal biases are computed. *INDEX TERMS*: 1532 Geomagnetism and Paleomagnetism: Reference fields (regional, global); 1545 Geomagnetism and Paleomagnetism: Spatial variations (all harmonics and anomalies); 1599 Geomagnetism and Paleomagnetism: General or miscellaneous

1. Introduction

[2] For determining the temporal variation of the internal field, measurements from magnetic observatories remain the most useful source of information. The use of observatory data in main-field modeling needs the crustal magnetic field contribution be taken into account. This is also true when using combined satellite and ground datasets. Omitting the crustal biases in modeling can lead to local errors of about 2000 nT (about 10% of the total field over some areas), affecting the large scales of the field (in the spherical harmonic analysis truncation). One method to avoid these artifacts is to use only the time derivative of the observatory measurements, i.e. the secular variation, the main field being derived from the satellite dataset [Cain *et al.*, 1983]. Applying this method, the ionospheric field contribution can not be estimated (simultaneous ground and satellite measurements are needed [Langel *et al.*, 1996]). Another method is to take into account the crustal magnetic biases, by solving them together with the Gauss coefficients [Sabaka *et al.*, 2001], or by computing and removing the a priori known crustal biases from the magnetic observatory measurements. The crustal biases are estimated by comparing the magnetic components measured in an observatory with those predicted by a geomagnetic model, truncated to its nuclear part (i.e., up to degree and order 13, based on the energy spectrum of the field [Langel and Estes, 1982]). The differences are considered as the signature of the crustal field with an induced or remanent origin. These short wavelength biases characterize the observatory area [Langel *et al.*, 1982; Gubbins and Bloxham, 1985; Langel and Estes, 1985; Bloxham and

Gubbins, 1986]. The accurate determination of the observatory location is crucial, as well as the quality of the measurements. [Langel *et al.*, 1982] noted that the biases can be partly related to a poor knowledge of the position of the observatory, or to some problems linked to measurements.

[3] Some sets of crustal biases have been published, using MAGSAT data to model the geomagnetic field. These crustal bias sets have been computed using two slightly different approaches. The first one is a direct method: the observatory biases are the differences between the observatory annual mean values and the values predicted by a model computed only from satellite data, for the same spatial and temporal parameters [Barraclough, 1985; Gubbins and Bloxham, 1985; Bloxham and Gubbins, 1986; Jackson, 1989; Ultré-Guérard, 1996]. In this method the main-field model based on satellite data is assumed not to be affected by the local crustal biases. The second method is an inverse one: the crustal biases are considered as unknowns in inverting jointly satellite and observatory data [Langel *et al.*, 1982; Langel and Estes, 1985]. The observatory crustal bias is then the constant, non-modeled part of the observatory magnetic field measurement.

[4] In this study we compare the crustal biases computed for the MAGSAT epoch with new crustal biases re-evaluated using Ørsted-based models. We also compute the crustal biases for some new observatories installed after 1979.

2. Method and Data

[5] We consider that the internal field \vec{B}_i at a given observatory location can be represented as the vector sum:

$$\vec{B}_i = \vec{B}_m + \vec{B}_c \quad (1)$$

where \vec{B}_m is the main (core) field and \vec{B}_c is the crustal bias which may change appreciably over a distance of a few km.

[6] At the satellite altitude, the magnetic signature \vec{B}_c of the short wavelength of lithospheric origin can be considered as a random noise with respect to the large wavelength of the core magnetic field \vec{B}_m . In this study we consider the satellite data free from the effects of the crustal fields and thereafter the biases (X_c, Y_c, Z_c) are computed as differences between the magnetic components (X_i, Y_i, Z_i) measured at the observatory and the components (X_m, Y_m, Z_m) predicted by a model based on satellite data.

[7] The method is applied for two-month satellite datasets: November and December 1979 for MAGSAT and November and December 1999 for Ørsted. The two-month period is chosen as a reasonable compromise between modeling errors due to an uneven geographical coverage [Langlais and Manda, 2000] and errors due to the secular variation [Langel and Estes, 1985]. Moreover, considering the same period of the year it is not necessary to take into account the

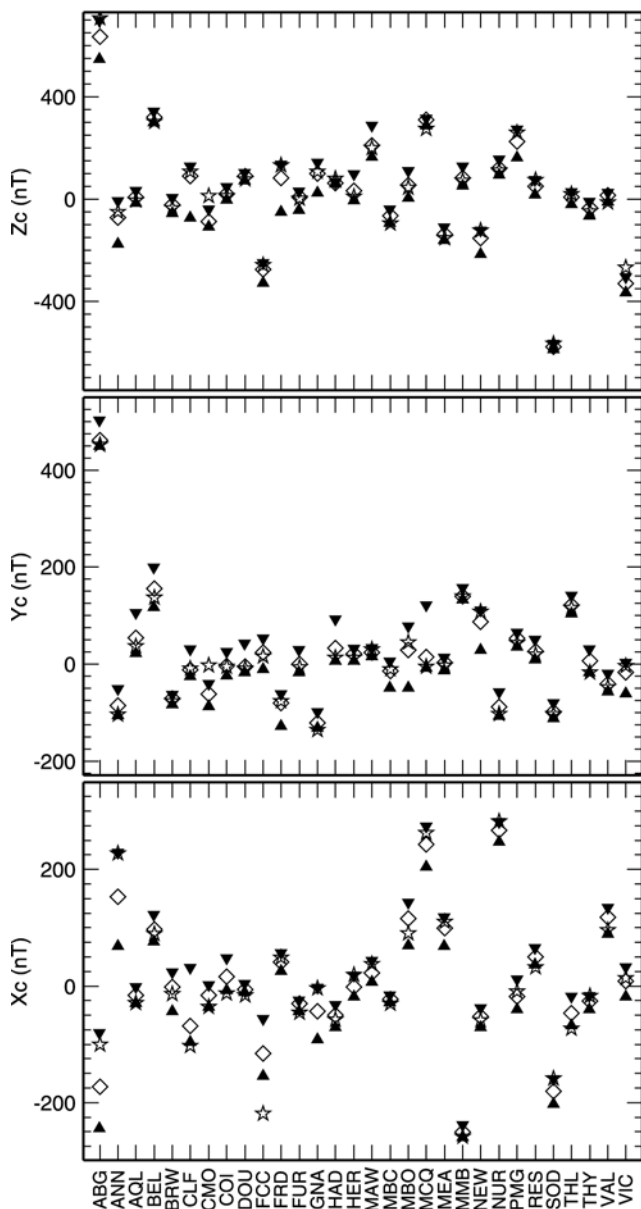


Figure 1. The observatory crustal biases determined in the present study (star); the minimum value (triangle up), maximum value (triangle down) and the mean of the eight available sets (diamond) are also indicated.

annual and semi-annual external variations. Main-field models are denoted as M19791112 and Ø19991112 as described in [Langlais *et al.*, 2002]. Noting t the associated time in hour of a satellite measurement, the selection criteria were $Kp(t) < 1^+$, $Kp(t \pm 3) \leq 2^-$, $|Dst| \leq 5$ nT, $|d(Dst)/dt| \leq 3$ nT.hour $^{-1}$. Only night time data were kept (0600 LT for MAGSAT, 2200 LT for Ørsted). Finally, data were sorted to get their geographical distribution as equiangular as possible.

[8] Observatory daily mean values, for all three components and available over the same two months as the satellite data, were obtained from the WDC - Copenhagen, Denmark, or directly from the observatories. All data have been screened to assert their validity. We checked the consistency of data [Alexandrescu, 1998] using the available daily or monthly mean values over the 1979–1999 period. This

revealed that in some observatories changes in the baseline levels occurred between 1979 and 1999, and they were applied. All daily mean values were then averaged to obtain two-month mean values for the epochs 1979.92 and 1999.92.

3. Results

[9] Crustal magnetic field may be of induced or remanent origin. We here assume a purely remanent field, which is expected to be constant over time. Magnetic crustal biases computed from two independent satellite-based models should thus be equivalent. However, accurate determination of the crustal biases highly relies on the capability of the model to well describe the main magnetic field. Two distinct main-field models, for two different epochs, computed with the same parameters ensure a more credible estimation and comparison of the crustal biases.

[10] We first compare the observatory magnetic biases published by different authors [Langel *et al.*, 1982; Barraclough, 1985; Gubbins and Bloxham, 1985; Langel and Estes, 1985; Bloxham and Gubbins, 1986; Langel, 1987; Jackson, 1989; Ultré-Guérard, 1996] with the biases computed in this study. Only 30 observatories are common to all. Figure 1 shows this comparison: for each observatory and component, the minimum, maximum and mean crustal biases are plotted, together with the value computed in this study, based on the MAGSAT model. The rms and the correlation coefficients between previously computed crustal biases and those computed in this study for the MAGSAT epoch are presented in Table 1. Except for a few differences (FCC for X_c , CMO for Y_c , CMO and VIC for Z_c), all our estimations are within the interval delimited by the minimum and maximum previous computed biases. It is also worth noting that these intervals may be large, as for ABG, ANN and FCC for X_c , and for ABG, ANN and FRD for Z_c (≈ 200 nT). The observed differences may be related to the different methods used by the authors. Another explanation may be the change in the observatory position, or the use of different coordinates. For example, the location of GDH observatory (not shown on Figure 1) changed of a few tens of kilometers in 1976. Some authors computed the crustal biases for the first site [Langel *et al.*, 1982; Gubbins and Bloxham, 1985], some others for the second [Jackson, 1989; Ultré-Guérard, 1996]. We strongly recommend that crustal biases are published with the coordinates used.

[11] A more interesting result is obtained when computing the crustal biases for the MAGSAT and Ørsted epochs. We consider 62 observatories for which data are available

Table 1. Comparison With Previous Studies

Study	σ_x^a	σ_y^a	σ_z^a	C_x^b	C_y^b	C_z^b
[1]	27.7	23.2	42.6	0.974	0.977	0.981
[2]	41.5	22.7	39.9	0.940	0.981	0.982
[3]	28.3	15.2	31.3	0.973	0.990	0.990
[4]	34.0	13.3	35.2	0.963	0.992	0.987
[5]	58.3	41.9	62.2	0.873	0.929	0.959
[6]	27.5	23.2	42.0	0.974	0.977	0.982
[7]	62.8	37.4	72.3	0.851	0.942	0.949
[8]	21.0	13.3	27.1	0.985	0.992	0.992

[1] [Langel *et al.*, 1982]; [2] [Barraclough, 1985]; [3] [Gubbins and Bloxham, 1985]; [4] [Langel and Estes, 1985]; [5] [Bloxham and Gubbins, 1986]; [6] [Langel, 1987]; [7] [Jackson, 1989]; [8] [Ultré-Guérard, 1996].

^arms misfits in nT.

^bCorrelation coefficients.

Table 2. Observatories Considered in the Present Study

Code ^a	Observatory		X_c		Y_c		Z_c	
	λ^b	φ^c	M ^d	\emptyset^d	M ^d	\emptyset^d	M ^d	\emptyset^d
AAA	43.15	76.55	79	29	-2	3	-62	-54
ABG	18.64	72.87	-100	-94	451	439	707	686
API	-13.81	188.23	-48	-31	212	204	-872	-886
BEL	51.84	20.79	89	89	137	148	303	313
BFE	55.63	11.67	62	52	-87	-97	-182	-180
BLC	64.33	263.97	128	150	-62	-37	-80	-78
BNG	4.44	18.57	-173	-161	-27	7	234	202
BOU	40.14	254.76	-41	-60	48	31	-193	-162
BRW	71.32	203.38	-13	16	-76	-62	-34	-14
CBB	69.20	255.00	74	87	-87	-99	95	131
CLF	48.02	2.27	-102	-103	-9	-15	106	112
CMO	64.86	212.16	-36	-15	-1	-2	10	-13
CZT	-46.43	51.87	-774	-767	1088	1090	142	154
DOU	50.10	4.69	-15	-13	-9	-17	77	82
DRV	-66.67	140.01	-138	-119	-429	-382	-2820	-2837
ESK	55.32	356.80	2	-4	-47	-41	-60	-49
FCC	58.67	265.91	-218	-183	15	60	-259	-231
FRD	38.21	282.63	48	38	-75	-59	131	142
FUQ	5.47	286.26	65	107	-56	-38	72	71
FUR	48.17	11.28	-45	-42	-5	-1	1	2
GDH	69.25	306.47	255	244	-293	-301	749	762
GNA	-31.78	115.95	-3	-37	-135	-107	108	102
GUA	13.58	144.87	98	96	83	66	56	59
HAD	51.00	355.52	-57	-66	13	14	79	80
HBK	-25.88	27.71	77	46	-18	0	77	35
HER	-34.43	19.23	19	3	13	15	10	11
HLP	54.61	18.82	38	23	-164	-166	-89	-86
HON	21.32	202.00	-188	-191	81	82	-329	-311
HRB	47.87	18.19	-14	-5	-18	-21	-49	-76
KAK	36.23	140.19	-26	-26	7	2	-83	-85
KNY	31.42	130.88	-35	-30	52	54	-36	-32
LER	60.13	358.82	-123	-133	172	164	34	55
LRV	64.18	338.30	-279	-281	596	594	-469	-468
MAW	-67.61	62.88	38	43	30	-12	199	191
MBO	14.39	343.04	90	81	45	37	45	62
MCQ	-54.50	158.95	263	267	-5	10	274	282
MEA	54.62	246.67	110	80	-2	14	-152	-150
MMB	43.91	144.19	-257	-252	139	139	71	65
NEW	48.26	242.88	-59	-61	108	105	-122	-127
NGK	52.07	12.68	-50	-44	4	5	-77	-78
NUR	60.51	24.66	282	278	-102	-99	112	115
NVS	55.03	82.90	170	182	-88	-93	-12	0
OTT	45.40	284.45	107	111	-156	-143	161	148
PAF	-49.35	70.26	446	434	-146	-136	-357	-324
PBQ	55.28	282.26	94	129	386	343	34	79
PPT	-17.57	210.43	-720	-738	-969	-957	76	91
RES	74.70	265.10	32	34	20	21	73	125
SBA	-77.85	166.78	-2211	-2190	-906	-924	-3751	-3683
SIT	57.06	224.68	-12	-11	-19	-14	-49	-69
SJG	18.11	293.85	-81	-88	183	143	172	156
SOD	67.37	26.63	-159	-175	-101	-104	-566	-583
STJ	47.60	307.32	41	23	20	32	16	25
SUA	44.68	26.25	-15	-4	-32	-18	-58	-55
TFS	42.09	44.71	-283	-261	2	-3	-95	-114
THL	77.48	290.83	-72	-75	116	88	19	45
THY	46.90	17.89	-16	-48	-17	-4	-47	-50
TSU	-19.22	17.70	52	21	-71	-43	111	80
TUC	32.25	247.17	-173	-185	-534	-556	884	873
VAL	51.93	349.75	95	95	-47	-56	-12	-14
VIC	48.52	236.58	13	-3	-3	-1	-267	-269
WNG	53.74	9.07	33	34	50	49	-72	-70
YKC	62.48	245.52	-23	-14	-52	-47	-172	-157

^a According to the IAGA convention.^b Latitude of the observatory, in degrees.^c Longitude of the observatory, in degrees, positive eastward.^d Crustal biases for MAGSAT (M) or Ørsted (Ø) epoch, in nT.

for both epochs (Table 2). Correlations between the biases computed for each magnetic component are presented in Table 3. The obtained crustal biases for 1979 and 1999 are as close as 20 nT for 85% of the observatories. Considering CLF observatory, for which the changes in the magnetic environment are well-known by us, the differences between the crustal biases are 0, -6, 5 nT, infor the X_c , Y_c , Z_c . The largest differences are 49 nT in X_c (AAA), 46 nT in Y_c (DRV) and 58 nT in Z_c (SBA). These differences may be related to the external magnetic perturbations as the two epochs (1979.92 and 1999.92) are near the solar maximum: the averaged a_p indices are 10 and 9 in November and December 1979, compared with 14 and 10 in 1999; mean Dst values over these periods are -7 and -13 nT, corresponding to changes in the magnetic field of about 1-2 nT.

[12] Finally, we compute the crustal magnetic biases for the observatories installed between 1979 and 1999. These new crustal biases are presented in Table 4. Some of these observatories are crucial in main-field modeling, as they are located in regions with a paucity of observatories (AMS, CTA, SPT). Furthermore, some biases are very large, and their omission could lead to large modeling errors.

4. Conclusions

[13] Detailed studies of the crustal biases are important when observatory data are used in geomagnetic field modeling. Thus it is important to remove these crustal biases from the observatory data to avoid modeling errors when using combined observatory and satellite datasets. In this study we compute the observatory crustal biases a posteriori the model generation. Our comparison of published crustal biases indicates that the crustal field is larger in Z than in the other elements. Not surprisingly, the most important differences between the biases previously published are found for this component. This could be the signature of induced field. However, when analyzing the bias evolution ($\Delta\bar{B}_c$) versus the field evolution ($\Delta\bar{B}_m$) or the magnetic latitude, no clear relationship is found.

[14] The new biases computed using the Ørsted model are very close to the ones computed with the MAGSAT model, supporting the idea that the crustal field did not change over the last twenty years. Clearly the computation of crustal biases relies not only on the observatory measurement quality but on the quality of the satellite-based model.

[15] A possible improvement in estimating the crustal biases is the use of “quiet” monthly means, i.e. based on the five quietest days per month. Such dataset would help in separation of induced and remanent contributions. This test requires more work in obtaining the data from observatories, and will be the subject of further study.

Table 3. Comparison of 1979 and 1999 Crustal Biases

R ^a	X_c			Y_c			Z_c		
	N ^b	σ^c	C ^d	N ^b	σ^c	C ^d	N ^b	σ^c	C ^d
1	62	17.6	0.999	62	17.4	0.998	62	20.0	0.999
2	59	17.6	0.991	57	17.7	0.993	55	18.4	0.993
3	51	17.8	0.978	52	16.1	0.980	47	18.0	0.983
4	37	17.0	0.949	40	15.7	0.939	30	16.3	0.964

^a Considered ranges: (1) all, (2) ± 500 nT, (3) ± 200 nT, (4) ± 100 nT.

^b Number of observatories within the range.

^c rms misfits in nT.

^d Correlation coefficients.

Table 4. New Observatories Considered in the Present Study

Code ^a	Year	λ^b	φ^c	X_c^d	Y_c^d	Z_c^d
AMS	1981	-37.833	77.567	-597	-661	-1985
ASP	1992	-23.761	133.883	16	-19	35
BSL	1986	30.400	270.400	-86	45	36
CTA	1984	-20.088	146.254	-472	-101	176
DLR	1982	29.483	259.083	83	86	75
FRN	1982	37.083	240.283	-46	-27	-209
GUI	1993	28.321	343.559	-3149	-821	-475
IQA	1995	63.750	291.482	157	-11	-297
KOU	1996	5.300	307.200	80	92	-159
PHU	1985	21.100	105.900	2	-4	-122

^a According to the IAGA convention.

^b Latitude of the observatory, in degrees.

^c Longitude of the observatory, in degrees, positive eastward.

^d Crustal biases, in nT.

[16] **Acknowledgments.** The authors would like to thank the staff of the geomagnetic observatories for their kind supplying of high-quality data. The Ørsted satellite is funded by the Danish Ministry of Transport, the Ministry of Research and Information Technology and the Ministry of Trade and Industry. Additional support was provided by the National Aeronautics and Space Administration, the European Space Agency, Centre National d'Etudes Spatiales and Deutsche Agentur Für Raumfahrtangelegenheiten. This is IGP contribution number 1836.

References

- Alexandrescu, M., Database of Geomagnetic Observatory Monthly Means Seeks Contributors, *EOS*, 79, 345, 1998.
- Barracough, D. R., A comparison of satellite and observatory estimates of geomagnetic secular variation, *J. Geophys. Res.*, 90, 2523-2526, 1985.
- Bloxham, J., and D. Gubbins, Geomagnetic field analysis IV, Testing the frozen flux hypothesis, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 84, 139-152, 1986.
- Cain, J. C., J. Frayser, L. Muth, and D. Schmitz, The use of Magsat data to determine secular variation, *J. Geophys. Res.*, 88, 5903-5910, 1983.
- Gubbins, D., and J. Bloxham, Geomagnetic field analysis, III. Magnetic fields on the core-mantle boundary, *G. J. R. Astr. Society*, 80, 695-713, 1985.
- Jackson, A., The Earth's magnetic field and the core-mantle boundary, Ph.D. thesis, University of Cambridge, 1989.
- Langel, R. A., The Main Field, in *Geomagnetism*, vol. 1, edited by J. A. Jacobs, Chap. 4, Academic Press, London, UK, 1987.
- Langel, R. A., and R. H. Estes, A geomagnetic field spectrum, *Geophys. Res. Lett.*, 9, 250-253, 1982.
- Langel, R. A., and R. H. Estes, The near-Earth magnetic field at 1980 determined from MAGSAT data, *J. Geophys. Res.*, 90, 2495-2509, 1985.
- Langel, R. A., R. H. Estes, and G. D. Mead, Some new methods in geomagnetic field modeling applied to the 1960-1980 epoch, *J. Geomag. Geoelectr.*, 34, 327-349, 1982.
- Langel, R. A., T. J. Sabaka, R. T. Baldwin, and J. A. Conrad, The near-Earth magnetic field from magnetospheric and quiet-day ionospheric sources and how it is modeled, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 98, 235-267, 1996.
- Langlais, B., and M. Manda, An IGRF candidate main geomagnetic field model for epoch 2000 and a secular variation model for 2000-2005, *Earth, Planets and Space*, 52, 1137-1148, 2000.
- Langlais, B., M. Manda, and P. Ultr -Gu erard, High-resolution magnetic field modeling: Application to MAGSAT and Ørsted data, *Phys. Earth Planet. Inter.*, in press, 2002.
- Manda, M., and B. Langlais, Use of Ørsted scalar data in evaluating the pre-Ørsted main field candidate models for the IGRF 2000, *Earth, Planets and Space*, 52, 1167-1170, 2000.
- Sabaka, T., N. Olsen, and R. A. Langel, A Comprehensive Model of the Quiet-Time, Near-Earth Magnetic Field: Phase 3, *Geophys. J. Int.*, submitted, 2001.
- Ultr -Gu erard, P., Du paléomagnétisme au géomagnétisme spatial: Analyse de quelques séquences temporelles du champ magnétique terrestre, Ph.D. thesis, Institut de Physique du Globe de Paris, 1996.
- M. Manda and B. Langlais, Institut de Physique du Globe de Paris, B.P. 89, 4 Place Jussieu, 75252 Paris cedex 5, France (mioara@ipgp.jussieu.fr)

7 pages blanches supprimées

(Langlais et Manda, 2000) avait évalué (par extrapolation) la valeur de certains de ces biais crustaux pour le calcul d'un modèle candidat à l'IGRF 2000. Pour d'autres observatoires, les biais avaient été ignorés, par manque de données. Dans le tableau 3.5, nous comparons ces biais évalués (ou ignorés) avec ceux calculés par Manda et Langlais (2001).

code	Observatoire		X_{cc} (nT)		Y_{cc} (nT)		Z_{cc} (nT)	
	lat. (°)	lon. (°)	[1]	[2]	[1]	[2]	[1]	[2]
AMS	-37.833	77.567	-643	-597	-413	-661	-2341	-1985
ASP	-23.761	133.883	-	16	-	-19	-	35
BSL	30.400	270.400	-	-86	-	45	-	36
CTA	-20.088	146.254	-585	-472	-107	-101	141	176
DLR	29.483	259.083	88	83	23	86	86	75
FRN	37.083	240.283	-51	-46	-67	-27	-110	-209
GUI	28.321	343.559	-3103	-3149	-829	-821	-490	-475
IQA	63.750	291.482	-	157	-	-11	-	-297
KOU	5.300	307.200	-	80	-	92	-	-159
PHU	21.100	105.900	-	2	-	-4	-	-122

TAB. 3.5 – Valeurs des biais crustaux estimés par [1]Langlais et Manda (2000) et par [2]Manda et Langlais (2001). Le code de l'observatoire est donné selon les conventions du IAGA.

Nous constatons que les estimations sont proches des valeurs calculées, et que les biais ignorés sont moins importants que les autres. Afin d'estimer l'influence de ces biais crustaux sur le modèle, nous avons calculé deux modèles géomagnétiques jusqu'à $N = 10$, en utilisant d'une part les mesures d'observatoires corrigées avec les biais estimés ou ignorés, et d'autre part les mesures corrigées avec les nouveaux biais. Les observatoires utilisés sont au nombre de 145 (Langlais et Manda, 2000). La figure 3.13 montre la différence à la surface de la Terre entre les deux modèles modèles. Les écarts peuvent atteindre ± 400 nT, comme dans l'océan Pacifique sud. Les autres différences importantes sont localisées dans l'Atlantique Sud, et dans l'océan Indien.

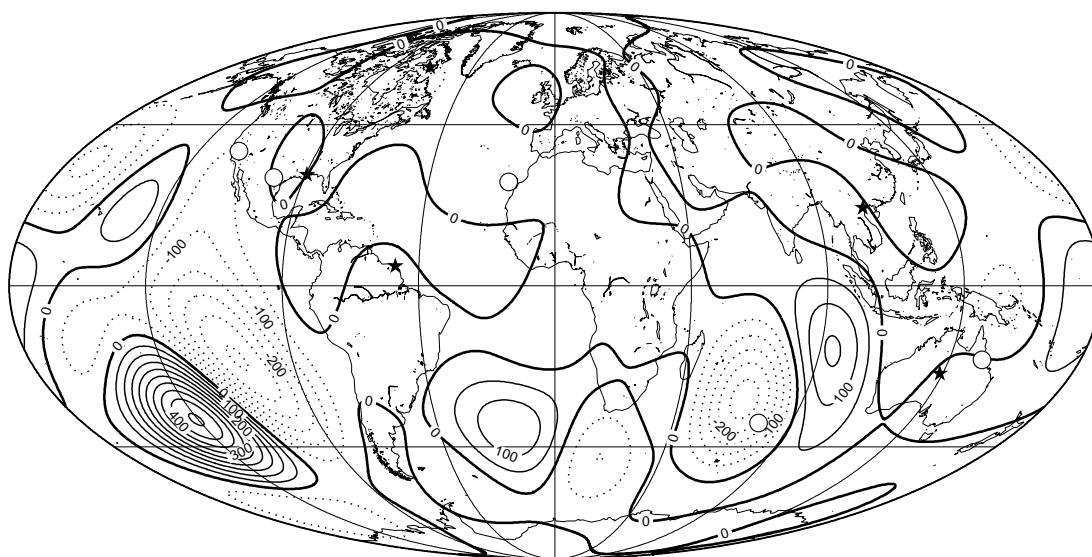


FIG. 3.13 – Écart à la surface de la Terre entre un modèle basé sur des mesures d'observatoires corrigées par les biais estimés (ronds) ou négligés (étoiles) (Langlais et Mandea, 2000) et un modèle basé sur des mesures d'observatoires corrigées par les biais calculés (Mandea et Langlais, 2001).

L'étude de cette figure révèle l'importance de la bonne connaissance des biais crustaux des observatoires magnétiques : à cause de la répartition très inégale des observatoires à la surface de la Terre, ceux-ci ont une influence sur tous les coefficients de Gauss (pour le champ principal). L'erreur induite par cette méconnaissance des biais crustaux sera d'autant plus importante que l'observatoire est isolé. Une partie du champ local est alors modélisée par les coefficients de petites longueurs d'onde spatiale, ce qui engendre des erreurs sur toute la surface de la Terre. Par exemple, ignorer le biais crustal de l'observatoire d'Amsterdam Island (AMS) crée des erreurs dans le Pacifique sud de l'ordre de 10000 nT.

3.2.2 Aimantation de la lithosphère

Une autre contribution de la mission Ørsted concerne le champ lithosphérique de grande longueur d'onde (décrit par les coefficients de Gauss de degré supérieur à 15, soit des échelles spatiales horizontales inférieures à 2500 km environ). Sur de

telles échelles, les anomalies magnétiques ne peuvent être déterminées à partir des mesures aéromagnétiques seules, y compris celles des levés de grande extension..

Les missions POGO et MAGSAT avaient déjà permis de mettre en évidence certaines anomalies magnétiques de la lithosphère terrestre (Hamoudi *et al.*, 1995). Certaines de ces anomalies, comme l'anomalie de Bangui (en Afrique), ou celle de Kursk (en Ukraine) atteignent en amplitude quelques dizaines de nanoTeslas à 400 km d'altitude.

Les premières études menées sur les mesures du satellite Ørsted montrent que malgré la haute altitude des mesures, la géométrie et l'amplitude du champ lithosphérique sont bien caractérisées (Neubert *et al.*, 2001; Langlais *et al.*, 2001). De plus il existe une forte corrélation entre les anomalies détectées respectivement par MAGSAT et par Ørsted (Kim *et al.*, 2001).

Ces anomalies magnétiques peuvent être interprétées en termes de structures d'aimantation de la lithosphère (LaBrecque *et al.*, 1985), et peuvent ensuite être corrélées avec des informations thermiques et géologiques (Frost et Shive, 1986). L'aimantation de la lithosphère étant contrôlée par la susceptibilité magnétique et son épaisseur, il n'est possible d'avoir accès qu'au produit des deux, soit une susceptibilité intégrée verticalement (Hamoudi, 1996). Il est donc essentiel d'avoir une information à priori sur l'une ou l'autre de ces quantités.

La lithosphère océanique est caractérisée par une épaisseur faible, qui reste relativement constante depuis sa création aux dorsales jusqu'à sa disparition dans les zones de subduction. La variation des propriétés magnétiques sont de très courte longueur d'onde, ce qui crée des anomalies magnétiques difficilement détectables à l'altitude du satellite. La seule exception concerne la lithosphère océanique créée pendant le superchron du Crétacé (Yanez et LaBrecque, 1997). La lithosphère continentale possède quant à elle une épaisseur, une composition, et des propriétés d'aimantation qui varient beaucoup. Ces différences sont à la source de forts contrastes dans le champ magnétique mesuré. Cependant lors de mesures satellitaires, ces contrastes peuvent être masqués, soit par le champ magnétique de plus grande échelle spatiale, ou tout simplement à cause de l'altitude des mesures satellitaires (Arkani-Hamed, 1990; Counil *et al.*, 1991).

Diverses approches sont possibles pour rendre les mesures magnétiques satel-

litaires et les propriétés lithosphériques compatibles. Elles peuvent être directes (Cohen and Achache, 1994), basées sur la modification d'un modèle initial pour prédire les observations, inverses (Hamoudi *et al.*, 1995), basées sur la minimisation d'une norme entre les mesures et les données calculées, ou mixtes. Cette dernière méthode (Purucker *et al.*, 1998) consiste à prendre un modèle initial de distribution d'aimantation pour la lithosphère terrestre, et à ajuster les valeurs d'aimantation pour réduire l'écart entre le champ magnétique observé et le champ magnétique calculé.

À partir de modèles en harmoniques sphériques du champ magnétique terrestre, calculés d'une part à partir des données MAGSAT (Cain *et al.*, 1989) et des données Ørsted (Olsen, 2001) (ce modèle est équivalent à notre modèle Ø19992000 (Langlais *et al.*, 2001), mais il incorpore plus d'observations), nous avons tenté de raffiner les modèles d'aimantation de la lithosphère nord-américaine. Ces modèles sont basés sur des observations indépendantes des mesures satellitaires. L'âge de la lithosphère océanique, la régionalisation des propriétés élastiques déduite des modèles de tomographie sismique, et l'épaisseur des couches sédimentaires sont pris en compte. Nous reproduisons ici les résultats de ces travaux, qui font l'objet d'une publication soumise à *Geophys. Res. Lett.*.

Résumé de l'article

La signature de la bordure sud du craton de l'Amérique du Nord dans des nouvelles mesures magnétiques satellitaires.

Michael Purucker, Benoit Langlais, Nils Olsen, Gauthier Hulot et Mioara Mandea

Soumis à *Geophys. Res. Lett.*, en cours de révision

Un modèle global d'aimantation induite et rémanente est développé pour la lithosphère terrestre. Le modèle est très bien décrit par les observations du satellite Ørsted. L'interprétation de ces observations au-dessus du continent nord-américain suggère que les importantes anomalies magnétiques de l'intensité, associées aux coefficients en harmoniques sphériques entre les degrés 15 et 26 et centrées au-dessus du Kentucky et de la partie centrale sud des États-Unis sont la signature du contraste magnétique lié au craton nord-américain. Les techniques

The southern edge of cratonic North America: Evidence from new satellite magnetometer observations

Michael Purucker,¹ Benoit Langlais,² Nils Olsen,³ Gauthier Hulot,⁴ and Mioara Mandea⁴

Received 16 June 2001; revised 5 October 2001; accepted 9 November 2001; published 14 May 2002.

[1] A global model is developed for both induced and remanent magnetizations in the terrestrial lithosphere. The model is compared with, and well-described by, Ørsted satellite observations. Interpretation of the observations over North America suggests that the large total field anomalies, associated with spherical harmonic degrees 15–26 and centered over Kentucky and the south-central United States, are the manifestations of the magnetic edges of the southern boundaries of cratonic North America. The techniques and models developed here may be of use in defining other cratonic boundaries. *INDEX TERMS*: 1545 Geomagnetism and Paleomagnetism: Spatial variations (all harmonics and anomalies); 1219 Geodesy and Gravity: Local gravity anomalies and crustal structure; 7218 Seismology: Lithosphere and upper mantle; 9350 Information Related to Geographic Region: North America

1. Background

[2] The launch of the Ørsted high-precision geomagnetic field satellite [Neubert *et al.*, 2001] has invigorated efforts to understand the magnetic field of the earth's lithosphere. Early attempts [Langel and Hinze, 1998] to model the lithospheric field relied on forward and inverse approaches over local regions. After the realization that much of the lithospheric magnetic signal might be obscured by overlap with the long-wavelength magnetic field from the core [Meyer *et al.*, 1985], recent work has explored the potential of global forward [Cohen and Achache, 1994; Dyment and Arkani-Hamed, 1998] and inverse models [Purucker *et al.*, 1998]. Our work elaborates on but differs from previous work which 1) included remanent magnetizations associated only with the Cretaceous Quiet Zones [Cohen and Achache, 1994; Purucker *et al.*, 1998], 2) did not consider induced magnetizations at all [Dyment and Arkani-Hamed, 1998], 3) used a model of induced magnetization that had fewer geologic and geophysical inputs [Purucker *et al.*, 1998].

2. A New Global Magnetization Model

[3] The global model of induced magnetization is based on an estimate of the volume of the magnetic crust and its magnetic susceptibility. We assume that induced magnetizations are restricted to the crust [Wasilewski and Mayhew, 1992] and utilize a global seismic tomography model [Nataf and Ricard, 1996] for estimating crustal thickness. The model also contains a tectonic-based subdivision of the crust into three categories, each of which has an associated geotherm. These geotherms, when coupled with

an assumption about the magnetic mineral(s) responsible for the bulk of the magnetization, allow for the calculation of a depth to the Curie isotherm. We assume here that the magnetic mineral is magnetite or low-Ti magnetite. The magnetic layer thickness is calculated as the thickness of the igneous crust above the magnetite Curie isotherm. We utilize a sediment thickness model [Laske and Masters, 1997] to account for the presence of effectively non-magnetic sediment or sedimentary rock which serves to decrease the effective magnetic layer thickness. Although we calculate our induced magnetization model globally, the models shown here depict only a hemisphere centered on North America because our interpretation will focus on this region (Figure 1a). We use magnetic susceptibility values of 0.035 SI for the continental crust and 0.04 SI for the oceanic lithosphere [Purucker *et al.*, 1998]. The resulting maps are not strongly sensitive to the exact choice of magnetic susceptibility contrast between oceans and continents.

[4] The remanent magnetization model is restricted to the oceanic lithosphere, not because of the lack of continental remanent magnetization [Clark, 1999], but because not enough is known of continental remanent magnetization to make a global model. The oceanic remanent model [Dyment and Arkani-Hamed, 1998] that we use is based on non-satellite magnetic input and has been subsequently calibrated using observed Magsat anomalies in the South Atlantic ocean [Purucker and Dyment, 2000]. The remanent model consists of magnetization vector direction and intensity. The vector direction and its variation with paleolatitude have been determined using ocean floor ages, relative motion parameters for each plate, and the apparent paleomagnetic polar wander path for Africa. The total field calculated from the remanent magnetization model is shown at 400 km in Figure 1b.

[5] The sum of the total field from the induced and remanent models is shown in Figure 1c. Because the core field overlaps with the lithospheric field between degrees 1–14 we discard those degrees [Arkani-Hamed *et al.*, 1994], as well as all degrees greater than 26 (to be consistent with the satellite observations discussed below). The remaining total fields of lithospheric origin are shown in Figure 1d.

3. New Satellite Magnetic Field Observations

[6] Maps of the magnetic field from Magsat (Years: 1979–1980) and Ørsted (Years: 1999–present) spacecraft missions are based on sets of spherical harmonic coefficients, estimated using geomagnetically quiet, night-time, vector and scalar observations. The Magsat map, termed M102389, [Cain *et al.*, 1990] estimated static fields to degree and order 49 while the Ørsted map estimates static fields to degree and order 29. The Ørsted map uses techniques described in Olsen *et al.* [2000]. Additional techniques and data utilized for this Ørsted map include iteratively reweighted least-squares with Huber weights and the incorporation of satellite data from March, 1999–March, 2001. We also incorporate ground magnetic observatory data. The secular variation model is of degree 13. We consider the Ørsted map robust through at least degree 26 and so for comparison we truncate both maps at degree 26. Earlier Ørsted maps [Olsen *et al.*, 2000; Langlais, personal communication] show many of the same features as the new maps.

¹Raytheon ITSS at Geodynamics Branch, Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD, USA.

²NAS/NRC at Geodynamics Branch, Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD, USA.

³Danish Space Research Institute, Copenhagen, Denmark.

⁴Institut de Physique du Globe de Paris, Paris cedex 05, France.

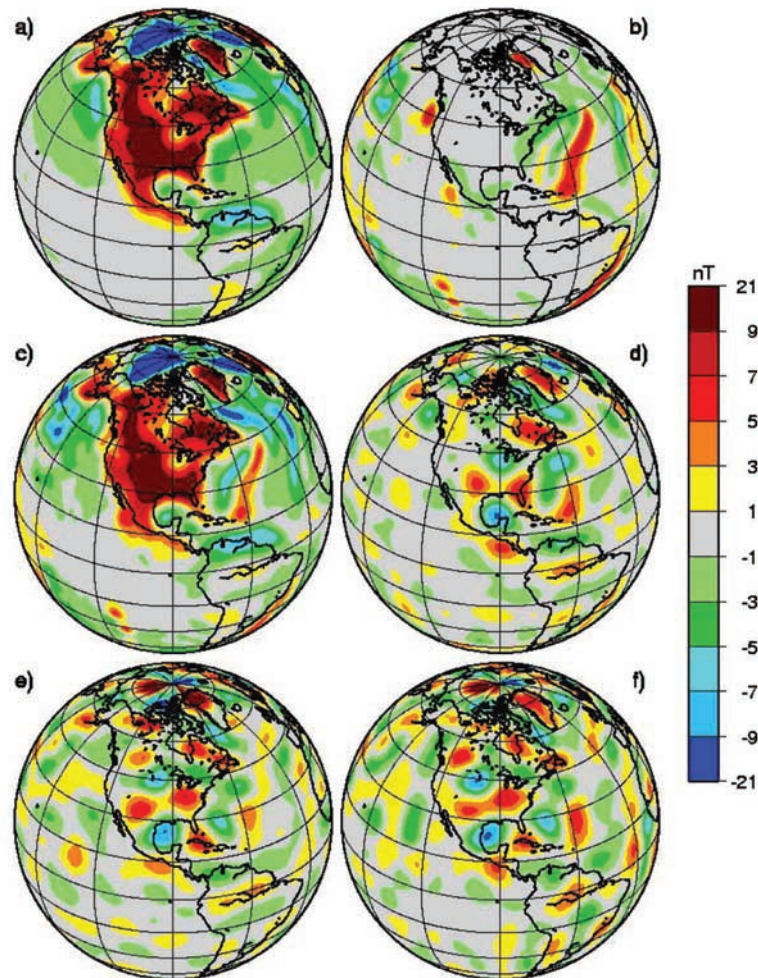


Figure 1. (a) A map of the modeled magnetic field (all harmonics) due to induced magnetization. (b) A map of the modeled magnetic field (all harmonics) due to remanent magnetization in the oceans. (c) The sum of induced and remanent magnetizations (all harmonics). (d) Induced and remanent magnetization model between degrees 15 and 26. (e) The magnetic field as measured by Magsat between degrees 15 and 26. (f) The magnetic field as measured by Ørsted between degrees 15 and 26. Features poleward of 83 degrees latitude are less reliable because the inclination of the satellites was approximately 97 degrees. All maps are of the total field and are shown at an altitude of 400 km using an orthographic projection centered at 90 degrees West, 30 degrees North.

We again discard the field originating largely in the core (Degrees 1–14) and the resulting maps from Magsat (Figure 1e) and Ørsted (Figure 1f) are shown for comparison with the models. The global correlation (in the spherical harmonic domain) between these two maps generally ranges from 0.65 to 0.85, with only two degrees (18 and 26) showing lower but still significant correlations (0.5 to 0.6).

4. Derivation of Improved Magnetization Maps

[7] The major features shown in the observations of Figures 1e and 1f show an almost one-to-one correspondence to the model's features shown in Figure 1d. The model is closest to the observations over North America and the North Atlantic Ocean, in contrast to the North Pacific [Yanez and LaBrecque, 1997] where the observations record stronger magnetic signatures than predicted by the model. In North America (Figure 2), the model high centered over Georgia (Figure 2b) appears to be the same feature as that centered over the Kentucky region in the observations (Figures 1e and 1f), but shifted slightly to the northwest. This difference may be a consequence of the crude three-fold thermal subdivision provided by the global seismic tomography model [Nataf and Ricard, 1996]. This subdivision divides the continental

crust into 1) Archean-floored (>1.7 Ga) with a heat flow that produces a magnetite Curie isotherm at 81 km, 2) Younger but still stable crust (0.25 to 1.7 Ga) with a heat flow that corresponds to a magnetite Curie isotherm at 58 km depth, and 3) basement younger than 0.25 Ga with a heat flow that yields a magnetite Curie isotherm at 29 km depth. As in any potential field inverse problem, there are several possible ways in which the crustal model, the magnetic thickness of which is shown in Figure 2a, might be modified to more closely fit the observations. One possibility is an increase in magnetic thickness over the Kentucky region and a decrease over Georgia [Purucker et al., 1998]. This is equivalent to enhanced magnetic susceptibilities or magnetizations over Kentucky and proportionally weaker ones over Georgia. Another option is to markedly reduce the magnetic thickness over Georgia, Florida, and the rest of the Atlantic and Gulf Coastal Plains. This is appealing because this corresponds to decreasing the magnetic thickness over non-magnetic sedimentary rocks of the coastal plain, while retaining the original model thickness over the magnetic igneous and metamorphic rocks of the adjacent Piedmont (Figure 2a). This would be consistent with the fact that the surface boundary between these two regions is 50–150 km east of a prominent regional Bouguer gravity gradient, inferred to represent

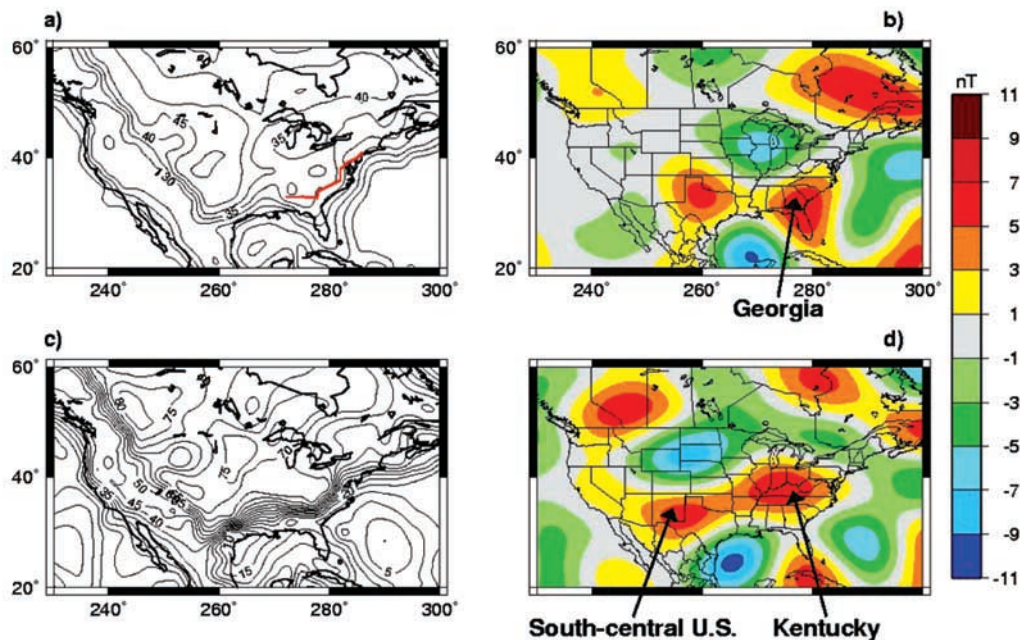


Figure 2. (a) A map of the magnetic crustal thickness from the initial induced magnetization model (5 km contour interval) over the North American region. The solid red line locates the boundary between the relatively non-magnetic sediments of the Coastal Plain and the inboard, more magnetic igneous and metamorphic rocks. (b) the magnetic field calculated from initial induced (Figure 2a) and remanent magnetization model. (c) The vertically integrated magnetization model (shown in color as Figure 3) that explains the satellite observations over the North American region (5 kA contour interval), and (d) the magnetic field calculated from the vertically integrated magnetization model of Figure 2c. The RMS misfit between this map and the observations (Figure 1f) is 0.5 nT while the maximum difference between the two maps is 1.5 nT. All maps are shown using a Cylindrical Equidistant projection centered at 95 West Longitude. All magnetic field maps are of the total field at 400 km altitude and are shown between degrees 15 and 26.

the buried edge of the deep Precambrian craton in the Appalachian orogen [Hinze and Zietz, 1985].

[8] An iterative inverse approach was developed [Purucker et al., 1998] that will generate a vertically integrated magnetization model which reproduces the measured field to any desired precision. However, this approach will modify wavelength components that are largely within the measurement range (spherical harmonic degrees 15–26). We utilize other geological and geophysical data sets to modify the longer wavelengths, and make a final correction to the model using the Ørsted magnetics data alone in an iterative inverse approach. Adopting this approach, we modify (i.e. edit by hand) our initial model so as to place the boundary between thicker (35 km) and thinner (12 km) magnetic crust at the inboard Coastal plain boundary. The final correction to our model is based on differencing the magnetic observations and the total field of the modified model. This difference is globally modeled for magnetizations using an iterative equivalent source approach [Purucker et al., 1996]. The resulting vertically integrated magnetization solution (Figures 2c and 3) is an example of a global magnetization model that simultaneously fits the spacecraft observations (Figure 1f), other geological and geophysical knowledge on the near surface and depth extent of the magnetic sources, and has the virtue of simplicity.

5. Interpretation

[9] Previous interpretations of the southeastern U.S. region [Mayhew et al., 1985; Ruder and Alexander, 1986], using forward and inverse modeling approaches, invoked enhanced magnetizations (1–4 A/m over a thickness of 10–30 km) in the Kentucky and Tennessee regions, paired with weaker magnetizations over the Georgia region. We suggest here an interpretation of the satellite observations that explains the Kentucky total intensity high as a

manifestation of the magnetic edge of the southeast corner of cratonic North America. The magnetic boundary, shown as the steep gradient in Figures 2c and 3, is located close to the maximum gravity gradient and the geologic boundary between magnetic and non-magnetic surficial rocks. At an altitude of 400 km, the magnitude of the Kentucky anomaly is 7 nT in the model, and in the Ørsted and Magsat observations. Additional power can be seen at higher harmonic degree (for example, in Magsat and in aeromagnetic surveys of North America) and this probably indicates the presence of enhanced magnetization locally in Kentucky. But the feature seen by the new Ørsted satellite observations, from spherical harmonic degrees 15–26, can be explained without invoking enhanced magnetizations. This suggests that the Kentucky anomaly as seen by Magsat (degrees 15–40 total field anomaly increased by 3 nT and center shifts by about 2 degrees relative to the position and strength shown here) has two distinct origins. While such an interpretation might also have been made from the earlier Magsat satellite observations, the lower resolution view afforded by Ørsted allows for regional interpretations uncomplicated by local features. In a similar way, the high over the south-central United States (Figures 2b and 2d) is a manifestation of the southwest corner of cratonic North America. Another prominent feature on the new magnetization model (Figures 2c and 3) is the enhanced vertically integrated magnetization over the Mid-continent high [Hinze and Zietz, 1985], a prominent gravity and magnetic high on near-surface maps that is not normally seen on satellite magnetic maps. The new model is available at http://core2.gsfc.nasa.gov/research/purucker/craton_edge.html.

[10] The magnetization distribution in Figure 3 is very different from estimates made using simple local inversion schemes unconstrained by information on the local geology and geophysics. It illustrates the difficulty of inferring magnetization distributions from magnetic field observations, especially in cases where mag-

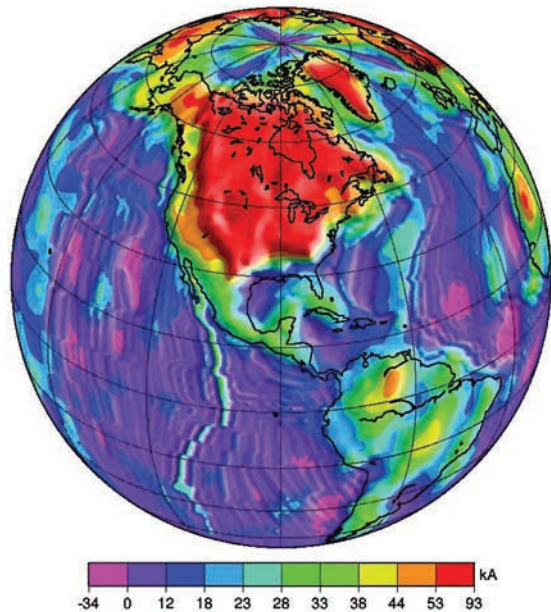


Figure 3. A vertically-integrated magnetization model of induced and remanent magnetization that explains the satellite magnetic field observations. The model also incorporates information from near-surface magnetic field observations. Areas of negative magnetization are dominated by magnetizations in directions oblique and opposite to that of the present earth's field. The model shows the long-wavelength magnetizations (dominated by the continent-ocean contrast) in color and the short wavelength magnetizations (dominated by seafloor spreading) as a gray-scale shaded relief. The map is shown on an orthographic projection centered at 90 degrees West, 30 degrees North. A contour map of this same figure over North America is shown as Figure 2c.

netic fields of multiple origins are superimposed. Finally, the explanation of the large total field anomalies over southern North America as being due to induced magnetization alone make the large remanent magnetic anomalies at Mars [Purucker *et al.*, 2000] even more enigmatic.

[11] **Acknowledgments.** We thank J. LaBrecque, D. Ravat, and two anonymous reviewers for comments on this manuscript. Supported by NASA contract NAS5-99010 to M. Purucker. This is IGP contribution number 1798.

References

Arkani-Hamed, J., R. A. Langel, and M. Purucker, Scalar magnetic anomaly maps of Earth derived from POGO and Magsat data, *J. Geophys. Res.*, *99*, 24,075–24,090, 1994.
Cain, J. C., B. Holter, and D. Sandee, Numerical experiments in geomagnetic modeling, *J. Geomag. Geoelectr.*, *42*, 973–987, 1990.

Clark, D. A., Magnetic petrology of igneous intrusions: Implications for exploration and magnetic interpretation, *Exploration Geophysics*, *30*, 5–26, 1999.
Cohen, Y., and J. Achache, Contribution of induced and remanent magnetization to long-wavelength oceanic magnetic anomalies, *J. Geophys. Res.*, *99*, 2943–2954, 1994.
Dyment, J., and J. Arkani-Hamed, Contribution of lithospheric remanent magnetization to satellite magnetic anomalies over the world's oceans, *J. Geophys. Res.*, *103*, 15,423–15,441, 1998.
Hinze, W. J., and I. Zietz, The composite magnetic anomaly map of the conterminous United States, in *The Utility of Regional Gravity and Magnetic Anomaly Maps*, edited by W. J. Hinze, pp. 1–24, Soc. Of Expl. Geophys., Tulsa, OK, 1985.
Langel, R. A., and W. J. Hinze, The magnetic field of the earth's lithosphere: The satellite perspective, 429 pp., Cambridge University Press, 1998.
Laske, G., and G. Masters, A global digital map of sediment thickness (abstract), *EOS Trans. AGU*, *78*, Fall Meet. Suppl., F483, 1997.
Mayhew, M. A., R. H. Estes, and D. M. Myers, Magnetization models for the source of the "Kentucky anomaly" observed by Magsat, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *74*, 117–129, 1985.
Meyer, J., J. H. Hufen, M. Siebert, and A. Hahn, On the identification of Magsat anomaly charts as crustal part of internal field, *J. Geophys. Res.*, *90*, 2537–2542, 1985.
Nataf, H., and Y. Ricard, 3SMAC: An a priori tomographic model of the upper mantle based on geophysical modeling, *Phys. Earth Planet. Int.*, *95*, 101–122, 1996.
Neubert, T., M. Manda, G. Hulot, R. von Frese, F. Prindahl, J. L. Jorgensen, E. Friis-Christensen, P. Stauning, N. Olsen, and T. Risbo, Ørsted satellite captures high-precision geomagnetic field data, *Eos Trans. AGU*, *82*(7), 81–88, 2001.
Olsen, N., et al., Ørsted initial field model, *Geophys. Res. Lett.*, *27*, 3607–3610, 2000.
Purucker, M. E., T. J. Sabaka, and R. A. Langel, Conjugate gradient analysis: A new tool for studying satellite magnetic data sets, *Geophys. Res. Lett.*, *23*, 507–510, 1996.
Purucker, M. E., R. A. Langel, M. Rajaram, and C. Raymond, Global magnetization models with a priori information, *J. Geophys. Res.*, *103*, 2563–2584, 1998.
Purucker, M., D. Ravat, H. Frey, C. Voorhies, T. Sabaka, and M. Acuna, An altitude-normalized magnetic map of Mars and its interpretation, *Geophys. Res. Lett.*, *27*, 2449–2452, 2000.
Purucker, M. E., and J. Dyment, Satellite magnetic anomalies related to seafloor spreading in the South Atlantic Ocean, *Geophys. Res. Lett.*, *27*, 2765–2768, 2000.
Ruder, M. E., and S. S. Alexander, Magsat equivalent source anomalies over the southeastern United States: Implications for crustal magnetization, *Earth and Plan. Sci. Lett.*, *78*, 33–43, 1986.
Wasilewski, P. J., and M. A. Mayhew, The Moho as a magnetic boundary revisited, *Geophys. Res. Lett.*, *19*, 2259–2262, 1992.
Yanez, G. A., and J. L. LaBrecque, Age-dependent three-dimensional magnetic modeling of the North Pacific and North Atlantic oceanic crust at intermediate wavelengths, *J. Geophys. Res.*, *102*, 7947–7961, 1997.

M. Purucker, Raytheon ITSS at Geodynamics Branch, Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771, USA.

B. Langlais, Geodynamics Branch, Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771, USA.

G. Hulot and M. Manda, Institut de Physique du Globe de Paris, 4 Place Jussieu, 75252, Paris cedex 05, France.

N. Olsen, Danish Space Research Institute, Juliane Maries Vej 30, DK-2100 Copenhagen, Denmark.

6 pages blanches supprimées

Chapitre 4

Conclusions et perspectives

Tout au long de cette partie nous avons constaté que l'utilisation de données d'origine satellitaire nécessite un travail soutenu. En effet, le grand nombre de données, les artefacts liés aux mesures, et le grand nombre de paramètres rend le travail délicat. Toutefois, nous avons été en mesure de produire un premier modèle "Ørsted" en harmoniques sphériques (Langlais *et al.*, 2001) du champ magnétique d'une qualité comparable à ceux basés sur les données MAGSAT. Ce nouveau modèle constitue une avancée importante, car nous disposons enfin de deux modèles d'une grande résolution, qui permettent de mieux comprendre la Terre.

À partir de ces modèles, nous avons évalué les caractéristiques spatiales et temporelles de la variation séculaire à la surface du noyau (Hulot *et al.*, 2001). Une telle description de la variation séculaire nous renseigne sur la dynamique des mouvements à la surface du noyau, et apporte de nouvelles contraintes sur les modèles numériques de la géodynamo. La précision de ces modèles améliore aussi nos connaissances de la lithosphère et de son aimantation, mais aussi les propriétés thermiques de la lithosphère profonde. Nous n'avons étudié qu'une seule région (Purucker *et al.*, 2001), mais les méthodes décrites pourraient être appliquées dans d'autres zones où la structure de la lithosphère est moins connue. Enfin, ce nouveau modèle du champ magnétique nous permet de mieux prendre en compte le champ crustal local enregistré aux observatoires magnétiques (Mandea et Langlais, 2001).

Il reste toutefois des études à entamer. De nombreux paramètres n'ont pas été pris en compte lors de la modélisation, comme les termes périodiques de la magnétosphère et de l'ionosphère. La prise en compte de ces nouveaux paramètres nécessite l'utilisation de mesures effectuées au sol (pour la séparation des termes ionosphériques), mais aussi de mesures effectuées à toutes les heures locales (pour déterminer les variations diurnes de ces termes). Cette amélioration est la suite logique de notre travail.

De plus, les mesures magnétiques satellitaires peuvent être utilisées conjointement avec les mesures aéromagnétiques. En effet ces mesures sont effectuées lors de campagnes dont les extensions sont plus petites que les grandes structures lithosphériques. Il est malheureusement difficile d'exploiter conjointement ces campagnes aéromagnétiques, car elles ont été effectuées à des époques distinctes (le champ inducteur est alors différent), avec des précisions et des méthodes différentes (Langel et Hinze, 1998). L'une des méthodes pour utiliser de telles mesures aéromagnétiques est de pouvoir les corriger par rapport à une référence, qui ne peut être donnée que par les mesures satellitaires (Ravat et Purucker, 1999)

En plus de Ørsted, deux autres satellites, CHAMP et SAC-C, ont été lancés. Ces satellites volant sur des orbites différentes, les nouvelles mesures vont améliorer la résolution des modèles géomagnétiques, ainsi que la connaissance de la variation séculaire rapide, du champ magnétique crustal, et des termes externes périodiques. En outre, ces satellites, et ceux, nombreux, qui sont proposés pour les prochaines années (figure 1.7), assureront une observation spatiale et temporelle du champ magnétique terrestre. Ces satellites seront également un outil pour redéfinir les prochaines missions spatiales (inclinaison, altitude). Nous serons à même de définir la configuration optimale d'un réseau d'observatoires satellitaires (comme pour le projet franco-danois SWARM).

Pendant les prochaines années, ces satellites vont fournir une couverture continue dans le temps du champ magnétique terrestre. Ces mesures pourront être utilisées pour étudier la conductivité du manteau (Mandea-Alexandrescu *et al.*, 1999), et également pour la détection des secousses magnétiques (Mandea *et al.*, 2000b).

Enfin, l'utilisation conjointe des données magnétiques satellitaires, effectuées à différentes altitudes et des données sismiques ou gravimétriques permettra, à terme, de mieux définir les propriétés physiques de la lithosphère, et par conséquent du manteau, autorisant ainsi une meilleure exploration des structures profondes terrestres.

Deuxième partie

Le champ magnétique martien

page blanche

Chapitre 5

Introduction

Dans le cas de la Terre, le champ magnétique est mesuré en continu dans les observatoires, les satellites n'étant, pour l'instant, qu'une source discontinue dans le temps mais certes non négligeable de données. Dans le cas de Mars (et des autres planètes et satellites), l'unique source de données est l'observation spatiale. Dans cette partie, nous résumons l'historique de l'exploration spatiale de Mars, puis nous décrivons plus en détails la mission Mars Global Surveyor. Après un résumé des premiers résultats obtenus par différentes équipes, nous introduisons les méthodes de modélisation, et nous présentons quelques résultats et quelques tentatives d'interprétation.

5.1 La planète Mars, . . .

Les quelques lignes qui suivent sont extraites de Antoniadi (1930). Elles résument la fascination dont Mars a toujours été l'objet.

“La planète Mars était connue sous le nom d'*Harmakhis* en Égypte ancienne, où on l'appelait aussi *Har Décher*, c'est-à-dire l'Hor Rouge, à cause de sa couleur. Les Chaldéens lui donnaient le nom de *Nergal*, le Mars babylonien, le grand Héros, le roi des mêlées, le maître des batailles et le champion des dieux, et l'astre était encore connu sur les rives de l'Euphrate sous les noms d'*Allamou* et d'*Almou*. Les grecs l'appelaient *Αρης* (Mars), nom

du dieu de la Guerre, et, quelque fois aussi, paraît-il, Ἡρακλῆς (Hercule). De plus ils qualifiaient ce monde voisin de πυρρόεις , igné, et de θοῦρος , impétueux. Proclus Diadochus l'appelle πῦρ οὐράνιον , feu céleste, et ajoute qu'il symbolisait le fer. Le signe σ sous lequel il est désigné, représente comme on sait, la lance et le bouclier.

Les Arabes, les Perses et les Turcs le nomment *Mirikh*, qui signifie aussi torche, fer, acier, et une longue flèche lancée à grande distance. Il était encore connu en Perse sous le nom de *Bahram*, et de *Pahlavani Siphir*, ou le guerrier céleste.

Mars était appelé *Angaraka* (de *angara*, charbon ardent) chez les Indiens, qui le nommaient encore *Lohitanga*, le corps rouge, de *lohita*, rouge, et *anga*, corps. Son influence astrologique était considérée comme étant essentiellement maligne. [...]

La planète a été observée de bonne heure en Égypte, puis en Chaldée et en Assyrie. Déjà 2540 ans avant notre ère, le jour du mardi portait le nom de Mars, *Martis Dies* en latin [...]. Les *observations de Bel*, écrites en caractères cunéiformes sur des tablettes trouvées dans les ruines de Ninive, en Assyrie, et qui datent d'au moins dix sept siècles avant Jésus-Christ, contiennent déjà un livre tout entier dédié à la planète. Mais la plus ancienne observation précise de Mars qui nous soit parvenue ne date que de la 52^{ème} année qui a suivi la mort d'Alexandre Le Grand, [...], l'année 272 avant Jésus-Christ. Le [...] 17 janvier de cette année-là, Mars passa en effet tout près de l'étoile β du Scorpion, d'après ce que nous a transmis Ptolémée dans sa *Syntaxe mathématique*.”

La quatrième planète du système solaire (en s'éloignant de son centre), Mars, doit sa couleur rouge à des dépôts superficiels d'oxydes de fer. Ses principales caractéristiques sont présentées dans le tableau 5.1. La distance qui sépare Mars de la Terre varie de 55 à 400 millions de km, à cause de la forte excentricité de l'orbite martienne. Mars possède deux petits satellites, Phobos et Deimos,

découverts en 1877 (Hall, 1878). Ces satellites sont très petits, et très cratérisés. Leur origine demeure sujette à discussion, mais l'idée la plus répandue est celle d'astéroïdes dont les trajectoires auraient été modifiées par Jupiter, permettant leurs captures par Mars (Sasaki, 1990). Une autre théorie est l'accrétion in-situ des satellites, conséquence de la formation de Mars (Safronov *et al.*, 1986).

	Mars	Terre
Rayon équatorial (km)	3397	6378
Aplatissement	0,0034	0,0052
Masse (kg)	$6,4185 \cdot 10^{23}$	$5,9736 \cdot 10^{24}$
Période de rotation (heures)	24,622962	23,934471
Période de révolution (jours)	686,980	365,256
Reliefs (km)	-6 / +27	-11,52 / +8,85
Demi-grand axe de l'orbite (UA)	1,523679	1,000001

TAB. 5.1 – Caractéristiques planétaires

Mars possède une atmosphère, composée de gaz carbonique (95,3 %), d'azote (2,7%) et d'argon (1,6%). Cependant, la faible gravité martienne ne permet que le maintien d'une enveloppe gazeuse insignifiante : au niveau du sol, la pression moyenne n'est que de 6 mb (1013 mb pour la Terre). À cause de sa position par rapport au Soleil, et du fait de cette faible atmosphère, les températures varient de façon importante, entre -140°C (la nuit, en hiver, aux pôles) et 20°C (le jour, en été, à l'équateur). Ces forts écarts de températures sont à l'origine d'un régime de vents qui peuvent atteindre par endroits 200 km/h, créant ainsi des tempêtes de poussières, dont certaines peuvent recouvrir toute la planète d'un linceul poussiéreux et opaque (Martin et Zureck, 1993)

La superficie de la planète Mars est égale à celle des continents terrestres. Sa surface est couverte de volcans, de cratères d'impact, mais aussi de bassins et de plaines. Elle est entaillée par des vallées, des gorges, des canyons, des fractures, des canaux sinueux. Une courbe inclinée de 35° par rapport à l'équateur, dite "dichotomie", sépare les terrains de l'hémisphère nord, peu élevés, peu cratérisés (et donc plus jeunes) des terrains de l'hémisphère sud, où le relief est beaucoup

plus marqué par des cratères d'impact (dont Hellas et Argyre sont les plus importants), et des réseaux de vallées et chenaux. Une origine possible de cette dichotomie est celle d'un impacteur géant, qui aurait créé un cratère large de 7700 km (Wilhelms et Squyres, 1984).

Ces cratères d'impact, ou plus précisément leur densité et leur taille, sont utilisés par les scientifiques pour dater les différentes parties de Mars. En effet, les météorites étaient beaucoup plus volumineuses et nombreuses au début de la formation du système solaire que maintenant (Neukum et Ivanov, 1994). La chronologie relative déduite des cratères martiens peut être reliée à une chronologie absolue (Ivanov, 2001), en utilisant les résultats obtenus pour la Lune, où des analyses isotopiques ont permis de dater de manière absolue les différents cratères (Hartmann *et al.*, 1981). La chronologie de Mars comporte trois âges (Neukum *et al.*, 2001), détaillés dans le tableau 5.2.

Période	âge (Ma)	Caractéristiques
Noachien	4,60 - 3,80	terrains très cratérisés
Hespérien	3,80 - 3,55	matériel strié de plaine
Amazonien	3,55 - 0,00	plaines lisses

TAB. 5.2 – Les âges de Mars.

La structure interne de Mars est mal connue. La densité de Mars est égale à $3,94 \text{ g.cm}^{-3}$, ce qui indique que Mars contient moins de minéraux lourds que la Terre. Le moment d'inertie de la planète est égal à $0,365 MR^2$ (Folkner *et al.*, 1997), avec M la masse de Mars et R son rayon moyen. Ces deux éléments suggèrent une différenciation interne (Longhi *et al.*, 1992). Schématiquement, trois enveloppes solides constitueraient l'intérieur de Mars : une croûte épaisse de 40 km, un manteau — riche en olivine et en oxydes de fer — d'épaisseur comprise entre 1850 et 2050 km, et un noyau solide, métallique, de rayon compris entre 1300 et 1500 km (Stevenson, 2001).

Les seuls moyens pour affiner notre connaissance de Mars sont les mesures in situ, ou les mesures en orbite. De nombreux satellites, avec ou sans atterrisseurs, ont déjà été envoyés à proximité de Mars. Ces différentes missions, et en particu-

lier Mars Global Surveyor (Acuña *et al.*, 1999), dont nous parlerons plus en détails par la suite, ont notamment révélé que Mars ne possède pas (ou plus) de champ magnétique nucléaire (caractérisé par ses grandes longueurs d'ondes). Il n'est possible de mesurer qu'un champ magnétique ancien, ou rémanent, reflétant probablement l'existence passée d'une dynamo martienne. La description de ce champ ancien, et sa compréhension par rapport aux autres données disponibles (géologie, topographie, gravimétrie, géochimie) devraient permettre d'estimer l'intervalle temporel pendant lequel cette dynamo a fonctionné. Cela permettra d'apporter alors de nouvelles contraintes pour la dynamo terrestre.

5.2 ... destination extraterrestre

Du fait de la différence entre les périodes de révolution de Mars et de la Terre, les possibilités de lancement sont espacées de 26 mois. Dans le tableau 5.3 nous reprenons l'ensemble des 35 lancements de missions martiennes. Il faut noter que seules huit missions ont été couronnées de succès, et que trois sont toujours en cours : Mars Global Surveyor (qui est l'objet du reste de cette partie), Nozomi (arrivée prévue en janvier 2004, soit avec un retard de quatre années sur le calendrier prévu, à cause d'une erreur de manœuvre), et Mars Odyssey (arrivée prévue le 24 octobre 2001). D'autres missions d'exploration de Mars sont déjà prévues, comme Mars Sample Return ou NetLander. Nous y reviendrons dans la conclusion de ce chapitre.

Date	Nom	Pays	R.*	Descriptif
10/10/1960	Marsnik 1	URSS	E	incapacité à atteindre l'orbite terrestre
14/10/1960	Marsnik 2	URSS	E	incapacité à atteindre l'orbite terrestre
24/10/1992	Sputnik 22	URSS	E	incapacité à quitter l'orbite terrestre
01/11/1962	Mars 1	URSS	E	perte de communications
04/11/1962	Spunik 24	URSS	E	incapacité à quitter l'orbite terrestre
05/11/1964	Mariner 3	USA	E	le bouclier ne se sépare pas
28/11/1964	Mariner 4	USA	S	survol à 9846 km, photographies, atmosphère
30/11/1964	Zond 2	URSS	E	perte de communications
18/07/1965	Zond 3	URSS	E	lancement hors fenêtre
24/02/1969	Mariner 6	USA	S	survol équatorial à 3431 km
27/03/1969	Mariner 7	USA	S	survol polaire à 3430 km
27/03/1999	Mars 1969A	URSS	E	explosion du lanceur
02/04/1999	Mars 1969B	URSS	E	explosion du lanceur
08/05/1971	Mariner 8	USA	E	incapacité à quitter l'orbite terrestre
10/05/1971	Kosmos 419	URSS	E	incapacité à quitter l'orbite terrestre
19/05/1971	Mars 2	URSS	P	crash de la sonde
28/05/1971	Mars 3	URSS	P	perte de communications après l'atterrissage de la sonde
30/05/1971	Mariner 9	USA	S	photographies, gravimétrie, atmosphère

Résultats * : S = succès, E = échec, P = succès partiel, C = en cours

Date	Nom	Pays	R.*	Descriptif
21/07/1973	Mars 4	URSS	E	mauvaise trajectoire
25/07/1973	Mars 5	URSS	P	seulement 20 orbites
05/08/1973	Mars 6	URSS	E	perte de communications pendant la descente
09/08/1973	Mars 7	URSS	E	mauvaise trajectoire
25/08/1975	Viking 1	USA	S	cartographie, atmosphère, atterrisseur
09/09/1975	Viking 2	USA	S	cartographie, atmosphère, atterrisseur
07/08/1988	Phobos 1	URSS	E	perte de contact
12/08/1988	Phobos 2	URSS	P	survol de Mars mais pas de Phobos
25/09/1992	Mars Observer	USA	E	perte de contact
07/11/1996	Mars Global Surveyor	USA	S	cartographie, magnétisme, ...
16/11/1996	Mars 96	Russie	E	incapacité à quitter l'orbite terrestre
04/12/1996	Mars Pathfinder	USA	S	83 jours de fonctionnement au sol
04/07/1998	Nozomi	Japon	C	correction après échec de manœuvre
11/12/1998	Mars Climate Orbiter	USA	E	mauvaise trajectoire
03/01/1999	Mars Polar Lander	USA	E	perte de communications pendant la descente
03/01/1999	Deep Space 2	USA	E	perte de communications
07/04/2001	Mars Odyssey	USA	C	arrivée prévue en octobre 2001

Résultats * : S = succès, E = échec, P = succès partiel, C = en cours

TAB. 5.3 – Les missions martiennes

Chapitre 6

La mission Mars Global Surveyor

En terme de résultats scientifiques, les missions les plus importantes sont Mariner 9, Viking 1, Viking 2 et Mars Global Surveyor. Alors que Mariner 9 a révolutionné les connaissances de la géologie de Mars, les missions Viking et leurs atterrisseurs, qui ont fonctionné pendant plusieurs années, alors que leur durée de vie théorique était de 90 jours, ont apporté de nombreuses contraintes sur les propriétés physiques comme la pression atmosphérique, la température, la concentration d'électrons. Un résumé des études basées sur les données fournies par les missions Viking peut être trouvé dans Snyder (1979).

En novembre 1996, la NASA et le Jet Propulsion Laboratory (JPL) sonnent le retour victorieux de l'exploration martienne (après une absence de près de 20 ans et l'échec de Mars Observer en 1993), en lançant la sonde Mars Global Surveyor (MGS). Le lancement a lieu le 7 novembre 1996, pour un voyage de 750 millions de kilomètres.

6.1 Caractéristiques orbitales

La mission MGS devait initialement se dérouler en cinq phases : la croisière vers Mars, l'insertion en orbite, le freinage atmosphérique, la cartographie de Mars, pour servir enfin de relais radio pour les autres missions martiennes (figure 6.1). La phase de croisière a duré 309 jours, avec une insertion en orbite le 2 septembre 1997. La première orbite autour de Mars a duré 45 heures, avec un

apoapse à 54026 km au dessus de l'hémisphère sud et un périapse à 262 km au dessus de l'hémisphère nord. La phase de freinage atmosphérique ("aerobraking") devait à l'origine durer de septembre 1997 à janvier 1998, la phase de cartographie commençant alors.

Juste après le lancement, les ingénieurs avaient noté que l'un des deux panneaux solaires ne s'était pas correctement déployé, restant bloqué à 20° de sa position de verrouillage. L'une des méthodes pour corriger ce défaut est le freinage atmosphérique : durant la traversée des couches supérieures de l'atmosphère, les panneaux sont en effet soumis à des contraintes très fortes, et les ingénieurs espéraient que le panneau atteindrait après quelques orbites sa position prévue. En effet, après deux orbites, ce panneau a atteint sa position théorique. Malheureusement, lors de la troisième orbite, le panneau a dépassé de 17° cette position de verrouillage. Il a alors été décidé de mettre un terme à l'aérofreinage. L'orbite alors atteinte était très elliptique, avec un périapse à 172 km. Puis après réflexion, la NASA a décidé de poursuivre l'aérofreinage, mais de façon moins brutale : le satellite ne doit pas descendre en dessous de 124 km, alors que le périapse théorique était de 105 km. Finalement, cette phase s'est déroulée en deux parties, de novembre 1997 à mars 1998, et de septembre 1998 à mars 1999 (l'arrêt de six mois est dû à la conjonction Terre/Soleil/Mars, empêchant les communications avec la sonde). Les scientifiques ont profité de cette période pour faire fonctionner quelques instruments : le satellite a couvert environ 20% de la surface martienne à une altitude inférieure à 200 km, une aubaine puisque les mesures scientifiques devaient initialement s'effectuer à environ 400 km. Les caractéristiques orbitales finales sont une période de 118 minutes, avec une altitude moyenne de 450 km (excentricité 0,007, inclinaison 92,886°). La phase de cartographie a alors débuté. Cette phase devait durer une année martienne, le satellite devant servir de relais radio pour les futurs atterrisseurs martiens.

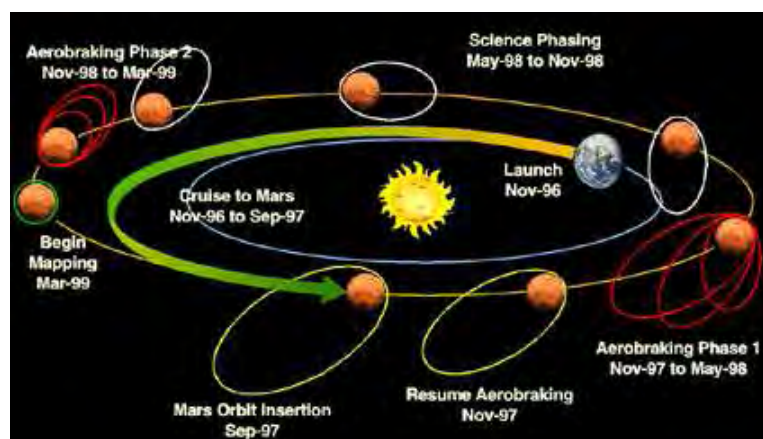


FIG. 6.1 – Les différentes phases de la mission MGS (©NASA).

6.2 Objectifs scientifiques

Les objectifs scientifiques de Mars Global Surveyor sont en fait les mêmes que ceux de la mission Mars Observer, perdue en 1993. Pour des raisons économiques, deux des expériences de Mars Observer sont délaissées et reportées sur d'autres missions : PMIRR (Pressure Modulator Infrared Radiometer — reportée sur Mars Climate Orbiter), et GRS (Gamma Ray Spectrometer — reportée sur Mars Odissey).

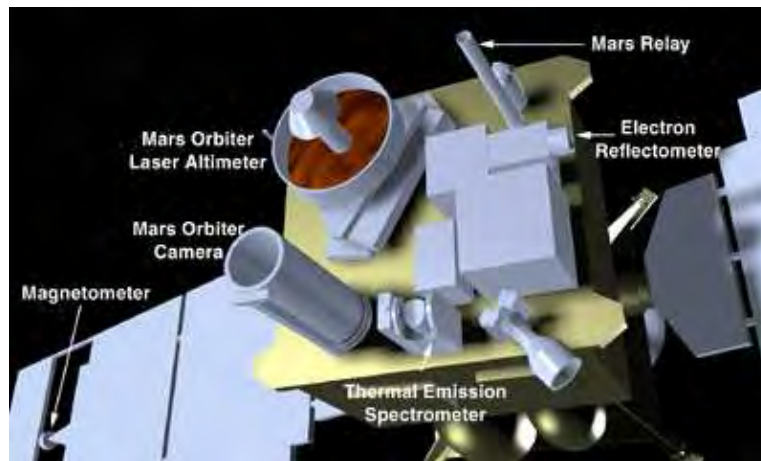


FIG. 6.2 – Les différents instruments de la mission MGS (©NASA).

Mars Global Surveyor embarque six instruments (voir la figure 6.2). Le premier d'entre eux est le MOC (Mars Orbiter Camera), qui fournit des images détaillées de la surface de Mars (ouverture de $0,4^\circ$, résolution jusqu'à 1,4 mètres), ou des images grand-angle (140° avec une résolution de 280 à 2000 mètres/pixel). Les autres instruments sont le MOLA (Mars Orbiter Laser Altimeter) qui mesure de manière précise les reliefs martiens, le TES (Thermal Emission Spectrometer), pour déterminer les propriétés du sol et des roches (composition, quantité et distribution à la surface de Mars), le MAG/ER (Magnetometer Electron Reflectometer) pour mesurer le champ magnétique martien, et l'USO (Ultra Stable Oscillator), capable de mesurer les perturbations des signaux radios liées aux accidents de terrain. Enfin le système de communications est lui aussi exploité, pour étudier notamment les variations du champ de gravité martien : celui-ci ralentit ou accélère le mouvement de la sonde sur son orbite, ce qui modifie les caractéristiques du signal radio.



FIG. 6.3 – Le magnétomètre de MGS (©NASA).

L'instrument qui nous intéresse est le MAG/ER. C'est la copie conforme de l'instrument qui était à bord de la mission Mars Observer (Acuña *et al.*, 1992). La partie MAG comporte deux magnétomètres triaxiaux, dits fluxgate (fig.6.3). Ils sont capables de mesurer le champ magnétique sur sept échelles (de ± 4 nT à ± 65536 nT, avec une résolution de 12 bits), le passage d'une gamme à une autre étant automatique. La fréquence des mesures peut atteindre 16 mesures par seconde, en fonction du taux de transmission autorisé par le système de télécommunications. Les magnétomètres sont situés à l'extrémité des panneaux solaires : la distance entre le corps du satellite et les capteurs est de 5 mètres, ce qui permet de minimiser les perturbations électromagnétiques engendrées par l'électronique des autres instruments du satellite. L'instrument ER est monté sur le corps du satellite. Il mesure la fonction de distribution des électrons, de 1 à 20 KeV, pour détecter le champ magnétique d'origine interne dans les couches supérieures de l'atmosphère martienne. Le poids de l'expérience MAG/ER est de 5,2 kg.

6.3 La découverte du champ magnétique martien

Les données pré-MGS ne permettaient pas de confirmer ou non la présence d'un champ magnétique global sur Mars. En effet, les mesures disponibles ne permettaient d'estimer qu'une limite supérieure du moment magnétique de Mars (Trotignon *et al* (1993) donnent 2.10^{12} T.m³, contre 8.10^{15} T.m³ pour la Terre). Les mesures magnétiques de MGS étaient donc très attendues. Celles-ci ont été meilleures que prévues, grâce notamment aux problèmes liés au déploiement défectueux de l'un des panneaux solaires, ce qui a ralenti les manœuvres d'aéro-freinage, permettant ainsi d'acquérir de nombreuses données à basse altitude dans l'hémisphère sud.

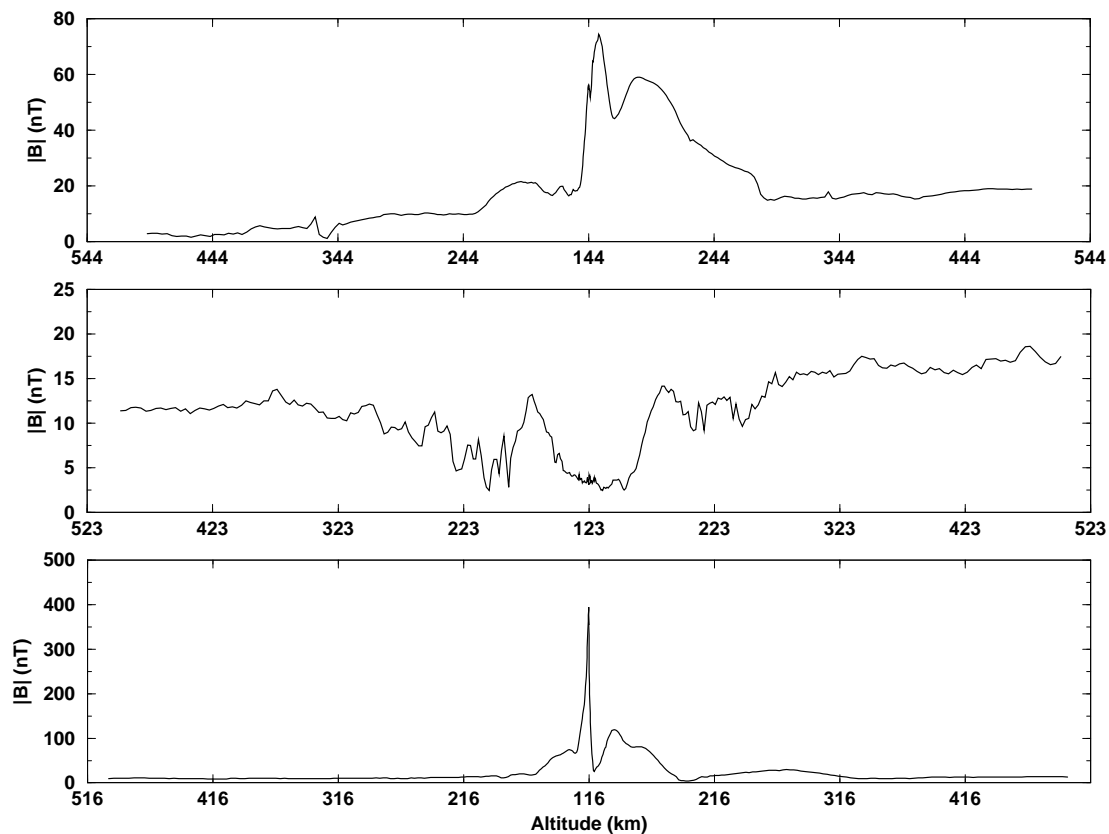


FIG. 6.4 – Intensité du champ magnétique mesuré par MGS lors des 4^{ème}, 5^{ème} et 6^{ème} orbites (de haut en bas).

Les instruments scientifiques de MGS ont été mis en fonction lors de la troisième orbite de la manœuvre de la phase d'aérofreinage, le 15 septembre 1997. Malheureusement, le satellite est resté trop haut lors du troisième passage au périapse pour que les données soient exploitables. La figure 6.4 montre les mesures acquises lors des 4^{ème}, 5^{ème} et 6^{ème} passages au périapse, en fonction de l'altitude de la sonde. Une analyse rapide de ces mesures révèle que Mars ne possède pas de champ magnétique dipolaire d'origine nucléaire : si tel était le cas, le maximum devrait être atteint au périapse (Acuña *et al.*, 1998). Les trois séries de mesures permettent de mettre en évidence un comportement distinct en fonction de l'altitude : un champ magnétique à haute altitude très faible, qui augmente légèrement entre 250 et 150 km. Le comportement à basse altitude (près du périapse) est lui très différent dans les trois cas : il n'y a pas de champ magnétique global, mais il existe de forts champs magnétiques de petites échelles spatiales. D'autres mesures, effectuées ultérieurement lors de passages très proches, ont révélé le caractère constant et très localisé de ces mesures. Une première comparaison avec des données terrestres peut être faite : le champ magnétique terrestre d'origine crustale à 400 km atteint environ ± 20 nT (Cohen et Achache, 1990), alors qu'il atteint localement ± 1500 nT à 100 km et ± 200 nT à 400 km au-dessus de la surface martienne (Connerney *et al.*, 1999).

6.4 Les données magnétiques

Les données magnétiques acquises durant la mission MGS sont de trois types : les données AB1 et AB2 (pour "AeroBraking", les deux phases d'aérofreinage), les données SPO (pour "Science Phase Orbit", la phase scientifique qui a eu lieu entre les deux phases d'aérofreinage), et les données MO (pour "Mapping Orbit", la phase de cartographie).

L'altitude des données AB est en général assez basse. En y ajoutant les données SPO acquises en dessous de 200 km, la couverture de la surface martienne à basse altitude est de l'ordre de 20%. La dernière source de données, MO, concerne toutes les données magnétiques de la phase de cartographie, acquises entre 380 et 430 km environ.

Les données sont disponibles auprès de la NASA, sur demande au Planetary Data System (PDS¹). Les données sont exprimées dans deux repères orthonormés planétocentriques, le premier défini par rapport à l'axe de rotation de la planète, et le deuxième par rapport au Soleil. Nous utiliserons ce repère pour trier les données nocturnes des données diurnes.

6.5 Les premiers résultats de la mission MGS

L'un des résultats les plus excitants de cette mission a donc été la découverte d'un champ magnétique martien, localement très important. Mars ne possède pas de dynamo actuellement, mais il existe un champ magnétique, sans doute d'origine crustale, avec des échelles, des directions et des intensités qui varient énormément. Les résultats que nous reprenons ici sont ceux publiés par Acuña *et al.* (1999) et par Connerney *et al.* (1999).

Acuña *et al.* (1999) ont considéré toutes les données magnétiques acquises durant les phases AB1, SPO et AB2. Les données AB1 et SPO ont été mesurées entre septembre 1997 et novembre 1998, avec un périapse passant progressivement de 30°N à 90°N et redescendant ensuite vers le sud, avec des périapses entre 150 et 200 km environ. La phase AB2, de décembre 1998 à mars 1999, a entraîné un mouvement vers le sud très rapide du périapse pour atteindre finalement 87°S, avec des altitudes proches de 100 km. En tout, 916 orbites, très elliptiques, ont été utilisées.

La fréquence des mesures durant ces périodes varie de 0,75 à 3 mesures par seconde. La précision estimée des données est d'environ 3 nT (Acuña *et al.*, 1999). La couverture des données est globale, mais discontinue. À partir de toutes ces mesures, Acuña *et al.* (1999) ont tracé les valeurs du champ magnétique vertical mesuré, sans les moyenner et sans les ramener à une altitude constante. Par contre, ils se sont attachés à conserver une résolution géographique constante : la surface du "pixel" magnétique est inversement proportionnelle à l'altitude de la mesure. Le résultat est montré sur la figure 6.5. Cette carte représente les données "brutes", sans aucun traitement.

¹<http://pds.jpl.nasa.gov>

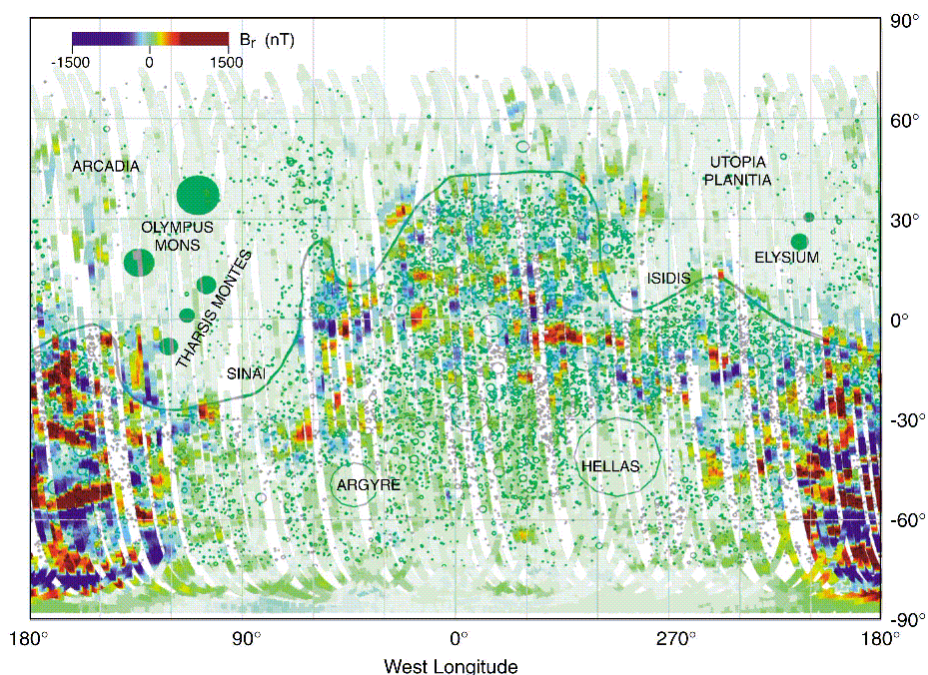


FIG. 6.5 – Le champ magnétique vertical mesuré par MGS, d'après (Acuña *et al.*, 1999). Les trajectoires en vert clair représentent les passages en-dessous de 200 km. Sont également montrés les cratères et les volcans les plus importants (dont Tharsis, Olympus, Hellas et Argyre), et la dichotomie.

Diverses interprétations peuvent être effectuées à partir de ces mesures. Les auteurs constatent que les valeurs les plus élevées du champ magnétique sont principalement situées dans l'hémisphère sud (ou, du moins, au sud de la dichotomie). Ils notent également une corrélation entre les régions les plus cratérisées et les régions où sont mesurées les larges anomalies magnétiques. Cela est très visible en regardant la carte des âges de la surface de Mars (montrée en figure 6.6). Cette carte est basée sur la distribution des cratères à la surface de Mars (d'après Kieffer *et al.* (1992) et compilée par Mike Caplinger, Malin Space Science Systems²). Les plus grands cratères, Hellas et Argyre, dont l'âge de la formation est estimé à environ 4 milliards d'années, sont dépourvus de fortes anomalies. Aucune anomalie n'est détectée au-dessus des édifices volcaniques comme Olympus, Elysium ou Tharsis. La conclusion des auteurs est que la dynamo de Mars

²<http://cmex-www.arc.nasa.gov/MarsEssy/age2.htm>

a dû fonctionner pendant les premiers 500 millions d'années de l'histoire de Mars.

Un deuxième résultat est apporté par Connerney *et al.* (1999), qui utilisent les mesures du champ magnétique vertical dans l'hémisphère sud, entre les longitudes 120°E et 240°E, là où les anomalies magnétiques détectées sont les plus fortes (jusqu'à 1500 nT à 100 km d'altitude, au-dessus de Terra Sirenum). Les auteurs, en remarquant les linéations est-ouest des anomalies magnétiques (jusqu'à 2000 km — voir la figure 6.7), concluent à une possible signature de phénomènes semblables à ceux observés sur la Terre, à savoir l'expansion océanique (Vine et Matthews, 1963; Pitman et Heirtzler, 1966) et l'acréction continentale à la surface de Mars. Ces événements se seraient produits en des temps très anciens, probablement datés au Noachien moyen, fixant encore une fois une limite temporelle supérieure pour la dynamo martienne.

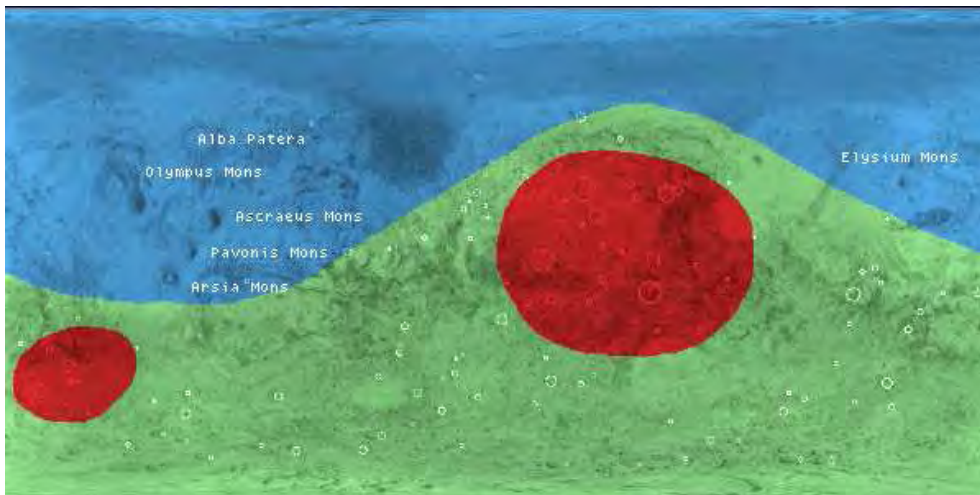


FIG. 6.6 – Âges relatifs de la surface de Mars, basés sur le comptage de cratères : Noachien (rouge), Hespérien (vert), Amazonien (bleu). Les édifices volcaniques majeurs sont également indiqués. D'après Kieffer *et al.* (1992).

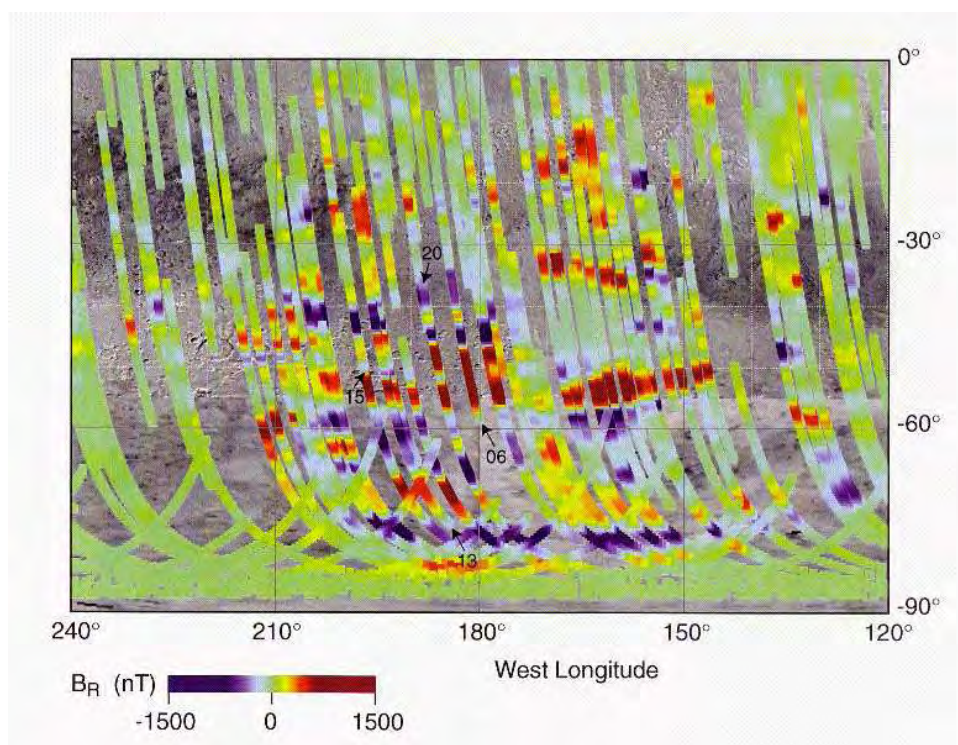


FIG. 6.7 – Le champ magnétique vertical mesuré par MGS (Connerney *et al.*, 1999). L'altitude varie de 103 à 200 km. Lorsque deux traces se superposent, celle qui a son périapse le plus au sud est au premier plan.

Chapitre 7

Modélisation du champ magnétique martien

Les premières descriptions et tentatives d'interprétation de Acuña *et al.* (1999) et de Connerney *et al.* (1999) sont limitées par les différentes altitudes de mesures contigües. Il est en effet difficile de suivre latéralement certaines des linéations est-ouest, car les sources magnétiques étant superficielles, les mesures magnétiques sont très dépendantes de l'altitude.

Afin de confirmer — ou d'infirmer — les hypothèses de Connerney *et al.* (1999), il est nécessaire d'obtenir des cartes du champ magnétique à altitude constante. Différentes méthodes peuvent être utilisées. L'une d'entre-elles est la modélisation en harmoniques sphériques (Ferguson *et al.*, 2000). Cependant, l'obtention de modèles à haute résolution spatiale est limitée par l'altitude et l'erreur associée aux données (Schmitz *et al.*, 1989) : l'utilisation de données à des altitudes de l'ordre de 200 km nécessite que ces données soient moyennées par cellules de 2° ou 3° de côté, mais avec une erreur inférieure à 1 nT. Compte tenu des grandes variations latérales du champ magnétique observées sur Mars, nous pensons que cette méthode n'est pas la plus adaptée.

Une autre méthode est celle des dipôles équivalents (Le Mouél *et al.*, 1975; Achache *et al.*, 1987). Cette méthode est particulièrement adaptée dans notre cas : les données sont acquises dans une coquille sphérique, et les sources sont — à grande échelle — décorrélées. Dans la suite nous décrivons les aspects théoriques

et pratiques de cette méthode.

7.1 Dipôles équivalents : méthodologie

Le formalisme des dipôles équivalents a été introduit par Mayhew (1979) et par von Freese *et al.* (1981). Cette méthode consiste à calculer l'aimantation de blocs d'iso-épaisseur, répartis sur une surface, à partir de mesures de champ magnétique inégalement réparties au-dessus de la distribution des dipôles. Cette méthode peut également s'appliquer aux mesures gravimétriques, et en règle générale à tous les champs dérivant de potentiels.

Nous définissons ici les expressions pour les composantes magnétiques qui dérivent d'un dipôle. Les coordonnées sphériques du point d'observation sont (r, θ, ϕ) , celles du dipôle sont (r', θ', ϕ') . Le potentiel magnétique V observé est :

$$V = -M \cdot \nabla \frac{1}{l} \quad (7.1)$$

où l est la distance entre le dipôle et le point d'observation, et M est le moment du dipôle, avec pour composantes (m_r, m_θ, m_ϕ) . La distance l peut s'exprimer :

$$l = \left(r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\zeta) \right)^{1/2} \quad (7.2)$$

où ζ est l'angle entre les deux positions. Il est alors facile d'exprimer le potentiel V à partir des équations 7.1 et 7.2 :

$$V = [m_r (rA1 - r') - m_\theta rB1 + m_\phi rC1] / l^3 \quad (7.3)$$

Les coefficients $A1, B1, C1$ s'expriment :

$$\begin{aligned} A1 &= \cos(\theta) \cos(\theta') + \sin(\theta) \sin(\theta') \cos(\phi - \phi') = \cos(\zeta) \\ B1 &= \cos(\theta) \sin(\theta') - \sin(\theta) \cos(\theta') \cos(\phi - \phi') \\ C1 &= \sin(\theta) \sin(\phi - \phi') \end{aligned} \quad (7.4)$$

Le champ magnétique total \vec{B} , et ses composantes B_r, B_θ et B_ϕ dérivent du potentiel scalaire V :

$$\begin{aligned} \vec{B} &= -\vec{\nabla} V \\ &= - \left(\frac{\partial}{\partial r}, \frac{\partial}{r \partial \theta}, \frac{\partial}{r \sin(\theta) \partial \phi} \right) V \end{aligned} \quad (7.5)$$

En dérivant $A2$, $B2$, $C2$, $A3$, $B3$ et $C3$, les dérivées partielles de $A1$, $B1$ et $C1$ par rapport à θ et à ϕ , nous avons :

$$\begin{aligned} A2 &= \frac{\partial A1}{\partial \theta} = -\sin(\theta) \cos(\theta') + \cos(\theta) \sin(\theta') \cos(\phi - \phi') \\ B2 &= \frac{\partial B1}{\partial \theta} = -\sin(\theta) \sin(\theta') - \cos(\theta) \cos(\theta') \cos(\phi - \phi') \\ C2 &= \frac{\partial C1}{\partial \theta} = \cos(\theta) \sin(\phi - \phi') \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} A3 &= \frac{\partial A1}{\sin(\theta) \partial \phi} = -\sin(\theta') \sin(\phi - \phi') \\ B3 &= \frac{\partial B1}{\sin(\theta) \partial \phi} = \cos(\theta') \sin(\phi - \phi') \\ C3 &= \frac{\partial C1}{\sin(\theta) \partial \phi} = \cos(\phi - \phi') \end{aligned}$$

En utilisant les quantités $D1 = r - r'A1$, $D2 = -r'A2$, $D3 = -r'A3$, $F1 = rA1 - r'$, $F2 = -rB1$, et $F3 = rC1$, les composantes de \vec{B} peuvent s'exprimer :

$$B_r = m_r \frac{\frac{3D1F1}{l^2} - A1}{l^3} + m_\theta \frac{\frac{3D1F2}{l^2} + B1}{l^3} + m_\phi \frac{\frac{3D1F3}{l^2} - C1}{l^3} \quad (7.6)$$

$$B_\theta = m_r \frac{\frac{3D2F1}{l^2} - A2}{l^3} + m_\theta \frac{\frac{3D2F2}{l^2} + B2}{l^3} + m_\phi \frac{\frac{3D2F3}{l^2} - C2}{l^3} \quad (7.7)$$

$$B_\phi = m_r \frac{\frac{3D3F1}{l^2} - A3}{l^3} + m_\theta \frac{\frac{3D3F2}{l^2} + B3}{l^3} + m_\phi \frac{\frac{3D3F3}{l^2} - C3}{l^3} \quad (7.8)$$

Le problème inverse consiste à calculer l'aimantation de m dipôles, répartis sur une surface sphérique, à partir de n mesures magnétiques effectuées au-dessus de cette surface. La relation inverse peut s'exprimer :

$$\tilde{b} = \tilde{D}x + \tilde{\nu} \quad (7.9)$$

où \tilde{b} est le vecteur des observations magnétiques (de dimension n), x est le vecteur des aimantations recherchées (de dimension m), \tilde{D} est la relation entre x et \tilde{b} (de dimension $m \times n$). La matrice D est composée des dérivées partielles des équations 7.6, 7.7, et 7.8, par rapport à r , θ , et ϕ . $\tilde{\nu}$ est l'erreur sur les observations, supposée aléatoire de moyenne nulle et de covariance W^{-1} . La multiplication de l'équation 7.9 par $W^{1/2}$ assure la normalisation de $\tilde{\nu}$, et nous obtenons :

$$b = Dx + \nu \quad (7.10)$$

La solution recherchée x est obtenue en minimisant $L(x) = \nu^T \nu$, ce qui correspond à l'équation normale :

$$D^T D x = D^T b \quad (7.11)$$

7.2 Méthode du gradient conjugué

Le choix de la méthode de résolution est crucial. Il est en effet possible d'utiliser les méthodes dites newtoniennes ou quasi newtoniennes. Ces méthodes impliquent la résolution à chaque itération du système linéaire. Dans le cas de problèmes de petite taille (ou locaux), les données et les paramètres du modèle peuvent être rangés sous la forme de matrice colonne (Tarantola, 1997). Le calcul de la solution est alors relativement simple.

Dans le cas de problèmes globaux, le calcul de $D^T D$ peut être fastidieux. Il est alors plus aisé d'utiliser des méthodes dites de gradient conjugué (voir par exemple Nakatsuka, 1995). Le minimum de L s'obtient en recherchant le point où son gradient $\nabla L = D x - b$ s'annule (Press *et al.*, 1992). Le processus est itératif : à chaque étape sont générées des directions de recherche p_k , et une quantité scalaire α_k est retenue, minimisant $L(x_k + \alpha_k p_k)$. La nouvelle solution x_{k+1} est égale à $x_k + \alpha_k p_k$. La quantité α_k peut s'exprimer :

$$\alpha_k = \frac{r_k^T r_k}{p_k^T D^T D p_k} \quad (7.12)$$

où r_k , est le vecteur des résidus pondérés après chaque itération :

$$r_k = D^T b - D^T D x_k \quad (7.13)$$

Cette méthode, dite NMA (Normal Matrix Approach), nécessite le calcul explicite de $D^T D$. L'identité matricielle $p_k^T D^T D p_k = (D p_k)^T D p_k$ autorise l'emploi direct de la matrice D . C'est l'approche dite DMA (Design Matrix Approach), introduite par van der Sluis et van der Vorst (1987).

La matrice doit être pré-conditionnée (Tarantola, 1997), ce qui accélère la convergence. Le paramètre de pré-conditionnement choisi est en fait la norme $L1$ de chaque colonne de la matrice D . Cette méthode de gradient conjugué,

quoique efficace, est tout de même limitée : le processus itératif évolue en général très longtemps, mais les solutions peuvent diverger. Il convient donc de limiter le nombre d'itérations (au plus quelques dizaines), et de regarder l'évolution des résidus calculés après chaque itération (Press *et al.*, 1992).

7.3 Discrétisation de la matrice utilisée

La taille de la matrice D devient très vite importante dès que nous nous intéressons à des problèmes globaux car la taille est égale au produit $n \times m$. Les études précédentes étaient souvent limitées géographiquement (von Freese *et al.*, 1988; Nakatsuka, 1995), ou construites par juxtaposition de cartes se recouvrant partiellement (Langel *et al.*, 1984). Purucker *et al.* (1996) résolvent cette difficulté en combinant les méthodes de gradient conjugué DMA et les méthodes des matrices discrètes ou éparses. En effet, le champ magnétique observé en un point quelconque décroît selon l'inverse du cube de la distance qui sépare la source et le point d'observation : il n'est pas nécessaire de retenir tous les termes de la matrice D . Les simulations démontrent qu'une distance de 1500 km est suffisante, la solution ainsi obtenue ne différant pas de celle calculée à partir de la matrice entière. La taille de la matrice ainsi choisie est environ 3% de la matrice d'origine.

7.4 Choix de la distribution des sources

Il convient de choisir soigneusement la localisation des dipôles. De nombreux auteurs ont essayé et évalué différentes distributions (Vestine *et al.*, 1963; Covington, 1993) : le meilleur découpage géographique est celui en icosaèdres. Ce découpage est à la fois simple, facile à mettre en œuvre, et reproduit assez fidèlement la sphère. Le principe est le suivant : la sphère est tout d'abord découpée en 3 régions (les deux calottes polaires et la ceinture équatoriale) ; chacune de ces trois régions a une extension nord-sud de 60° . Les deux calottes sont alors découpées en cinq triangles sphériques, et la bande équatoriale en 10 triangles sphériques. Enfin, un découpage est effectué au sein de chacun de ces 20 triangles en fonction d'un paramètre de bande N qui contraint le nombre de

ceintures longitudinales au sein de ces triangles sphériques. Un exemple de cette distribution en icosaèdres est montré en figure 7.1.

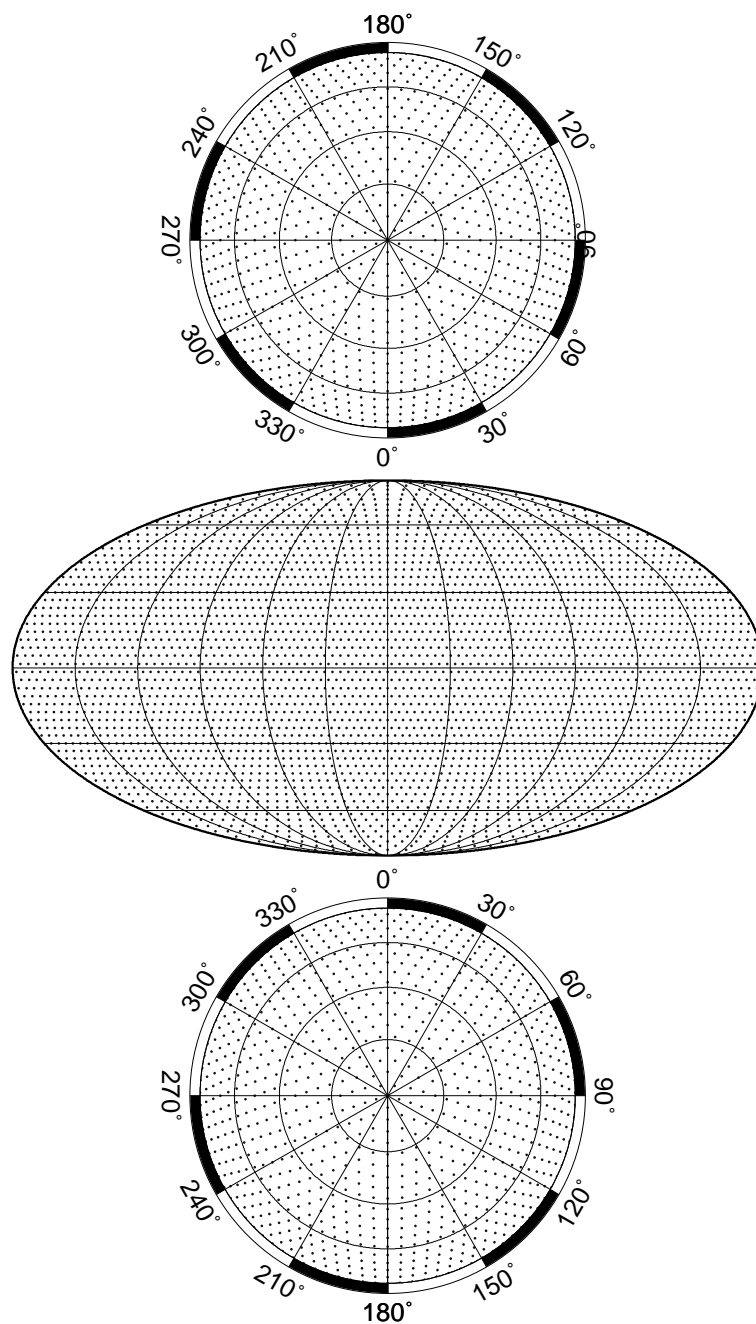


FIG. 7.1 – Distribution icosahédrale de dipôles (vue du pôle nord, projection Molweide et vue du pôle sud). Le paramètre de bande est égal à 20, soit 3612 dipôles avec un espacement moyen de $3,4^\circ$.

Chapitre 8

Résultats

Après avoir testé notre algorithme, en reproduisant les résultats présentés par Purucker *et al.* (2000), nous avons utilisé les mesures magnétiques de la sonde MGS pour les réduire à une altitude constante. Ce travail a surtout permis d'obtenir l'une des premières cartes complètes du champ magnétique vertical de Mars. Après avoir discuté quelques résultats globaux, nous présenterons plus en détail quelques les cartes de quelques régions de la planète.

Purucker *et al.* (2000) n'ont utilisé que les données AB et SPO, qui ne suffisent pas à fournir une couverture complète de la surface martienne. Nous avons utilisé les mêmes critères de sélection et de calcul de la moyenne par cellule, qui sont repris dans le tableau 8.1.

Données		Cellules		
Type	Nombre	Taille	Remplies	Utilisées
AB	186344	$1^\circ \times 1^\circ \times 10\text{km}$	49300	30100
SPO	80969	$1^\circ \times 1^\circ \times 10\text{km}$	16960	10448

TAB. 8.1 – Critères de sélection des données, d'après Purucker *et al.* (2000).

Les données AB utilisées étaient provisoires et déjà moyennées (Acuña, 2000). Leur couverture géographique s'étend de 78°N à 87°S en latitude, avec une altitude variant de 80 à 200 km (par rapport à une sphère de rayon 3393,5 km). Si les cellules contiennent plus de deux mesures, un écart type (par rapport à

la moyenne) y est associé; si non, cet écart type est fixé à 3 nT, d'après les estimations d'Acuña *et al.* (1999). Elles sont depuis disponibles sous une forme calibrée et brute (non moyennées). La couverture géographique des données SPO est moins importante, s'étendant de 86°N à 47°N, et avec une altitude minimale de 150 km. Nous nous sommes limités aux mesures effectuées en-dessous de 200 km.

Seules les mesures du champ vertical B_r sont utilisées. Cela réduit notamment l'effet des perturbations magnétiques d'origine externe, qui sont plus importantes dans le plan horizontal (Acuña *et al.*, 1999). De même, seules les cellules dans lesquelles il y a au moins trois mesures sont retenues (tableau 8.1). Le nombre de dipôles dont nous recherchons l'aimantation est égal à 11550, entre les latitudes 88°N et 88°S. L'espacement moyen des dipôles est de 1,89°, soit environ 112 km (le paramètre de bande est égal à 35). Les dipôles sont supposés radiaux, avec une épaisseur égale à 40 km.

La taille de la matrice éparse résultante est supérieure à $2.1 \cdot 10^6$. Cette matrice discrète est stockée en utilisant une méthode dérivée de la méthode de stockage par indexation des colonnes de Press *et al.* (1992) : elle est en fait stockée dans deux vecteurs, le premier contenant les termes significatifs de la matrice, et le deuxième l'emplacement de ces termes dans la matrice. Nous avons limité le nombre d'itérations à 100, et l'évolution minimale des résidus pondérés (éq. 7.13) entre deux itérations successives à 10^{-4} . Les résultats obtenus sont similaires à ceux de Purucker *et al.* (2000). L'écart quadratique moyen entre les valeurs moyennées et les valeurs recalculées à partir des aimantations trouvées est 18,20 nT, avec un coefficient de corrélation (entre observations et prédictions) égal à 0,976 après 42 itérations. Nous présentons sur la figure 8.1 le champ magnétique vertical recalculé à 200 km, en ne montrant pas les régions non couvertes par les données. Nous reviendrons sur la description de la carte par la suite.

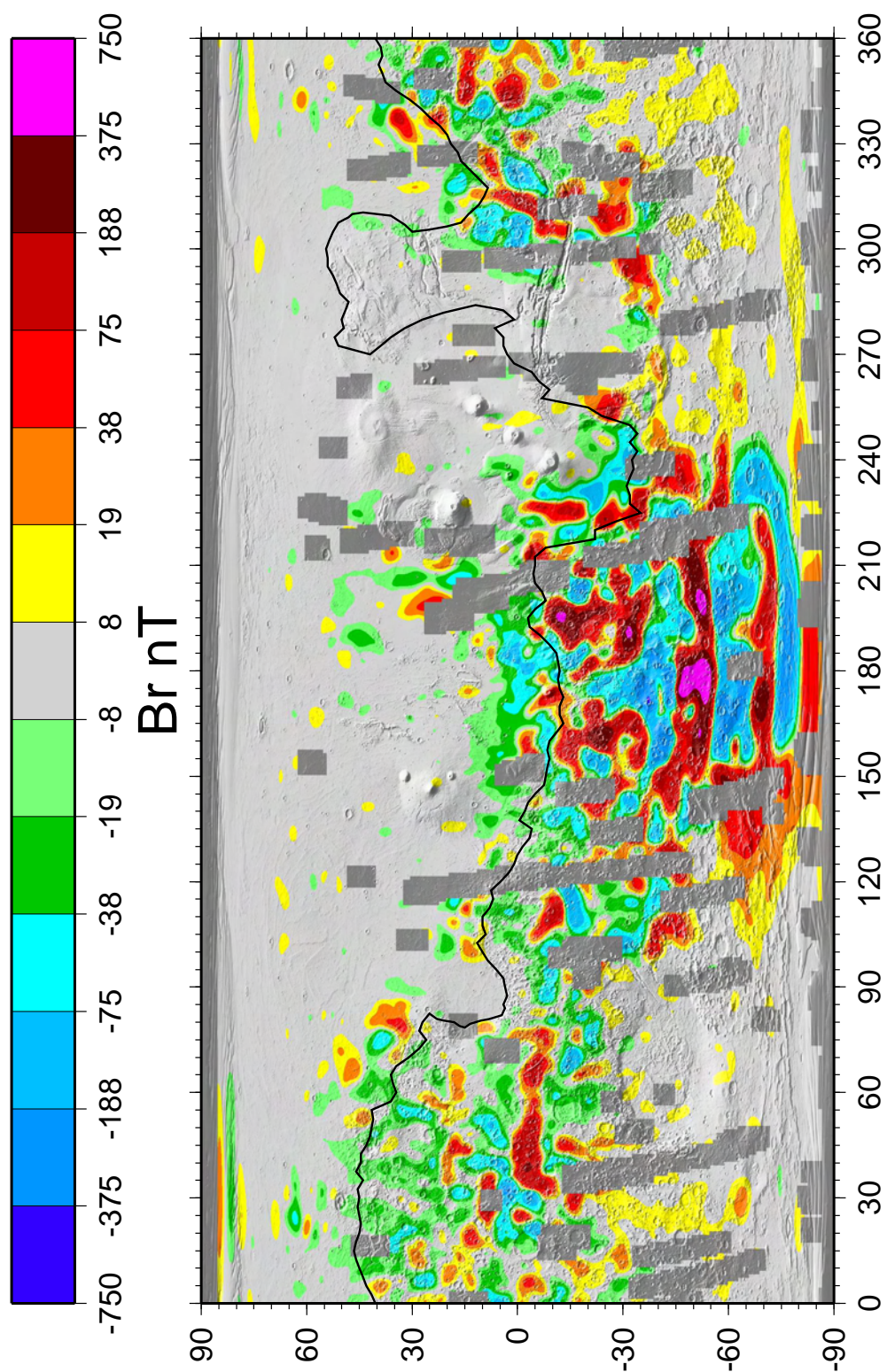


FIG. 8.1 – Le champ vertical recalculé à 200 km au-dessus de la surface martienne.

8.1 Étude globale

Il subsiste de nombreuses régions où le champ magnétique ne peut pas être calculé du fait de l'absence de données (figure 8.1). Afin de pallier ce manque de données, nous avons décidé d'incorporer les données magnétiques de la phase de cartographie MO. Ces mesures, quoique effectuées à une altitude plus élevée, ont une couverture géographique complète, autorisant ainsi le calcul de cartes globales..

Nous avons, dans un premier temps, vérifié la cohérence des données MO avec les données AB et SPO. Nous avons utilisé le modèle précédemment décrit pour simuler le champ magnétique vertical aux positions des mesures MO. Le coefficient de corrélation est égal à 0,918, pour un écart quadratique moyen de 7,41. Ce résultat confirme l'origine crustale du champ magnétique.

Il est donc possible d'incorporer les données de la phase MO dans le calcul de l'aimantation d'une couche de dipôles équivalents. Nous avons sélectionné toutes les données nocturnes de la phase MO de l'année 1999. La sélection sur l'heure locale se fait grâce à l'information sur le courant électrique produit par les panneaux solaires, ou, si cette information n'est pas disponible, par la position du satellite dans le repère défini par rapport au Soleil. Nous décrivons dans le tableau 8.2 les différentes statistiques des données retenues.

Données		Cellules		
Type	Nombre	Taille	Remplies	Utilisées
MO (noc)	8664031	1° × 1° × 10km	75958	75336
AB	2678228	1° × 1° × 10km	207683	153211
SPO (noc)	40529	1° × 1° × 10km	12103	6300

TAB. 8.2 – Critères de sélection des données pour le modèle global.

L'altitude des données MO varie entre 340 et 420 km. Nous avons représenté les mesures du champ vertical de la phase MO sur la figure 8.3, par tranche de 10 kilomètres d'altitude (de 360 à 420 km), et globalement : la couverture géographique de ces données est quasiment parfaite. Comme nous pouvons le

voir également sur la figure 8.3, le périapse de l'orbite a une position constante, toujours dans l'hémisphère sud. La conséquence de ces paramètres orbitaux est qu'une région n'est survolée qu'à une seule altitude, ce qui pourrait induire une mauvaise modélisation. Toutefois ce biais est réduit grâce à l'utilisation conjointe des données basse altitude (AB et SPO) et des données décrites ici.

Nous avons également retraité les données AB, sans sélection sur l'heure locale (80% des données sont du côté diurne — ne retenir que les données nocturnes serait trop sévère par rapport à la répartition géographique des données), et les données SPO, en ne gardant que les données nocturnes. Nous avons utilisé les mesures effectuées jusqu'à des altitudes égales à 430 km. Le résultat de ces sélections est repris dans le tableau 8.2. La répartition des cellules remplies en fonction de l'altitude, pour les trois types de données, est représentée en figure 8.2.

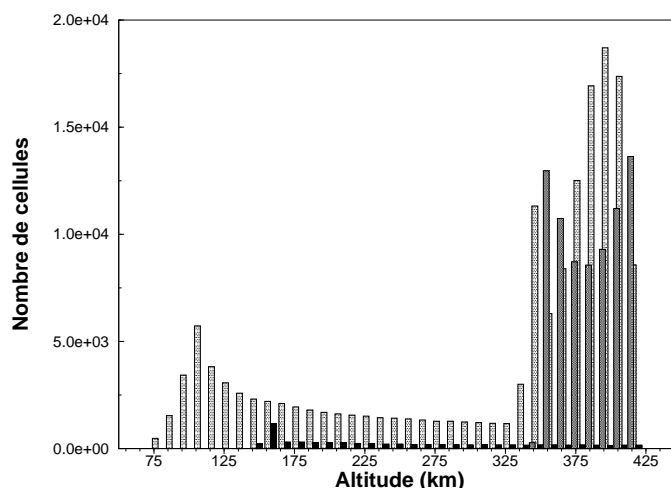


FIG. 8.2 – Altitude des données utilisées : AB (gris clair), SPO (noir) et MO (gris foncé).

L'inversion de ces données est faite pour une distribution de dipôles radiaux, répartis à la surface de Mars avec un espacement moyen de $1,311^\circ$, ou $77,6$ km. Il y a 24000 dipôles entre 88°N et 88°S , ce qui correspond à un paramètre de bande égal à 50. La matrice entière contient $7,10 \cdot 10^9$ éléments, mais seuls $2,33 \cdot 10^8$ sont utilisés, ce qui correspond à 3,28% de la matrice entière. Il faut noter que la taille de la matrice obtenue correspond en fait au maximum autorisé par les ma-

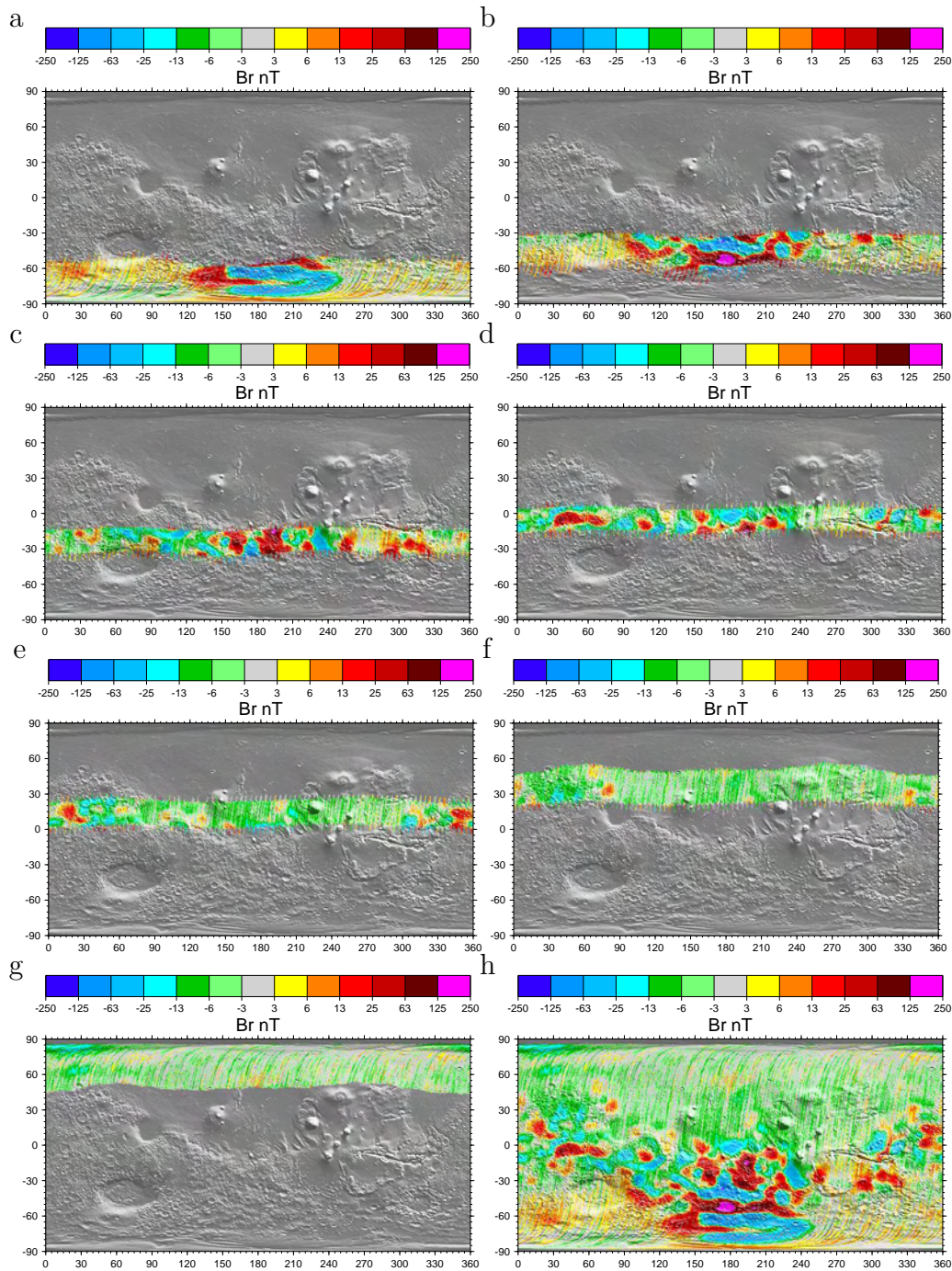


FIG. 8.3 – Mesures du champ vertical B_r pendant la phase de Mapping Orbit, sélectionnées selon l'altitude. De a à g : intervalles de 10 km centrés de 365 à 415 km ; h : de 360 à 420 km.

chines sur lesquelles nous travaillons. Celles-ci sont des PC, dont la mémoire vive originelle de 500 Mo a été augmentée artificiellement à 2,5 Go. Cette augmentation pourrait être accrue, mais le temps de calcul augmenterait lui-aussi de façon inconsiderée.

Sur la figure 8.4, nous représentons l'évolution du coefficient de corrélation et de l'écart quadratique moyen entre observations et prédictions en fonction du pas d'itération. Pour cette étude globale, nous avons délibérément imposé une évolution minimale des résidus fixée à 10^{-5} — donc très petite —, afin de mieux suivre l'évolution de l'écart quadratique moyen et du coefficient de corrélation.

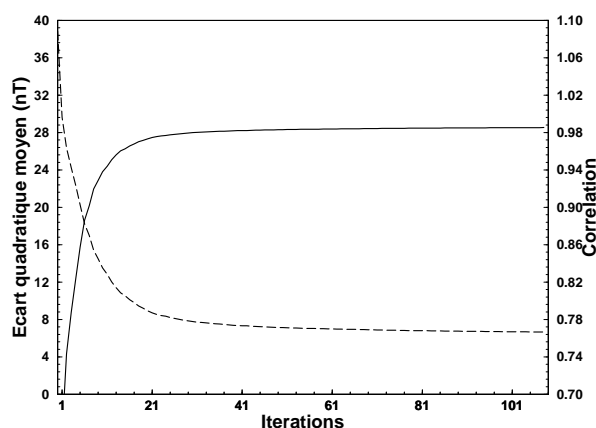


FIG. 8.4 – Évolution de l'écart quadratique moyen (trait pointillé) et du coefficient de corrélation (trait plein) en fonction de l'itération.

La convergence est rapide, puisque pour la 12^{ème} itération, le coefficient de corrélation est égal à 0,95. La solution finale est atteinte après 108 itérations, lorsque l'évolution des résidus — pondérés — est inférieure à 10^{-5} . Sur la figure 8.5 nous avons représenté l'évolution de l'aimantation équivalente verticale en fonction de l'itération. La valeur moyenne de l'aimantation est très stable (0,020 A.m⁻¹ atteinte après 21 itérations) et la valeur quadratique moyenne évolue presque linéairement (pente égale à 10^{-2} après la 20^{ème} itération). Par contre les extrémas ont un comportement très différent : une croissance rapide pendant les 25 premières itérations, puis un comportement stable jusqu'à la 90^{ème} itération, et enfin une croissance à nouveau rapide. Cette croissance de l'aimantation indique probablement une divergence de la solution, puisque ni le coefficient de

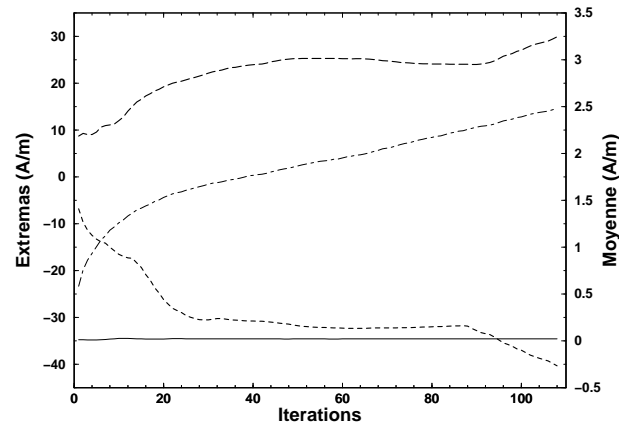


FIG. 8.5 – Évolution de l’aimantation minimale (pointillés) et maximale (tirets) — sur l’axe de gauche —, et de la valeur moyenne (trait plein) et de la valeur moyenne quadratique (tirets-pointillés) — sur l’axe de droite — de l’aimantation verticale du modèle en fonction du pas d’itération.

corrélation ni l’écart quadratique moyen n’évoluent de manière significative. Nous avons donc choisi de retenir les aimantations calculées après la 90^{ème} itération. Le coefficient de corrélation est alors égal à 0,985 et l’écart quadratique moyen à 6,736 nT.

Afin d’évaluer la pertinence du modèle, nous avons analysé le comportement à grande échelle des résidus, en fonction de la position des mesures mais aussi en fonction de l’amplitude du champ magnétique observé. Nous avons pour cela repris toutes les données utilisées, en les moyennant par cellule de $0,5^\circ \times 0,5^\circ \times 10$ km, afin de disposer d’une distribution plus fine des données. De même, nous n’avons pas rejeté les cellules qui contenaient moins de trois données. Au total, nous disposons de 710791 cellules.

Les résidus calculés (observation - prédiction) varient de -966 à 487 nT, mais ces valeurs extrêmes sont probablement dues à des mesures du champ magnétique erronées. 99,62% des résidus sont inférieurs à 50 nT (en valeur absolue), 97,83% à 20 nT et 76,96% à 2σ (ou 6 nT, voir Acuña *et al.* (1999)). Lorsque $|B_r|$ est supérieur à 20 (50) nT, 54,87% (49,24%) des résidus sont inférieurs à 2σ . L’écart quadratique moyen est égal à 9,19 nT, soit une valeur supérieure à celle précédemment indiquée. Néanmoins, toutes les valeurs décrites ici n’ont pas été

utilisées pour la modélisation. D'une part, les forts contrastes magnétiques (plus fréquents dans les zones fortement aimantées) étaient masqués par la taille des cellules utilisées pour l'inversion (elles étaient plus grandes que celles utilisées pour cette comparaison). D'autre part, les valeurs moyennes de chaque cellule étaient pondérées par l'écart quadratique moyen (calculé pour chaque cellule), ce qui diminue l'influence des mesures fausses, s'il y en a.

Nous avons cherché à visualiser une éventuelle dépendance des résidus vis-à-vis de la position et de l'altitude. La figure 8.6 montre les résidus en fonction de leur position géographique (en moyennant les résidus observés pour les différentes altitudes), et les résidus en fonction de la latitude et de l'altitude (en moyennant les résidus pour des longitudes différentes) sur la figure 8.7. Ces figures révèlent que les résidus sont plus importants au sud de la dichotomie, soit aux endroits où les anomalies mesurées sont les plus fortes. Il faut noter qu'en général les anomalies et les résidus sont de même signe, ce qui indique que notre modèle sous-estime les sources. La figure 8.7 montre qu'il existe une symétrie de part et d'autre de l'équateur, même si celle-ci est en partie masquée par les résidus plus élevés de l'hémisphère sud. Les forts résidus constatés vers une altitude 200 km et une latitude de 55°S sont probablement liés à des mesures erronées. Le comportement général des résidus ne montre toutefois pas de dépendance claire vis-à-vis de l'altitude, sauf dans l'hémisphère nord, où il y a un changement de signe aux environs de 150 km.

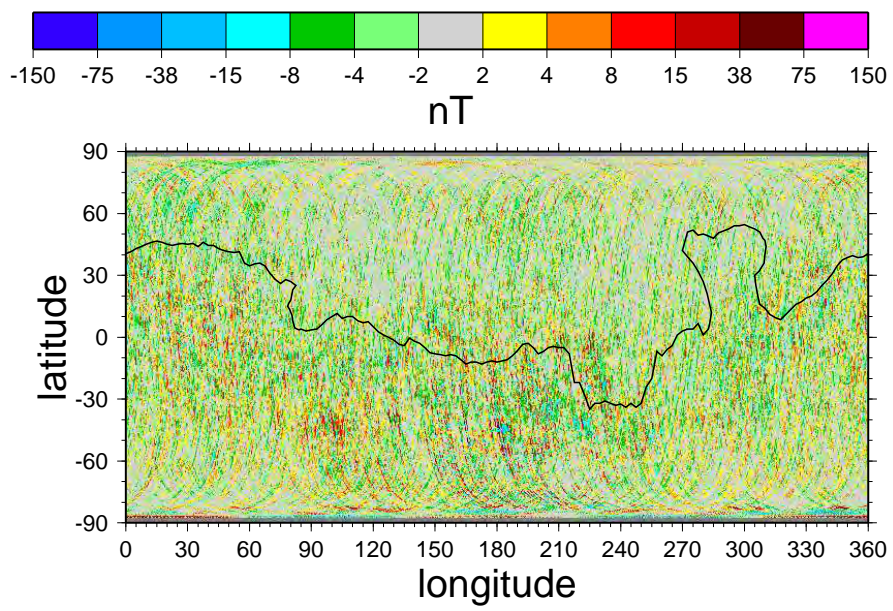


FIG. 8.6 – Valeur des résidus en fonction de la longitude et de la latitude.

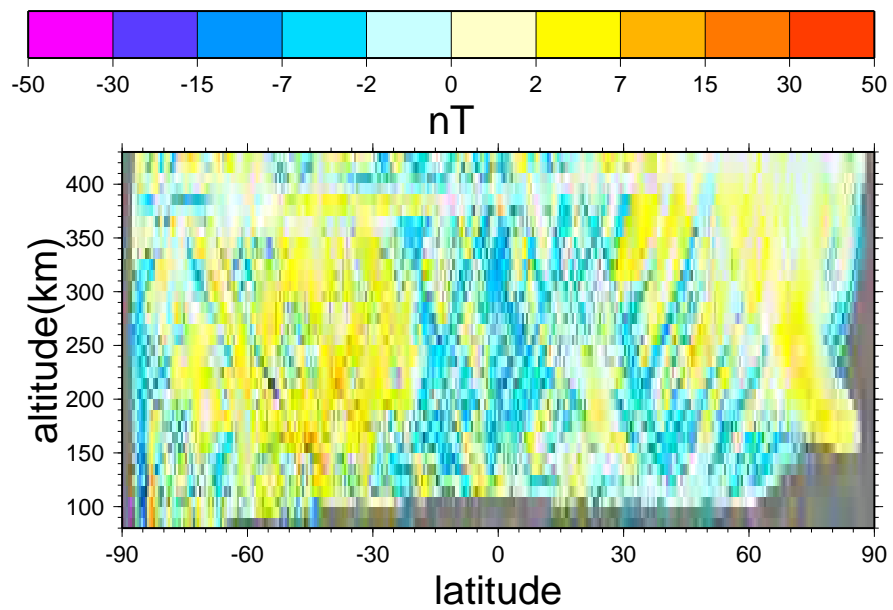


FIG. 8.7 – Valeur des résidus en fonction de la latitude et de l'altitude.

Nous avons représenté le champ magnétique vertical recalculé à 200 km (figure

8.8). Cette figure est à comparer avec la figure 8.1. Les caractéristiques générales du champ magnétique vertical observées sur les deux cartes sont identiques. Ainsi, les anomalies les plus importantes sont localisées au sud de la dichotomie, et ont une tendance est-ouest. Elles ont des extensions latitudinales de quelques degrés et longitudinale de quelques dizaines de degrés. Cependant, la symétrie nord-sud, mise en avant par Connerney *et al.* (1999) comme indice d'une extension océanique ou crustale, n'est pas visible ici. Cela est accentué par une vue orthographique (figure 8.9).

Les cratères les plus larges de Mars, Argyre (50°S, 318°E) et Hellas (43°S, 69°E), sont dépourvus de fortes anomalies magnétiques. Par contre, le cratère Copernicus (50°S, 191,4°E) est marqué un champ magnétique vertical très important, négatif, alors que ses bordures ouest, sud et est possèdent un champ magnétique vertical positif (zone 1 sur la figure 8.8). Au-dessus de Valles Marineris, il y a plusieurs anomalies nord-sud, qui apparaissent tronquées ou décalées à l'aplomb de la vallée, peut-être le signe de mouvements tectoniques de grande échelle (zone 2 sur la figure 8.8). Enfin nous notons un champ magnétique vertical non négligeable à l'aplomb d'Apollinaris Patera, un volcan relativement jeune au sud de Lucus Planum (zone 3 sur la figure 8.8).

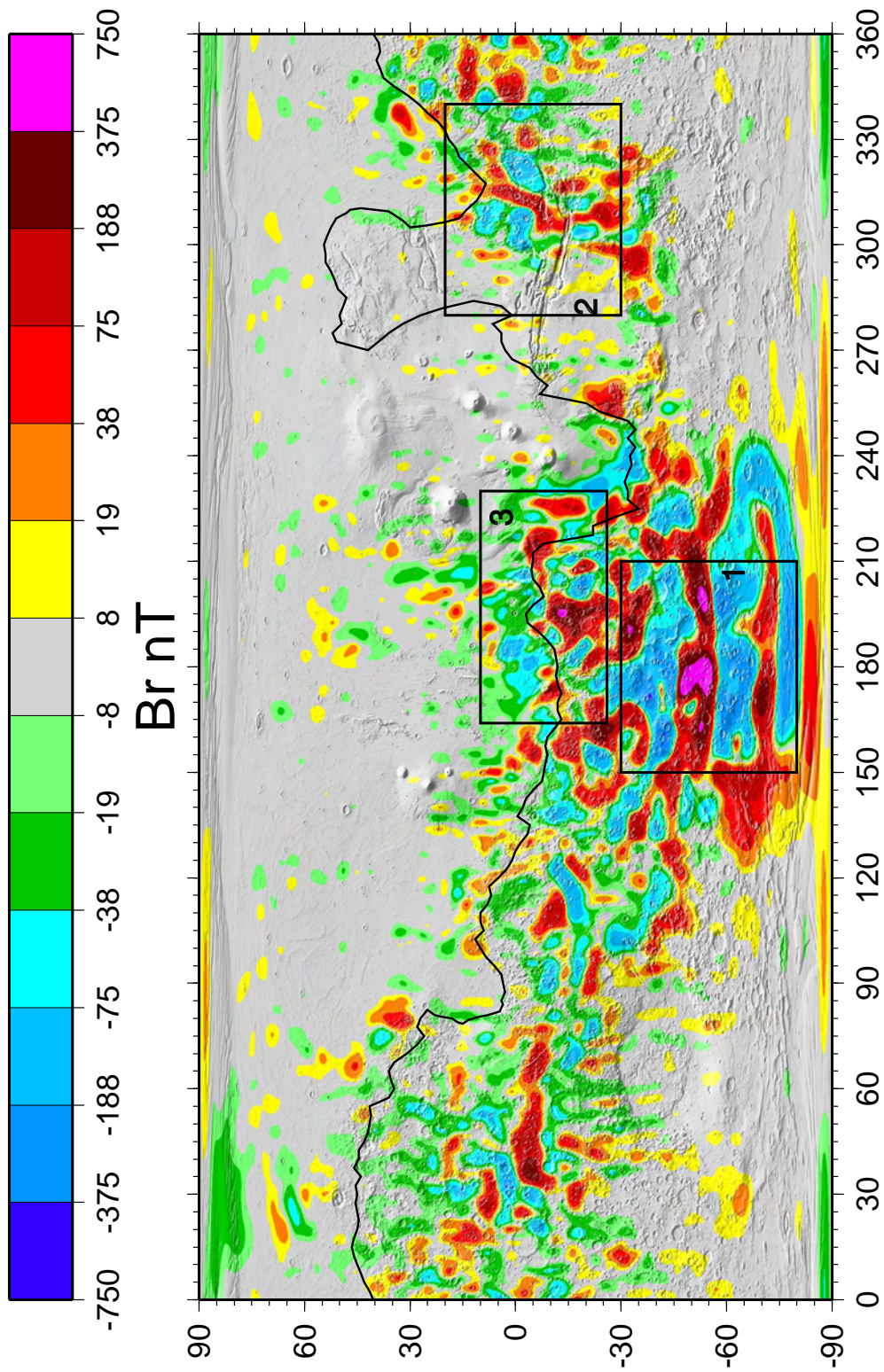


FIG. 8.8 – Le champ vertical recalculé à 200 km au-dessus de la surface martienne.

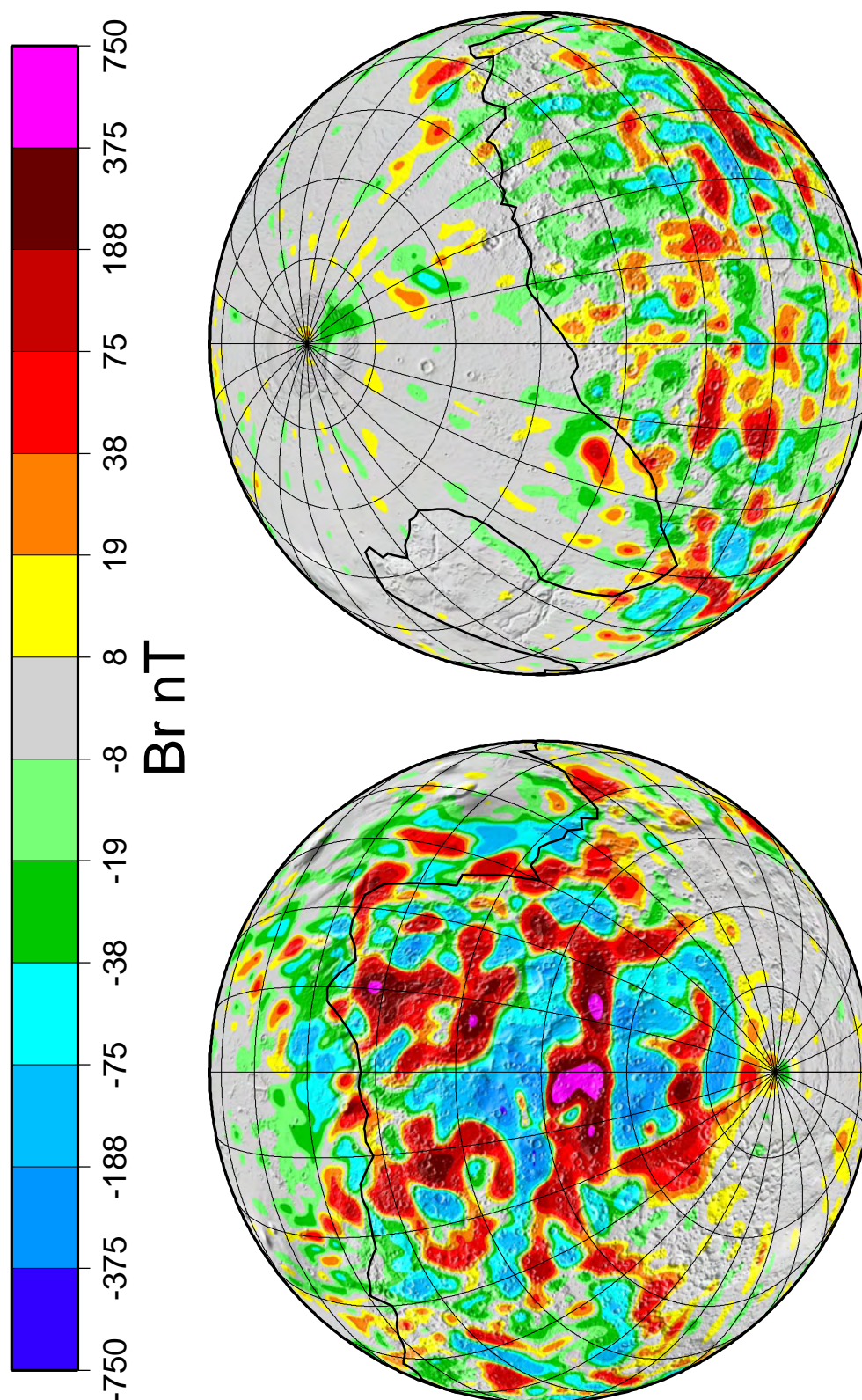


FIG. 8.9 – Le champ vertical recalculé à 200 km au-dessus de la surface martienne. Les vues sont centrées sur $(45^\circ\text{S}, 180^\circ\text{E})$ et sur $(45^\circ\text{N}, 0^\circ\text{E})$.

8.2 Études Locales

Dans cette partie, nous détaillons les résultats obtenus dans quelques régions particulières de Mars (zones encadrées sur la figure 8.8). Les régions auxquelles nous nous sommes intéressés sont au nombre de trois : (1) Terra Cimmeria et Terra Sirenum (de 150°E à 210°E, et de 30°S à 80° S), (2) Valles Marineris (de 280°E à 340°E, et de 20°N à 30°S), et (3) Lucus Planum (de 164°E à 230°E, et de 10°N à 26°S). Les études présentées ici sont limitées géographiquement, car la taille maximale de la matrice est imposée par les ordinateurs à notre disposition.

8.2.1 Terra Cimmeria et Terra Sirenum

Terra Cimmeria et Terra Sirenum sont deux régions adjacentes de l'hémisphère sud martien, localisées respectivement autour de (34°S, 145°E) et de (37°S, 200°E), avec des diamètres environ égaux à 2200 km. C'est au-dessus de ces régions que MGS a enregistré le champ magnétique le plus fort, avec des valeurs atteignant jusqu'à ± 1400 nT à une altitude de 95 km.

C'est une région très cratérisée, comme on peut le voir sur la figure 8.10 : le cratère Copernicus, par exemple, a un diamètre de 300 km. Les roches de cette région semblent être surtout faites de basaltes. La surface de cette région est également caractérisée par de longues rides, linéaires ou sinueuses, qui mesurent en général quelques kilomètres de largeur sur quelques dizaines de kilomètres de longueur. Ces rides seraient liées à des coulées rapides et très localisées de lave peu visqueuse, recouvrant toutes les unités géologiques voisines, sauf quelques unes, plus jeunes. C'est probablement l'une des régions les plus anciennes de Mars.

Les critères de sélection des données sont reprises dans le tableau 8.3. La zone de sélection des données dépasse de 25° celle des dipôles, afin de minimiser les effets de bord. Toutes les cellules ont été utilisées, en attribuant à chacune d'entre elles une erreur égale à 3 nT (Acuña *et al.*, 1999). Nous avons cherché l'aimantation de 8948 dipôles, supposés radiaux, avec un espacement moyen de 0,43° (ou 25 km, soit un paramètre de bande égal à 150). La matrice résultante contient $1,81 \cdot 10^8$ éléments.

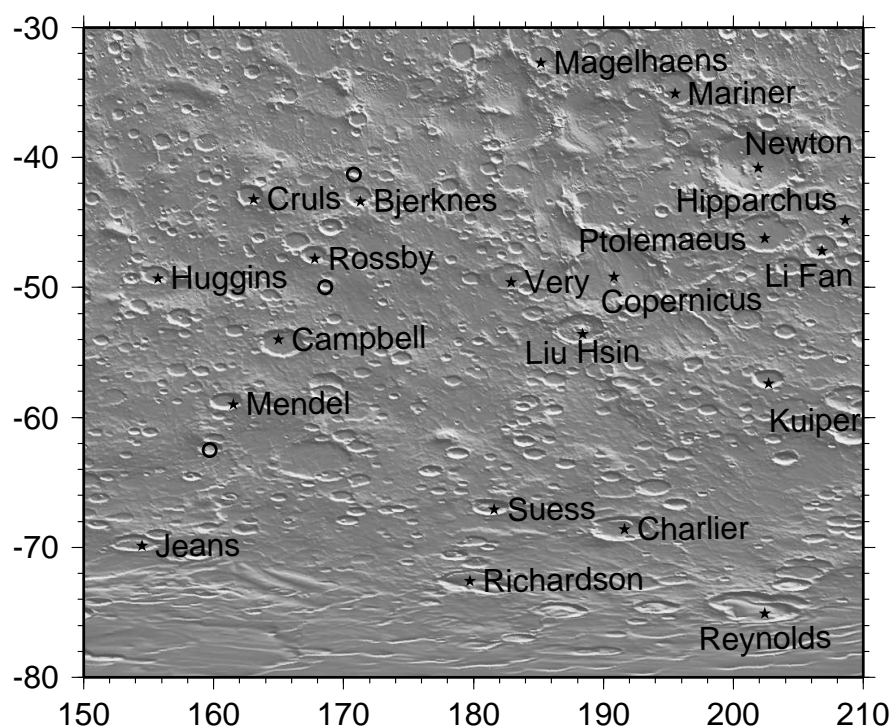


FIG. 8.10 – Vue de Terra Sirenum et de Terra Cimmeria. Les principaux cratères sont indiqués par des étoiles, d'autres (sans nom) par des cercles.

Données		Cellules		
Type	Nombre	Taille	Remplies	Utilisées ($\pm 25^\circ$)
AB	372847	$0,5^\circ \times 0,5^\circ \times 10 \text{ km}$	20863	64355

TAB. 8.3 – Sélection des données pour la région de Terra Cimmeria et Terra Sirenum.

Nous avons représenté sur la figure 8.11 l'évolution des extrêmes et des moyennes de l'aimantation des dipôles équivalents. Cette figure montre que les extrêmes suivent un comportement similaire à celui décrit dans le cas global : une croissance rapide (première itération), suivie d'une quasi stabilité (pendant 9 pas d'itération environ), et enfin une assez nette croissance. La solution semble être atteinte après environ une dizaine d'itérations. Cela est confirmé par la figure 8.12,

où nous avons représenté l'évolution du coefficient de corrélation et de l'écart quadratique moyen entre les mesures magnétiques moyennées et les valeurs prédites à chaque itération. La solution n'évolue presque plus après la 10^{ème} itération, où la corrélation est égale à 0,9918 (0,9945 après la 29^{ème} itération).

Le champ magnétique vertical a été calculé à 100 et 200 km d'altitude, en utilisant les modèles obtenus à la 10^{ème} et 29^{ème} itération. Nous discutons de ces deux modèles afin de visualiser l'effet de la divergence des aimantations sur le champ magnétique vertical à différentes altitudes.

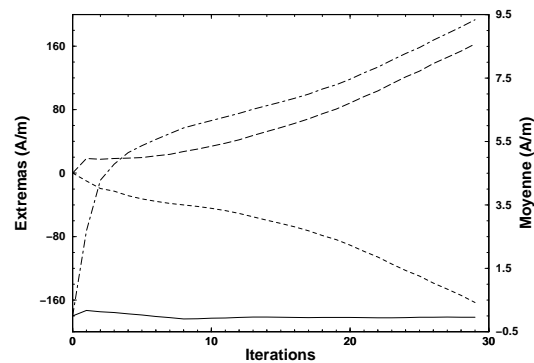


FIG. 8.11 – Évolution des paramètres du modèle d'aimantation au dessus de Terra Cimmeria et de Terra Sirenum. Voir la figure 8.5 pour la légende.

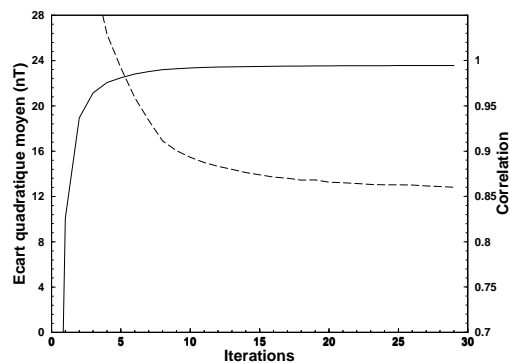


FIG. 8.12 – Évolution de l'écart quadratique moyen (trait pointillé) et du coefficient de corrélation (trait plein) en fonction du pas d'itération.

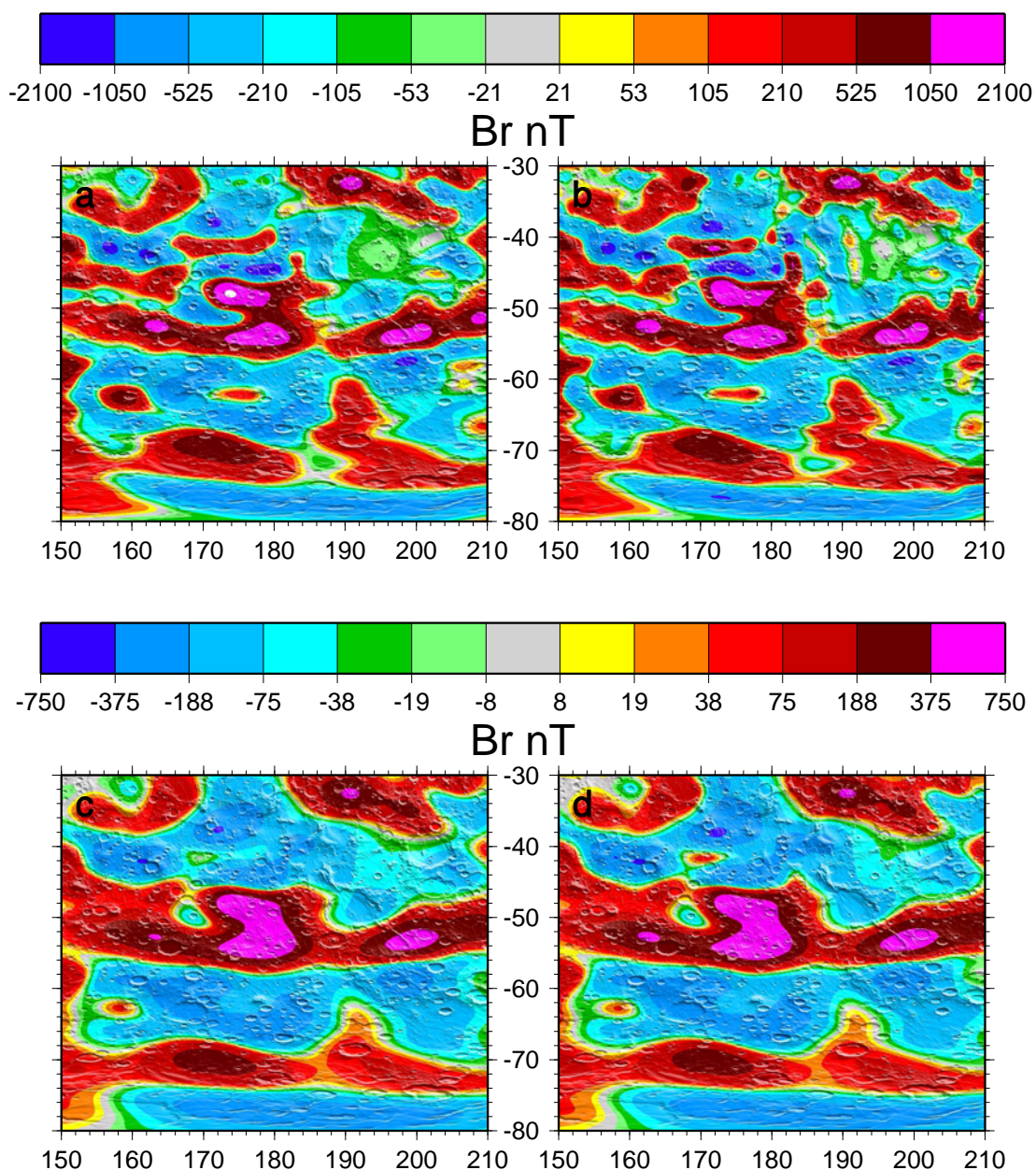


FIG. 8.13 – Champ magnétique vertical recalculé à (a) 100 km après 10 itérations, (b) 100 km après 29 itérations, (c) 200 km après 10 itérations, et (d) 200 km après 29 itérations.

Le champ magnétique à 200 km est identique quelque soit le modèle utilisé (figures 8.13c et 8.13d). Nous retrouvons ainsi une succession de bandes de po-

larité opposée et d'extension est-ouest, quasi-parallèles. Les bordures ouest, sud et sud-est du cratère Copernicus correspondent à un changement brutal de la polarité du champ magnétique vertical observé à 200 km. Au dessus de quelques autres petits cratères, le champ magnétique semble être de polarité opposée à celui qui entoure les cratères (voir par exemple au sud-est de Rossby, au nord de Bjerkness, et au sud de Mendels, notés sur la figure 8.10).

Par contre, l'étude des cartes du champ magnétique à 100 km (figures 8.13a et 8.13b) montre une certaine dépendance du champ magnétique par rapport au nombre d'itérations : le modèle obtenu après 29 itérations introduit beaucoup de biais, très localisés, rendant la distribution des anomalies magnétiques très hachée (cela est plus visible dans la partie nord-est de la carte). Pour cette raison, nous avons choisi de baser nos interprétations sur le modèle calculé après 10 itérations.

La plupart des anomalies observées à 200 km sont également présentes à 100 km, mais beaucoup d'entre elles sont plus localisées. Cela pourrait signifier une origine plus superficielle de certains corps, notamment au sud-est de Rossby, au nord de Bjerkness, et au sud de Mendels. Ainsi, l'anomalie centrale se sépare en deux corps distincts, l'un au nord et l'autre au sud, celui du nord apparaissant plus aimanté.

Avant de poursuivre plus avant la discussion de cette carte, il convient d'introduire quelques notions sur les phénomènes de désaimantation par impact. En effet, les cratères d'impact sont souvent associés à une excavation et à une vaporisation de matériel, et également à de la fusion partielle (Melosh, 1989). Un impact dans des terrains aimantés va entraîner une baisse de l'aimantation locale, à cause de l'éjecta, de la désaimantation thermique (si la température dépasse celle de Curie et s'il n'existe pas de champ magnétique principal lors de l'impact), de la désaimantation de choc (Cisowski et Fuller, 1978), et de la rotation de blocs due à la fragmentation (Beals *et al.*, 1963). Ces effets ont fréquemment été observés sur la Terre (Pilkington et Grieve, 1992). Nous pouvons donc essayer de déterminer l'âge relatif d'un cratère d'après l'anomalie magnétique enregistrée à son aplomb par rapport à celle des terrains environnants.

Le champ magnétique au-dessus du cratère Copernicus est de polarité inverse à celui qui l'entoure (seule la bordure nord-est est de même polarité). Le

cratère Newton semble se trouver au sein d'une zone faiblement aimantée. C'est un cratère relativement profond, auquel une forte anomalie gravimétrique est associée (voir la figure 8.14, d'après le modèle de Lemoine *et al.* (2001), mais aussi présente dans le modèle de Yuan *et al.* (2001)). C'est l'une des plus fortes anomalies gravimétriques négatives de l'hémisphère sud, si l'on excepte les cratères Hellas et Argyre. Cependant de nombreux cratères ne sont pas associés à de tels changements de polarité du champ magnétique, comme c'est le cas pour les cratères Mariner, Magelhaens, Charlier ou Reynolds.

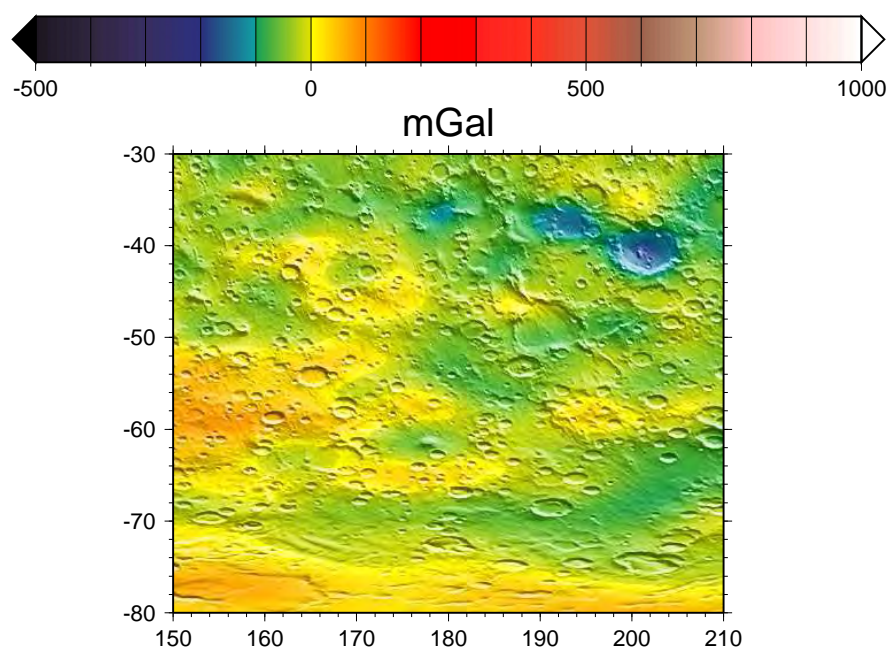


FIG. 8.14 – Anomalies gravimétriques, d'après Lemoine *et al.* (2001).

La morphologie du champ magnétique vertical au-dessus et autour de Copernicus suggère que l'impact est postérieur à la mise en place de l'anomalie positive au sud, mais synchrone à la mise en place de l'anomalie négative au nord. L'impact à l'origine du cratère Newton serait lui postérieur à la dynamo martienne, comme cela est suggéré par le faible champ mesuré à l'aplomb du cratère. Les autres impacts cités précédemment seraient contemporains avec la mise en place des anomalies environnantes, le champ magnétique vertical enregistré à leur aplomb

étant similaire à celui enregistré autour. Ces hypothèses doivent être confirmées par des données géologiques et stratigraphiques, mais si celles-ci confirmaient la séquence chronologique suggérée ici, nous disposerions alors de contraintes très fortes pour dater la dynamo et éventuellement caractériser ses échelles temporelles.

8.2.2 Valles Marineris

Valles Marineris est un réseau de vallées d'extension est-ouest qui, pour la plupart, s'alignent le long de l'équateur sur près de 4000 km. Large de 700 km, ces vallées atteignent par endroits 10 km de profondeur. Ce réseau a été nommé ainsi en l'honneur de la mission Mariner 9.

Ce complexe de vallées a été arbitrairement découpé en trois zones : à l'ouest, Noctis Labyrinthus, composé de vallées très encaissées ; au centre le canyon, constitué de plusieurs vallées parallèles les unes aux autres et orientées selon la direction ouest-est (comme Ophir Chasma, Candor Chasma et Melas Chasma) ; à l'est une vaste dépression, encombrée par l'accumulation de blocs rocheux provenant de l'érosion du canyon. Sur la figure 8.15 nous avons représenté les parties centrale et est de Valles Marineris, auxquelles nous nous sommes intéressés.

La formation de Valles Marineris est probablement liée à celle du dôme Tharsis (2,8°N, 246,7°E). Ce dernier s'élève à 11 km d'altitude, et a été formé à la suite d'une montée magmatique qui a soulevé puis fracturé la lithosphère (Lucchitta *et al.*, 1992). Le dôme est ceinturé par un vaste ensemble de failles mesurant entre un et cinq kilomètres de large pour plusieurs centaines de kilomètres de long. Ces fractures de la croûte martienne sont apparues soit lors de la surrection du dôme, soit après, lorsque le dôme s'est affaissé sur lui-même. La direction dominante des grabens qui constituent Valles Marineris est alignée radialement sur le sommet de Tharsis, ce qui confirme le lien entre le dôme Tharsis et Valles Marineris (Plescia et Saunders, 1982), sans toutefois expliquer la grande profondeur des canyons. Une extension crustale localisée (Frey, 1979) et des failles (Tanaka et Golombek, 1989) sont des hypothèses avancées pour expliquer la topographie très marquée de Valles Marineris. La modélisation et l'interprétation du champ magnétique au-dessus de cette région est essentielle. Des fractures éventuelles seraient en effet

visibles, confirmant ainsi des mouvements tectoniques à la surface de Mars.

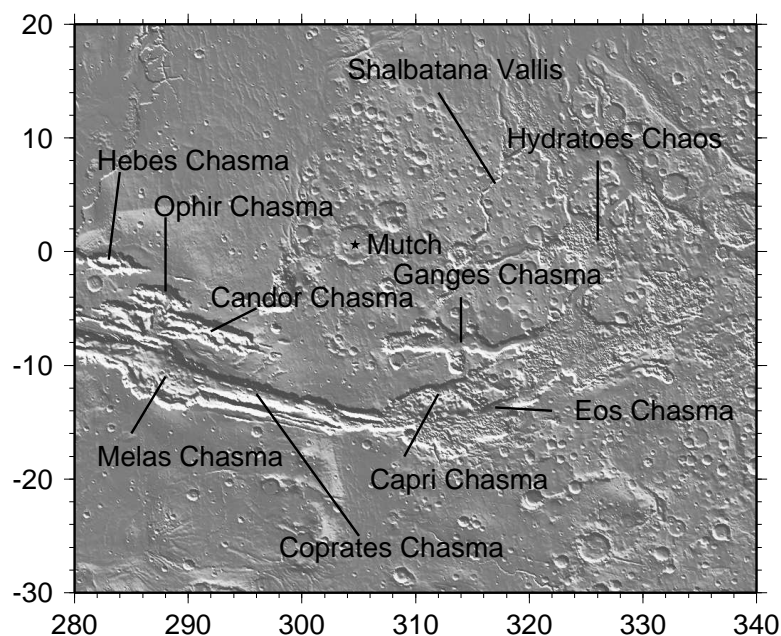


FIG. 8.15 – Vue des parties centrale et est de Valles Marineris.

Nous avons utilisé les données des trois phases orbitales, en nous limitant à une région au-dessus et autour de Valles Marineris. Aucune sélection par rapport à l'heure locale n'a été effectuée pour les données AB et SPO, mais nous n'avons retenu que les données nocturnes de la phase MO (tableau 8.4). Les données retenues sont représentées sur la figure 8.16 pour les phases AB et MO (il n'y a pas de données SPO à l'aplomb des dipôles). Les altitudes sont comprises entre 90 et 430 km, mais seules 15% des mesures ont été effectuées en-dessous de 200 km.

Le paramètre de bande retenu est égal à 130, soit un espacement moyen des dipôles de $0,50^\circ$ (30 km environ), ce qui correspond à 11610 dipôles. Nous n'avons considéré que les mesures du champ vertical, et nous avons supposé des dipôles verticaux. $1,72 \cdot 10^8$ éléments sont retenus dans la matrice.

Données		Cellules		
Type	Nombre	Taille	Remplies	Utilisées ($\pm 25^\circ$)
AB	401218	$0,6^\circ \times 0,6^\circ \times 10\text{km}$	13715	53289
SPO	6903	$0,6^\circ \times 0,6^\circ \times 10\text{km}$	0	1449
MO (noc)	2129912	$0,6^\circ \times 0,6^\circ \times 10\text{km}$	9977	37080

TAB. 8.4 – Critères de sélection des données pour la région de Valles Marineris.

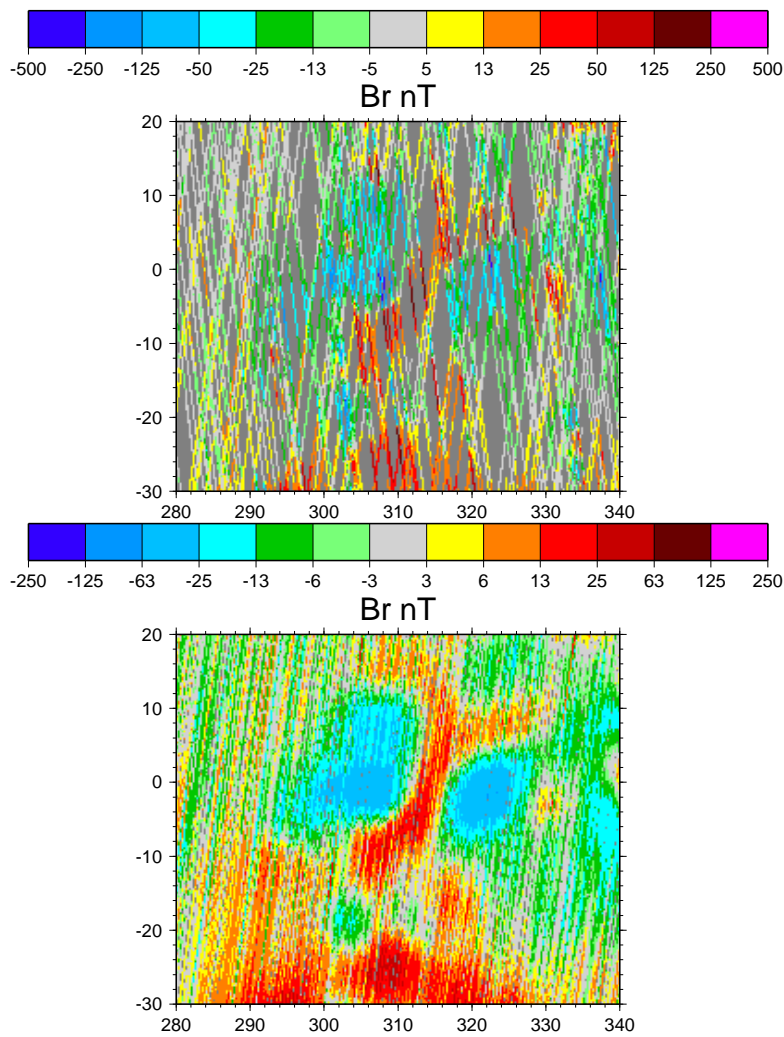


FIG. 8.16 – Données de la phase AB (en haut) et MO (en bas) retenues au-dessus de Valles Marineris. Les échelles sont différentes, car inversement proportionnelles à l'altitude moyenne des données.

La figure 8.17 montre les évolutions de l'écart quadratique moyen et le coefficient de corrélation entre les données moyennées et celles prédites par le modèle résultant à chaque itération. La convergence vers la solution est très rapide : le coefficient de corrélation est égal à 0,947 après 6 itérations, et à 0,957 après 16 itérations. En regardant l'évolution de l'aimantation des dipôles équivalents (figure 8.18), nous constatons que le comportement des extrêmes peut être rapproché de celui observé sur la figure 8.5 : une croissance rapide des extrêmes, suivie d'une stabilité (entre les itérations 3 et 6), et enfin une croissance rapide. Nous présentons deux modèles, ceux calculés après 6 et 16 itérations.

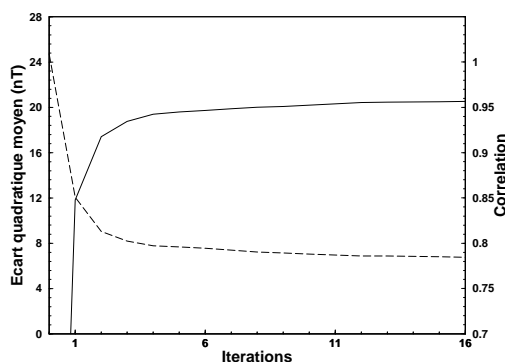


FIG. 8.17 – Évolution de l'écart quadratique moyen (trait pointillé) et du coefficient de corrélation (trait plein) en fonction du pas d'itération.

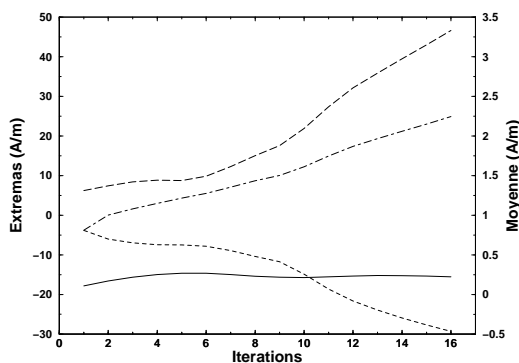


FIG. 8.18 – Évolution des paramètres du modèle d'aimantation au dessus de Valles Marineris. Voir la figure 8.5 pour la légende.

Nous avons calculé le champ magnétique vertical produit par les modèles que nous avons obtenus à 100 et à 200 km. La différence entre les deux modèles est importante à 200 km, cela est lié à la mauvaise distribution des données en-dessous de cette altitude. Ces différences s'accroissent davantage lorsque nous regardons le champ magnétique vertical à 100 km : la succession de petites anomalies de forme oblongue et alignées sur un axe nord-sud est probablement un biais lié au manque de données à haute altitude.

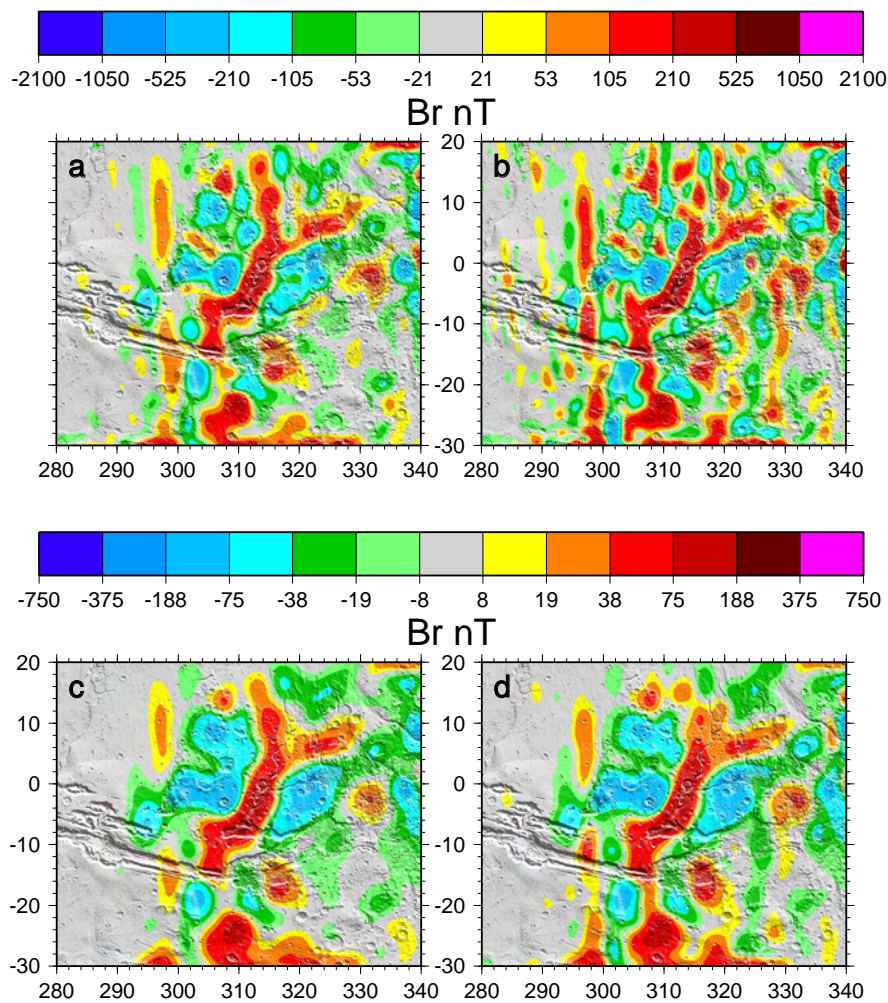


FIG. 8.19 – Champ magnétique vertical recalculé à (a) 100 km après 6 itérations, (b) 100 km après 16 itérations, (c) 200 km après 6 itérations, et (d) 200 km après 16 itérations.

D'une manière générale, le champ magnétique vertical est moins fort dans la partie ouest de Valles Marineris, proche du dôme Tharsis, ce qui est probablement dû au réchauffement thermique de la lithosphère lié au soulèvement du dôme. La partie est de Valles Marineris ne montre pas non plus un champ magnétique vertical important. Mais cela peut signifier que la distribution des directions d'aimantation est trop aléatoire pour qu'un champ magnétique de grande échelle puisse être détectable. Quelques anomalies sont suffisamment robustes pour que nous tentions de les interpréter. Tout d'abord, la principale anomalie, qui suit Shalbatana Vallis, apparaît tronquée à l'aplomb de Coprates Chasma. Elle apparaît également être décalée à l'aplomb de Ganges Chasma. La diminution de l'intensité du champ à l'aplomb de Coprates Chasma (quatre anomalies nord-sud juxtaposées et de signes opposés) peut s'expliquer par le relief : nous avons supposé une épaisseur constante de 40 km pour les dipôles équivalents, alors qu'il y a un canyon profond de 10 km. Toutefois, deux de ces quatre anomalies ne sont pas mises en évidence d'une façon certaine, et il conviendrait de resélectionner plus de données, avec des cellules différentes et des dipôles différents pour confirmer leur persistance. Enfin le cratère Mutch semble se trouver au centre d'une zone moins aimantée, ce qui encore une fois pourrait être le signe d'une désaimantation locale lié à l'impact.

8.2.3 Lucus Planum

Lucus Planum est l'un des nombreux hauts plateaux de la planète Mars. Ces hauts plateaux sont en général situés dans la région équatoriale, ou dans les régions polaires. Lucus Planum est situé près de $(0,0^{\circ}\text{N}, 200,0^{\circ}\text{E})$, avec un rayon d'environ 1500 km (figure 8.20). Sa formation remonte à l'Amazonien. Cette région est très cratérisée au sud, et beaucoup moins au nord et à l'est.

Apollinaris Patera est un volcan situé à $(8,5^{\circ}\text{S}, 174^{\circ}\text{E})$, remarquable car il ne semble pas associé à d'autres alignements de volcans (comme par exemple les volcans Arsia, Pavonis et Ascraeus, à l'est d'Olympus), et ne repose pas non plus sur une zone de faille (comme c'est le cas pour la région Tharsis). Son histoire se décompose en plusieurs phases, avec probablement des premières coulées — basaltiques — datant de l'Hespérien inférieur (ou du Noachien supérieur), mais

avec une activité intermittente durant toute la période Hespérien. Les événements les plus récents ont probablement été plus explosifs, avec des éruptions de roches pyroclastiques et de laves qui ont construit la partie supérieure et plus escarpée du dôme volcanique. Il est important de noter que les derniers événements éruptifs de ce volcan semble être postérieurs à la dynamo martienne. La figure 8.21 montre la distribution des anomalies gravimétriques, d'après Lemoine *et al.* (2001) : le volcan Apollinaris Patera est associé à une anomalie gravimétrique importante, indiquant une origine très profonde du volcan.

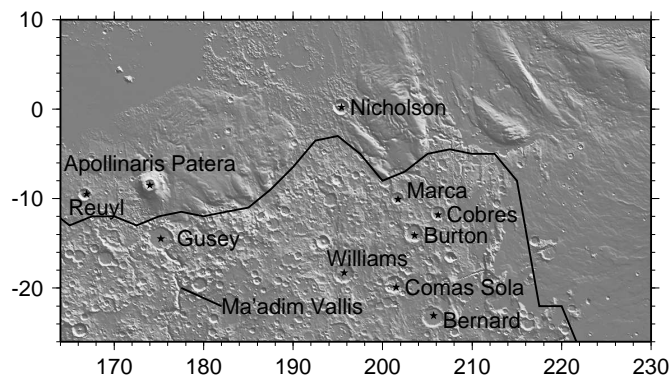


FIG. 8.20 – Vue de Lucus Planum.

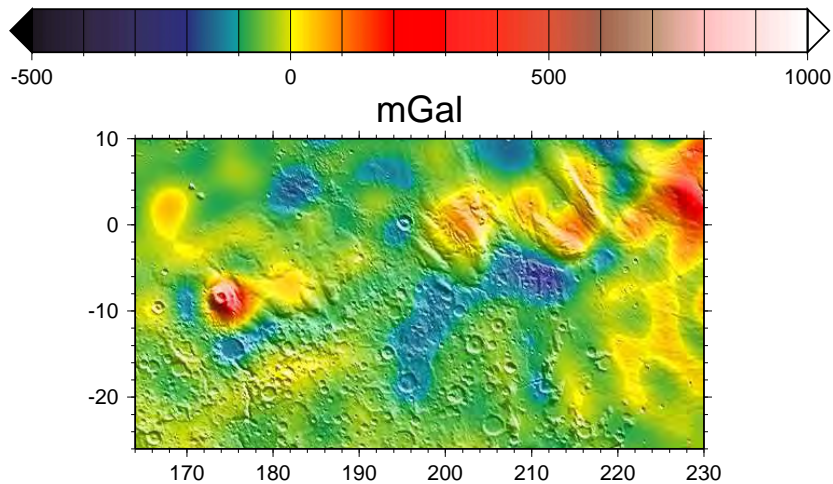


FIG. 8.21 – Cartes des anomalies gravimétriques, d'après Lemoine *et al.* (2001).

Nous avons utilisé les données des phases AB et MO, en ne retenant que les données nocturnes pour cette dernière phase (il n'y a pas de données SPO au-dessus de cette région). Cette sélection de données est résumée dans le tableau 8.5. Nous avons recherché l'aimantation de 8854 dipôles verticaux, espacés de $0,50^\circ$ (ou 30 km, soit un paramètre de bande égal à 130). La matrice d'inversion associée à cette région contient $1,61.10^8$ éléments.

Données		Cellules		
Type	Nombre	Taille	Remplies	Utilisées ($\pm 25^\circ$)
AB	339850	$0,5^\circ \times 0,5^\circ \times 10$ km	11110	55981
MO (noc)	1889465	$0,5^\circ \times 0,5^\circ \times 10$ km	11007	46089

TAB. 8.5 – Sélection des données pour la région de Lucus Planum.

Nous avons observé l'évolution du coefficient de corrélation et de l'écart quadratique moyen entre les données mesurées et celles prédites par nos modèles (figure 8.22), mais aussi l'évolution des extrémas et des moyennes des aimantations calculées en fonction de l'itération (figure 8.23). Le comportement des extrémas de l'aimantation est identique à ceux que nous avons décrits auparavant (figures 8.5, 8.11, et 8.18). Le coefficient de corrélation suit quant à lui un comportement chaotique à partir de la 12^{ème} itération. Pour ces raisons, nous avons décidé de retenir la solution calculée après la 11^{ème} itération : le coefficient de corrélation est égal à 0,980, pour un écart quadratique moyen de 11,48 nT.

Nous avons calculé le champ magnétique vertical à 100 et à 200 km d'altitude, en utilisant les modèles donnés par les 11^{ème} et 72^{ème} itération (figure 8.24). Comme pour les régions décrites auparavant, la différence à 200 km est minime. Par contre, à 100 km, elle est dramatique : les anomalies linéaires d'axe nord-sud ne peuvent être considérées comme probables. Le modèle calculé après la 11^{ème} itération confirme l'anomalie magnétique enregistrée à l'aplomb d'Apolinaris Patera. La région de Lucus Planum (nord-est de la carte) est moins aimantée. Le cratère Nicholson semble être dans une région faiblement aimantée, ce qui pourrait indiquer une désaimantation locale (il faut remarquer l'anomalie gravimétrique associée à ce cratère sur la figure 8.21). Le même phénomène est

observé pour le cratère Gusey, mais pas pour le cratère Williams.

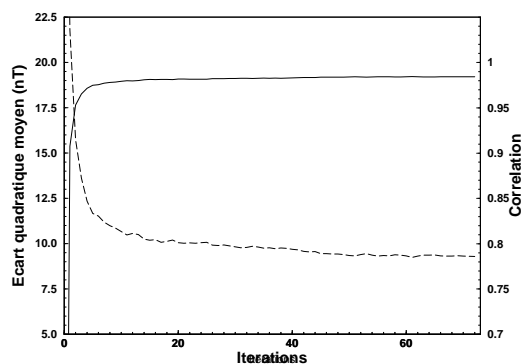


FIG. 8.22 – Évolution de l'écart quadratique moyen (trait pointillé) et du coefficient de corrélation (trait plein) en fonction du pas d'itération.

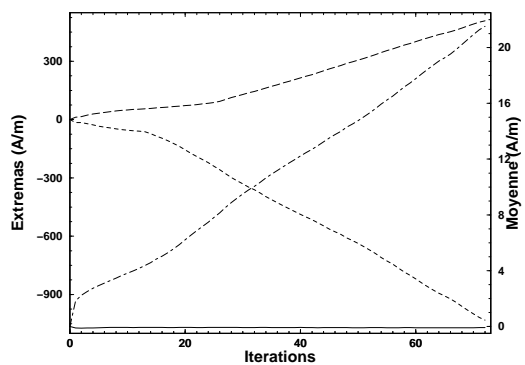


FIG. 8.23 – Évolution des paramètres du modèle d'aimantation au dessus de Lucas Planum. Voir la figure 8.5 pour la légende.

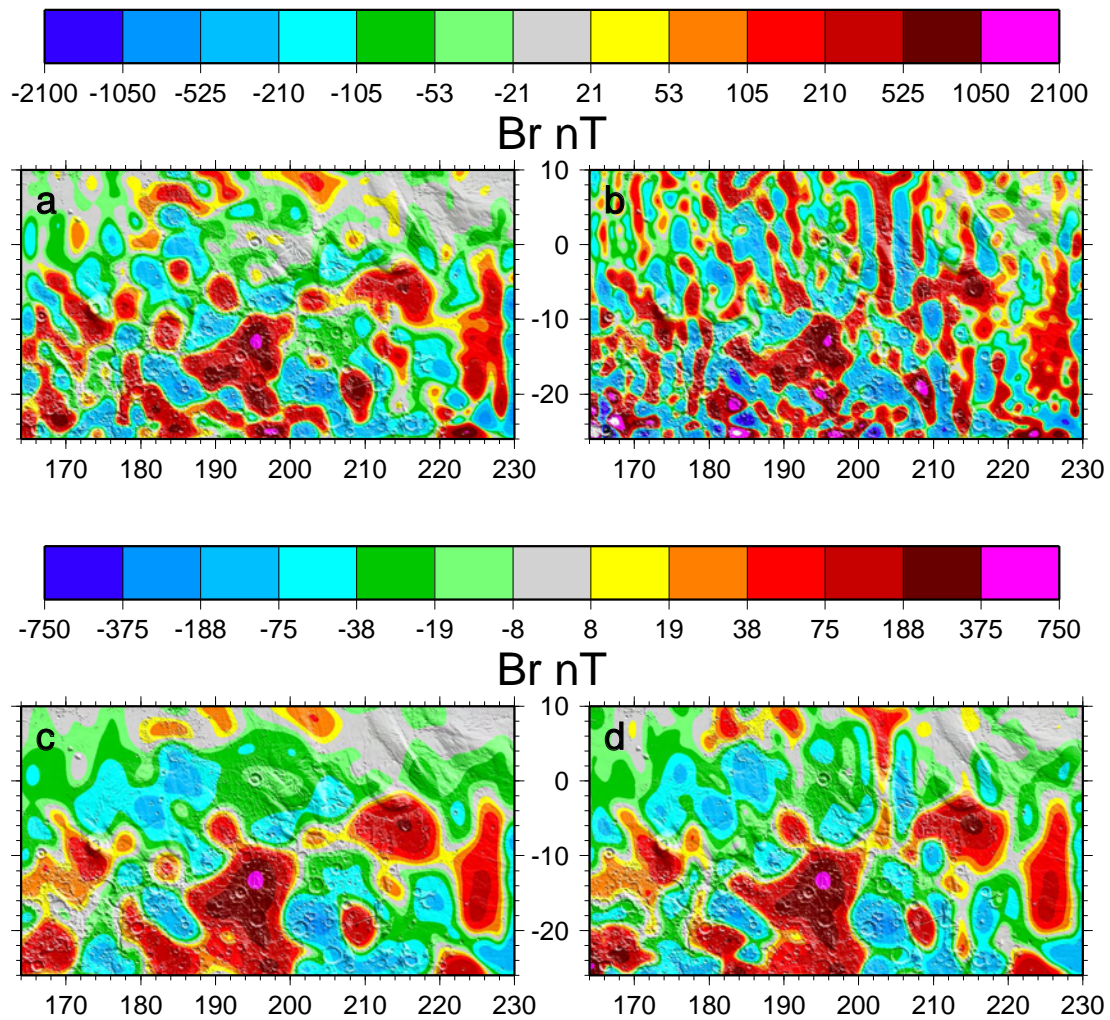


FIG. 8.24 – Champ magnétique vertical recalculé à (a) 100 km après 11 itérations, (b) 100 km après 72 itérations, (c) 200 km après 11 itérations, et (d) 200 km après 72 itérations.

Chapitre 9

Conclusions et perspectives

9.1 Des problèmes à résoudre ...

Les travaux présentés dans cette partie sont basés sur l'exploitation d'une seule composante magnétique des mesures effectuées par la sonde MGS. De plus les mesures utilisées ont toutes été effectuées avant le 1^{er} janvier 2000. Il reste donc de nombreuses données non traitées, dont la redondance avec les mesures de l'année 1999, devrait permettre d'améliorer la description des anomalies déjà mises en évidence.

Les cartes à haute résolution de la composante radiale du champ magnétique (section 8.2) ne couvrent que trois régions de la surface martienne. Les résultats obtenus sont encourageants, car ils permettent de mettre en évidence de nombreuses corrélations entre le champ magnétique et les éléments gravimétriques et géologiques dont nous disposons actuellement. Il est ainsi possible de postuler sur la datation relative de certains cratères d'impact par rapport à leur milieu encaissant.

Les études menées ici sont à compléter. Tout d'abord, nous pourrions utiliser les trois composantes magnétiques. Dans ce cas, la direction des dipôles peut être laissée libre. La différence entre nos travaux et ceux à trois dimensions réside dans la taille de la matrice à inverser : celle-ci est neuf fois plus grande (trois fois plus de données et trois fois plus de paramètres). Calculer des cartes pour les trois régions décrites dans ce mémoire nécessiterait des ordinateurs dotés d'un

minimum de 10 Go de mémoire vive ; cela est possible sur des super calculateurs de type Cray.

L'étude tridimensionnelle de l'aimantation de la surface de Mars devrait apporter plus de contraintes sur la description du champ magnétique martien et sur les processus dynamiques de la mise en place des structures géologiques. Les corrélations entre la topographie et la composante verticale du champ sont-elles également présentes dans les autres composantes ? Y-a t'il un lien entre l'orientation des dipôles et leur localisation géographique ? Peut-on déterminer la position d'éventuels paléopôles à partir des directions d'aimantation, dans l'hypothèse d'un champ induit dipolaire, et ainsi reconstituer les mouvements tectoniques éventuels comme nous le faisons sur la Terre ? Et surtout, est-ce que ces modèles permettront de confirmer (ou d'infirmer) les différentes hypothèses émises jusqu'ici sur la dynamo martienne (voir Stevenson (2001) pour une bibliographie).

Une autre approche envisageable est celle utilisée en aéromagnétisme. Les anomalies martiennes ont des échelles spatiales telles que ces techniques pourraient être utilisées, pour déterminer la profondeur et l'épaisseur des sources. Il serait également possible d'utiliser la loi de décroissance du champ magnétique avec le cube de la distance pour déterminer de façon globale une "épaisseur magnétique" de la lithosphère martienne.

D'autres questions importantes, comme la composition minéralogique de la lithosphère, et le lien avec les fortes anomalies, devront trouver des réponses. Le fer, dans des minéraux aimantés tels que la magnétite ou l'hématite, est très fréquemment associé à d'autres minéraux, comme le titane, l'uranium, le zinc, le cuivre, . . . , autant de minéraux qui pourront, un jour, être exploités par l'homme (Purucker et Clark, 2000).

9.2 . . . avec de nouvelles missions

Les futures missions d'exploration spatiale martienne devraient permettre de faire des avancées importantes en ce qui concerne notre connaissance de Mars.

La prochaine mission, Mars Odissey, qui doit se placer en orbite le 13 octobre 2001, embarque une expérience de spectrométrie. La cartographie globale de la

composition élémentaire de la surface martienne, avec une précision d'au moins 10% et une résolution spatiale de 300 km, sera alors possible. Une vingtaine d'éléments majeurs (dont le silicium, l'oxygène, le fer, le magnésium, le potassium, l'aluminium, le calcium, le soufre et le carbone), ainsi que des éléments mineurs et des éléments trace pourront être détectés. La distribution de l'eau en surface et sa présence dans le proche sous-sol sera étudiée, ainsi que la composition élémentaire des calottes polaires permanentes et l'épaisseur et la variation des calottes polaires saisonnières.

Nozomi, qui devrait arriver en orbite autour de Mars en janvier 2004, fournira une nouvelle cartographie magnétique, avec des paramètres orbitaux différents de ceux de MGS. La mission européenne Mars Express, dont le lancement est prévu pour 2003, devra par exemple étudier la topographie, la morphologie et la géologie de la surface martienne à haute résolution (10 mètres/pixel), dresser une carte minéralogique globale et à haute résolution (100 mètres/pixel), étudier le sous-sol martien à l'échelle du kilomètre, pour y déceler en particulier de l'eau ou de la glace. NetLander (mission internationale, dont le lancement est prévu en 2007) doit emporter à la surface de Mars un réseau miniature (4 stations) d'observatoires géophysiques, avec notamment des sismomètres très large bande, des magnétomètres, des stations météorologiques. Cette mission apportera des éléments nouveaux quant à la structure interne de la planète. Enfin, Mars Sample Return (mission "retour d'échantillons"), dont le lancement est continuellement retardé, apportera des informations sur la composition chimique et minéralogique de la lithosphère superficielle martienne, et sur l'intensité rémanente des échantillons collectés.

La réussite de toutes ces missions (et de celles, nombreuses, non citées ici mais que le lecteur pourra trouver sur le site internet de Stéphane Labrot¹) est essentielle, car l'échec d'une seule mission peut provoquer le report et même l'annulation des autres missions.

¹<http://www.nirgal.net/>

Conclusions générales

page blanche

Chapitre 10

10.1 La Terre, Mars, . . .

La modélisation du champ magnétique de la Terre et de celui de Mars nécessitent de techniques différentes. Comme nous l'avons indiqué dans le chapitre 7, l'emploi des harmoniques sphériques pour la description du champ magnétique martien est difficile, car le calcul de tels modèles requière des données réparties de façon homogène sur une coquille située à une altitude constante, donc sur des orbites circulaires ou quasi circulaires. Le satellite MGS est quant à lui sur une orbite faiblement excentrique ($1,5 \cdot 10^{-2}$), avec un périégée toujours localisé au voisinage du pôle sud (l'argument du périégée est constant pendant la période considérée). Les mesures ne sont donc pas effectuées à une altitude constante.

Il est néanmoins possible de calculer un modèle en harmoniques sphériques, en utilisant des valeurs magnétiques prédites par notre modèle de dipôles équivalents verticaux. La grille synthétique est calculée à une altitude de 200 km, avec une résolution angulaire égale à 2° . Seule la composante B_r est utilisée. Le modèle en harmoniques sphériques est calculé à l'altitude des données, soit 200 km (le rayon de référence a de l'équation 2.6 est 3593,5 km). Le degré maximum du développement est égal à 64, pour rester comparable aux modèles calculés pour la Terre.

Nous présentons sur la figure 10.1 les spectres d'énergie du champ géomagnétique à la surface de la Terre (d'après le modèle M102389 de Cain *et al.* (1989)), et celui correspondant à notre modèle martien à l'altitude des mesures (Mohamed Hamoudi, communication personnelle). Nous représentons également le spectre

d'énergie du champ magnétique martien à différentes altitudes : à la surface de Mars, et à des profondeurs égales à 50 km et à 100 km.

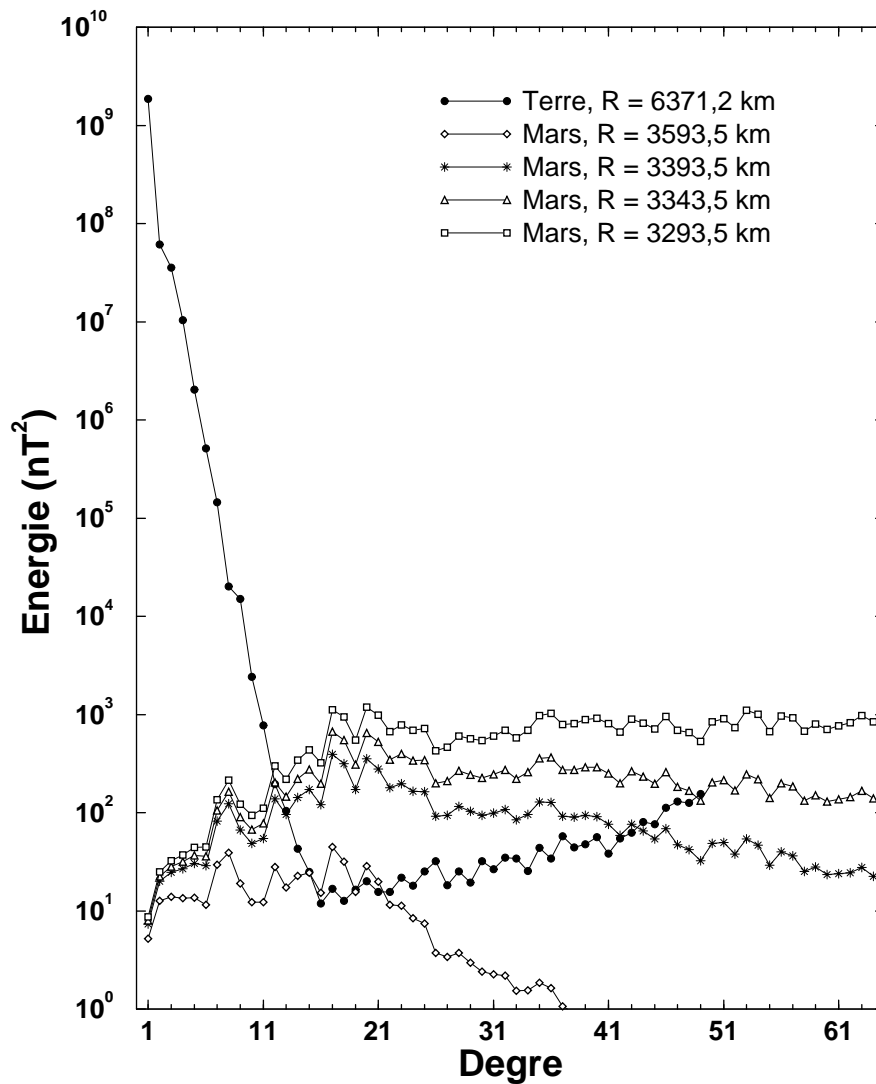


FIG. 10.1 – Spectres d'énergie du champ magnétique terrestre et du champ magnétique vertical martien.

Ces spectres confirment l'absence d'un champ magnétique planétaire pour Mars. En effet, les termes du développement en harmoniques sphériques de degré inférieur à 15 ne sont pas énergétiques par rapport à ceux du modèle terrestre, et par rapport aux termes martiens de degré supérieur à 15. La morphologie du spectre en deçà de ce degré indique plutôt des sources proches du rayon

de référence. Ces sources peuvent être assimilées soit à une source magnétique externe, soit à un bruit au niveau du satellite. Au delà du degré 15, le spectre martien à la surface n'est pas plat ; il tend même vers 0. Ce comportement signifie que les sources magnétiques ne se trouvent pas à la surface de Mars, mais plutôt en dessous, vers une profondeur égale à 100 km. Cette conclusion est confirmée par les spectres calculés à des profondeurs de 50 et 100 km.

Ces résultats confirment nos hypothèses, même si celles-ci sous-estimaient la profondeur des sources équivalentes. Il apparaît que le champ magnétique (vertical) martien est 10 fois supérieur au champ magnétique terrestre pour des longueurs d'onde spatiales proches de 1300 km, correspondant à l'extension longitudinale des fortes anomalies de l'hémisphère sud.

L'apport de la combinaison des techniques décrites dans ce mémoire est considérable. Loin d'être concurrentes, elles sont complémentaires, puisque l'une et l'autre mènent à des résultats qui concernent des longueurs d'onde spatiales différentes. La caractérisation du champ magnétique lithosphérique de la Terre reste imprécise. L'utilisation conjointe des mesures de Ørsted avec celles de MAGSAT, de CHAMP ou de SAC-C, mais aussi avec les mesures d'observatoires, devraient améliorer la résolution des modèles, et donc par conséquent notre compréhension du champ magnétique terrestre serait accrue. Concernant le champ magnétique martien, il reste aussi beaucoup à faire, notamment mieux appréhender les corrélations entre la morphologie du champ magnétique martien avec la topographie, et dans le futur avec les données géologiques, thermiques, et tectoniques. Dans nos études sur les champs magnétiques martiens et terrestres, nous avons négligé le champ externe, mais celui-ci pourrait apporter beaucoup d'informations quant à la morphologie des anomalies magnétiques.

La somme de toutes ces contributions devraient permettre d'énoncer des hypothèses sur la datation de la dynamo martienne et de son arrêt. Une information temporelle pourrait en effet être corrélée avec des données thermiques (flux de chaleur à la surface de Mars, refroidissement de la planète, différenciation interne et croissance de la graine solide), ce qui pourrait donner de nouvelles contraintes pour la géodynamo terrestre.

10.2 ... et les autres planètes

Le champ magnétique n'est pas seulement présent sur la Terre et sur Mars, il est en général associé à toutes les planètes possédant des couches fluides électriques en convection et/ou des roches superficielles contenant des minéraux comportant du fer.

Mercury, la plus petite des planètes telluriques (avec un rayon R_M égal à 2440 km), est la planète la plus proche du Soleil. Cette planète possède probablement un noyau interne très important, composé de fer. Le champ magnétique de Mercury est très mal connu, puisque une seule sonde, Mariner 10, est passée à proximité de la planète (en 1974-1975). Les estimations du moment magnétique de la planète oscillent entre 2 et $5 \cdot 10^{12} \text{T} \cdot \text{m}^3$ (Connerney et Ness, 1987), contre $8 \cdot 10^{15} \text{T} \cdot \text{m}^3$ pour la Terre. Cette valeur est comparable avec les estimations faites pour Mars. Il est probable que le champ magnétique mercurien soit d'origine interne, mais rien ne permet de différencier un champ magnétique rémanent ou permanent d'un champ magnétique entretenu par une dynamo (Russel, 1987). C'est l'un des objectifs scientifiques de la mission Bepi Colombo, en cours de développement à l'Agence Spatiale Européenne (ESA)¹. Comme dans le cas de Mars, l'absence ou la présence d'une dynamo interne apporterait des informations sur la structure interne de Mercury, son évolution thermique, mais aussi sur la dynamo terrestre.

Une autre planète est actuellement la source de "convoitises" spatiales. Il s'agit de Vénus, la planète la plus proche de la Terre. Il est probable que Vénus ne possède pas de noyau interne solide (Stevenson, 1983). Vénus est géologiquement active. Sa surface est recouverte de volcans, de montagnes et de quelques grands cratères météoritiques. La température à sa surface (470°) est sous le point Curie de quelques minéraux, comme la magnétite (580°). Le moment magnétique de cette planète, estimé d'après les mesures effectuées notamment par les sondes Venera 9 et Venera 10 (1975), et par Pioneer Venus (1978). Si les premiers résultats indiquaient une dynamo faible (Dolginov *et al.*, 1976), les signes d'un champ magnétique planétaire ne sont maintenant plus très clairs (Russel, 1987). La mis-

¹http://solarsystem.estec.esa.nl/projects/mercury_cornerstone.htm

sion Lavoisier, à l'étude à l'ESA, devrait apporter une réponse définitive quant à l'existence d'une dynamo sur Vénus et à la persistance d'un champ magnétique crustal, qui pourrait être éventuellement utiliser pour définir les propriétés d'une dynamo passée.

La combinaison des études terrestres (satellites et observations à la surface), et des études extra-planétaires spatiales ou in-situ permettra peut-être un jour d'apporter suffisamment de contraintes pour mieux comprendre les phénomènes liés à l'origine et à l'évolution du champ magnétique terrestre.

Bibliographie

- Achache, J., A. Abdtout, et J.L. Le Mouél, The downward continuation of MAGSAT crustal anomaly field over Southeast Asia, *J. Geophys. Res.*, **92**, pp. 11584-11596, 1987.
- Achache, J., Y. Cohen, et G. Unal, The French program of circumterrestrial magnetic surveys using stratospheric balloons, *EOS, Trans. Amer. Geophys. Union*, **72**, pp. 97-101, 1991.
- Acuña, M.H., C.S. Scarce, J.B. Seek, et J. Scheifele, The MAGSAT vector magnetometer — a precision fluxgate magnetometer for the measurement of the geomagnetic field, *NASA TM 79565*, 1978.
- Acuña, M.H., J.E.P. Connerney, P. Wasilewsky, R.P. Lin, K.A. Anderson, C.W. Carlson, J. McFadden, D.W. Curtis, H. Rème, A. Cros, J.L. Médale, A. Sauvaud, C. D'Uston, S.J. Bauer, P. Cloutier, M. Mayhew et N.F. Ness, Mars Observer magnetic fields investigation, *J. Geophys. Res.*, **97**, pp. 7799-7814, 1992.
- Acuña, M.H., J.E.P. Connerney, P. Wasilewski, R.P. Lin, K.A. Anderson, C.W. Carlson, J. McFadden, D.W. Curtis, D. Mitchell, H. Rème, C. Mazelle, J.A. Sauvaud, C. d'Uston, A. Cros, J.L. Medale, S.J. Bauer, P. Cloutier, M. Mayhew, D. Winterhalter, et N.F. Ness, Magnetic field and plasma observations at Mars : initial results of the Mars Global Surveyor mission, *Science*, **279**, pp. 1676-, 1998
- Acuña, M.H., J.E.P. Connerney, N.F. Ness, R.P. Lin, D. Mitchell, C.W. Carlson, J. McFadden, K.A. Anderson, H. Rème, C. Mazelle, D. Vignes, P. Wasilewski,

- et P. Cloutier, Global distribution of crustal magnetization discovered by the Mars Global Surveyor MAG/ER experiment, *Science*, **284**, pp. 790-793, 1999.
- Acuña, M.H., Digital, layered map of Mars crustal magnetization, <http://mgs-mager.gsfc.nasa.gov/>, 1,4 Mo, 2000.
- Alexandrescu, M., C. Ha Duyen, et J.L. Le Mouël, Geographical distribution of magnetic observatories and field modelling, *J. Geomag. Geoelectr.*, **46**, pp. 891-901, 1994.
- Alexandrescu, M., S. Gilder, V. Courtillot, J.L. Le Mouël, et D. Gilbert, Looking back on a half century of repeat magnetic measurements in France, *EOS, Trans. Amer. Geophys. Union*, **80**, pp. 25-26, 1999.
- Antoniadi, E.M., La planète Mars 1659-1929, Ed. Herman et Cie, Paris, 1930.
- Arkani-Hamed, J., Magnetization of the oceanic crust beneath the Labrador Sea, *J. Geophys. Res.*, **95**, pp. 7101-7110, 1990.
- Arkani-Hamed, J., R.A. Langel, et M.E. Purucker, Scalar magnetic anomaly maps of Earth derived from POGO and MAGSAT data, *J. Geophys. Res.*, **99**, pp. 24075-24090, 1994.
- Backus, G.E., Applications of a non-linear boundary value problem for Laplace's equation to gravity and geomagnetic intensity surveys, *Quart. J. Mech. Appl. Math.*, **21**, pp. 195-221, 1968.
- Backus, G.E., Non-Uniqueness of the external field determined by surface intensity measurement, *J. Geophys. Res.*, **75**, pp. 6339-6341, 1970.
- Backus, G.E., Determination of the external geomagnetic field from intensity measurements, *Geophys. Res. Lett.*, **1**, pp. 21, 1974.
- Backus, G., R. Parker, et C. Constable, Foundations of geomagnetism, Cambridge University Press, 1996.

- Barracough, D.R., B.M. Holder, et S.R.C. Malin, The IGS proposal for the new International Geomagnetic Reference Field, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **55**, pp. 111-121, 1982.
- Barracough, D.R., A comparison of satellite and observatory estimates of geomagnetic secular variation, *J. Geophys. Res.*, **90**, pp. 2523-2526, 1985.
- Barracough, D.R., International Geomagnetic Reference Field : the fourth generation, *Phys. Earth Planet. Int.*, **48**, pp. 279-293, 1987.
- Barracough, D.R., L.D. Williams, et J.M. Quinn, US/UK candidates for the Definitive Geomagnetic Reference Field model DGRF-85 and the predictive International Geomagnetic Reference Field model IGRF-90, *J. Geomag. Geoelectr.*, **44**, pp. 719-734, 1992.
- Barton, C.E., International Geomagnetic Reference Field : the seventh generation, *J. Geomag. Geoelectr.*, **49**, pp. 123-148, 1997.
- Beals, C.S., M.J.S. Innes, et J.A. Rottenburg, Fossil meteorit craters, dans *The Moon, meteorites and comets*, édité par B.M Middlehurst, pp. 235-284, University of Chicago Press, 1963.
- Biot, Sur la direction de l'aiguille aimantée en Chine, et sur les aurores boréales observées dans ce même pays, *C. R. Acad. Sci.*, **19**, 1844.
- Bloxham, J., et D. Gubbins, Geomagnetic field analysis IV, Testing the frozen flux hypothesis, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **84**, pp. 139-152, 1986.
- Bloxham, J., D. Gubbins, et A. Jackson, Geomagnetic secular variation, *Proc. Trans. R. Soc. Lond.*, **A329**, pp. 415-502, 1989.
- Bondar, T.N., et V.P. Golovkov, IZMIRAN candidate models for DGRF 1985, IGRF 1990 and a secular variation forecast for the 1990-1995 period, *J. Geomag. Geoelectr.*, **44**, pp. 709-718, 1992.
- Bullard, C.E., The stability of a homopolar dynamo, *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, **51**, pp. 744-760, 1955.

- Cain, J.C., W.E. Daniels, S.J. Hendricks, et D.C. Jensen, An evaluation of the main geomagnetic field, 1940-1962, *J. Geophys. Res.*, **70**, pp. 3647-3674, 1965.
- Cain J.C., S.J. Hendricks, R.A. Langel, et W.V. Hudson, A proposed model for the International Geomagnetic Reference Field — 1965, *J. Geomag. Geoelectr.*, **19**, pp. 335-355, 1967.
- Cain, J.C, et R.A. Langel, Geomagnetic survey by the Polar-Orbiting Geophysical Observatories, *IAGA Bulletin*, **28**, pp. 65-75, 1971.
- Cain, J.C., J. Frayser, L. Muth et D. Schmitz, The use of Magsat data to determine secular variation, *J. Geophys. Res.*, **88**, pp. 5903-5910, 1983.
- Cain, J.C, Z. Wang, C. Kluth, et D.R. Schmitz, Derivation of geomagnetic model to $n=63$, *Geophys. Jour.*, **97**, pp. 431-441, 1989.
- Chapman, S., et J. Bartels, Geomagnetism, Vols. 1 et 2., Oxford University Press, Oxford, 1940, 1962 (2^{nde} édition).
- Cisowski, S.M., et M. Fuller, The effect of shock on the magnetism of terrestrial rocks, *J. Geophys. Res.*, **83**, pp. 3441-3458, 1978.
- Cohen, Y., Traitements et interprétations de données spatiales en géomagnétisme : étude des variations latérales d'aimantation de la lithosphère terrestre, Thèse, Université de Paris VII, Paris, 1989.
- Cohen, Y., et J. Achache, New global vector anomaly maps derived from Magsat data, *J. Geophys. Res.*, **95**, pp. 10783-10800, 1990.,
- Cohen, Y., et J. Achache, Contribution of induced and remanent magnetization to long-wavelength oceanic magnetic anomalies, *J. Geophys. Res.*, **99**, pp. 2943-2954, 1994.
- Coleman, R.J., Project MAGNET high-level vector data reduction, dans Types and characteristics of data for geomagnetic field modeling, édité par R.A. Langel et R.T. Baldwin, NASA conference publication 3153, pp. 215-258, 1993.

- Connerney, J.E.P., et N.F. Ness, the magnetic field of Mercury, *dans Mercury*, édité par C. Chapman, Univ. of Arizona Press, Tucson, 1987.
- Connerney, J.E.P., M.H. Acuña, P.J. Wasilewski, N.F. Ness, H. Rème, C. Mazelle, D. Vignes, R.P. Lin, D. Mitchell, et P. Cloutier, Magnetic lineations in the ancient crust of Mars, *Science*, **284**, pp. 794-798, 1999.
- Counil, J.L., Y. Cohen, et J. Achache, The global continent-ocean magnetization contrast, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **103**, pp. 354-354, 1991.
- Courillot, V., J. Ducruix, et J.L. Le Mouél, Sur une accélération récente de la variation séculaire de champ magnétique terrestre, *C. R. Hebd. Séances Acad. Sci. série D*, **87**, pp. 1095-1098, 1978.
- Courillot, V., et J.L. Le Mouél, Time variations of the Earth's magnetic field : from daily to secular, *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, **16**, pp. 389-476, 1988.
- Covington, J., Improvement of equivalent source inversion technique with a more symmetric dipole distribution model, *Phys. Earth Planet. Int.*, **76**, pp. 199-208, 1993.
- Dawson, E., et L.R. Newitt, IGRF comparisons, *Phys. Earth Planet. Int.*, **16**, pp. 1-6., 1978.
- Dolginov, S.S., Y.G. Yeroshenko, L.N. Zhizgov, V.B. Busin, et V.A. Sharova, Preliminary results of magnetic field measurements at pericenter region of Venera 9 satellite, *Pisma Astron. Zh.*, **2**, pp. 88-90, 1976.
- Earth, Planets and Space, Geomagnetic Field Modelling and IGRF 2000, *Earth Planets Space*, **52**, No. 12, pp. 1117-1233, 2000.
- Ferguson, B.B., J.C. Cain, et D. Mozzoni, An $n = 70$ internal potential function of the martian magnetic field, AGU Fall Meeting, San Francisco, 2000.
- Folkner, W.N., C.F. Yoder, D.N. Yuan, E.M. Standish, et R.A. Preston, Interior structure and seasonal mass redistribution of Mars from radio tracking of Mars Pathfinder, *Science*, **278**, pp. 1749-1752, 1997.

- Fougere P.F., Spherical harmonics analysis, 3. The earth's magnetic field, 1900-1965, *J. Geomag. Geoelectr.*, **21**, pp. 685-695, 1969.
- Freeman, K., The pre-socratic philosophers, a companion to diels, Blackwell, Oxford, 1946.
- Frey, H.V., Martian canyons and African rifts : structural comparisons and implications, *Icarus*, **37**, pp. 142-155, 1979.
- Frost, B.R., et P.N. Shive, Magnetic mineralogy of the lower continental crust, *J. Geophys. Res.*, **91**, pp. 6513-6521, 1986.
- Gauss, C.F., 1839, Allgemeine Theorie des Erdmagnetismus, Leipzig.
- Golovkov, V.P., T.N. Bondar, et I.A. Burdelnaya, Spatial-temporal modeling of the geomagnetic field for 1980-2000 period and a candidate IGRF secular-variation model for 2000-2005, *Earth Planets Space*, **52**, pp. 1125-1126, 2000.
- Gubbins, D. et J. Bloxham, Geomagnetic field analysis, III. Magnetic fields on the core-mantle boundary, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **80**, pp. 695-713, 1985.
- Hall, A., Observations and orbits of the satellites of Mars, U.S. Government Printing, 1878.
- Hamoudi, M., J. Achache, et Y. Cohen, Global MAGSAT anomaly maps at ground level, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **133**, pp. 533-547, 1995.
- Hamoudi, M., Prolongement du champ d'anomalies magnétiques MAGSAT aux continents et hétérogénéités de la lithosphère, Thèse, Université de Paris 7, Paris, 1997.
- Hartmann, W.K., R. Strom, S. Weidenschilling, K. Blasius, A. Woronov, M. Dence, R. Grieve, J. Diaz, C. Chapman, E. Shoemaker, et K. Jones, Chronology of planetary volcanism by comparative studies of planetary craters, dans *Basaltic volcanism on the terrestrial planets*, Pergamon Press, pp. 1050-1127, 1981.

- Hide, R., How to locate the electrically conducting fluid core of a planet from external magnetic observations, *Nature*, **271**, pp. 640-641, 1978.
- Hide, R., et S.R.C. Malin, On the determination of the size of the Earth's core from observations of the geomagnetic secular variation, *Proc. R. Soc. Lond.*, **A347**, pp. 15-33, 1981.
- Hildenbrand, T.G., T.G. Blakely, W.J. Hinze, G.R. Keller, R.A. Langel, M. Nabighian et W. Roest, Aeromagnetic survey over U.S. to advance geomagnetic research, *EOS, Trans. Amer. Geophys. Union*, **77**, pp. 265-258, 1996.
- Holme, R., et J. Bloxham, Alleviation of the Backus effect in geomagnetic field modelling, *Geophys. Res. Lett.*, **22**, pp. 1641-1644, 1995.
- Hulot, G., Observations géomagnétiques et géodynamo, Thèse, Université de Paris VII, Paris, 1992.
- Hulot, G., et J.L. Le Mouél, A statistical approach to the Earth's main magnetic field, *Phys. Earth Planet. Int.*, **82**, pp. 167-183, 1994.
- Hulot, G., B. Langlais, C. Eymin et M. Manda, Small scale dynamics of the geodynamo revealed by Ørsted and MAGSAT, soumis à *Nature* (en cours de révision), 2001.
- Hurwitz, L., Secular change coefficients for an IGRF, submitted to Working Group in a letter dated March 15, 1968.
- IAGA, Transactions of the Toronto meeting, Sept 4-14, 1957, *IAGA Bulletin*, **16**, pp 17-20, 1958.
- IAGA commission 2, WG 4, International Geomagnetic Reference Field 1965.0, *J. Geophys. Res.*, **74**, pp. 4407-4408, 1969.
- IAGA Division 1, International Geomagnetic Reference Field 19675.0, *J. Geomag. Geoelectr.*, **27**, pp. 437-439, 1975.
- Ivanov, B.A., Mars/Moon cratering rate ratio estimates, *Composition and origin of cometary materials*, **96**, pp. 87-104, 2001.

- IZMIRAN, Catalogue of measured and computed line up of the geomagnetic field intensity along the orbit of the COSMOS-49 satellite, Part 1, p. 21, Academy of Sciences, URSS, Orlov V.P. (ed.), 1967.
- Jackson, A., The Earth's magnetic field and the core-mantle boundary, Thèse, University of Cambridge, 1989.
- Jankowski, J., et C. Sucksdorff, IAGA Guide on Magnetic Measurements and Observatory Practice, IAGA, Vorsovie, 1996.
- Kelley, M.C., The Earth's ionosphere, plasma physics and electrodynamics, Academic Press, 1989.
- Khokhlov, A., G. Hulot, et J.L. Le Mouël, On the Backus effect — 1, *Geophys. J. Int.*, **130**, pp. 701-703, 1997.
- Khokhlov, A., G. Hulot, et J.L. Le Mouël, On the Backus effect — 2, *Geophys. J. Int.*, **137**, pp. 816-820, 1999.
- Kieffer, H.H., B.M. Jakosky, C.W. Snyder, et M.S. Matthews, Mars, University of Arizona Press, Tucson, 1536 pp., 1992.
- Kim, H.R., R.R.B. von Freese, J.W. Kim, P.T. Taylor, et T. Neubert, Ørsted verifies regional magnetic anomalies of the Antarctic lithosphere, soumis à *Geophys. Res. Lett.*, 2001.
- LaBrecque, J.L., S.C. Cande, et R.D. Jarrard, Intermediate wavelength magnetic anomaly field of the North Pacific and possible source distributions, *J. Geophys. Res.*, **90**, pp. 2549-2564, 1985.
- Lamont, J., Untersuchungen über die richtung and stärke des erdmagnetismus an verschiedenen puncten des Südwestlichen Europa, Munich, 1858.
- Langel, R.A., R.H. Estes, G.D. Mead, E.B. Fabiano, et E.R. Lancaster, Initial geomagnetic field model from MAGSAT vector data, *Geophys. Res. Lett.*, **7**, pp. 793-796, 1980.

- Langel, R.A., et R.H. Estes, A geomagnetic field spectrum, *Geophys. Res. Lett.*, **9**, pp. 250-253, 1982.
- Langel, R.A., R.H. Estes, et G.D. Mead, Some new methodes in geomagnetic field modelling applied to the 1960-1980 epoch, *J. Geomag. Geoelectr.*, **34**, pp. 327-349, 1982.
- Langel, R.A., E.V. Slud, et P.J. Smith, Reduction of satellite magnetic anomaly data, *J. Geophys.*, **54**, pp. 207-212, 1984.
- Langel, R.A., et R.H. Estes, The near-Earth magnetic field at 1980 determined from MAGSAT data, *J. Geophys. Res.*, **90**, pp. 2495-2510, 1985.
- Langel R.A., The main field, *dans* Geomagnetism, édité par J.A. Jacobs, Vol. 1, pp. 249-492, Academic Press, New York, 1987.
- Langel, R.A., D.R. Barraclough, D.J. Kerridge, V.P. Golovkov, T.J. Sabaka, et R.H. Estes, Definitive IGRF models for 1945, 1950, 1955 and 1960, *J. Geomag. Geoelectr.*, **40**, pp. 645-702, 1988.
- Langel, R.A., International Geomagnetic Reference Field : the sixth generation, *J. Geomag. Geoelectr.*, **44**, pp. 679-707, 1992.
- Langel, R.A., R.T. Baldwin, et A.W. Green, Toward an improved distribution of magnetic observatories for modelling the main geomagnetic field and its temporal changes, *J. Geomag. Geoelectr.*, **47**, pp. 475-508, 1995.
- Langel, R.A., T.J. Sabaka, R.T. Baldwin, et J.A. Conrad, The near-Earth magnetic field from magnetospheric and quiet-day ionospheric sources and how it is modeled, *Phys. Earth Planet. Int.*, **98**, pp. 235-267, 1996.
- Langel, R.A., et W.J. Hinze, The magnetic field of the earth's lithosphere, the satellite perspective, Cambridge University Press, 430 pp., 1998.
- Langlais, B., P. Ultré-Guérard, C. Vernin, M.M. Alexandrescu, Y. Cohen et G. Hulot, Ørsted : IPGP commissioning of the OVH magnetometer, OERS.RP0000_0031.IPGP, CNES, 29 pp., 1999.

- Langlais, B., et M. Manda, An IGRF candidate main geomagnetic field model for epoch 2000 and a secular variation model for 2000-2005, *Earth Planets Space*, **52**, pp. 1137-1148, 2000.
- Langlais, B., M. Manda, et P. Ultré-Guérard, High-resolution magnetic field modeling : application to MAGSAT and Ørsted data, soumis à *Phys. Earth Planet. Int.* (en cours de révision), 2001.
- Léger, J.M., Recette en vol de magnétomètre OVH embarqué à bord du satellite Ørsted, CRMAG/OERSTED/REC001/D194, CNES/LETI, 13 pp., 1999.
- Lemoine, F.J., D. E. Smith, D.D. Rowlands, M.T. Zuber, G. A. Neumann, D. S. Chinn, et D.E. Pavlis, An improved solution of the gravity field of Mars (GMM-2B) from Mars Global Surveyor, *J. Geophys. Res.*, **106**, pp. 23359-23376, 2001.
- Le Mouél, J.L., Sur la distribution des éléments magnétiques en France, thèse, Institut de Physique du Globe de Paris, 1969.
- Le Mouél, J.L., V. Courtillot, et J. Ducruix, A solution of some problems in potential theory, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **42**, pp. 251-272, 1975.
- Lilley, F.E.M., et A.A. Day, D'Encastreaux, 1792 : celebrating a bicentennial in geomagnetism, *EOS, Trans. Amer. Geophys. Union*, **74**, pp. 102-103, 1993.
- Longhi, J., E. Knittle, et J.R. Holloway, The bulk composition, mineralogy and internal structure of Mars, dans *Mars*, édité par Kieffer *et al.*, University of Arizona Press, Tucson, pp. 184-208, 1992.
- Loves, F.J., Spatial power spectrum of the main geomagnetic field and extrapolation to the core, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **36**, pp. 717-730, 1974.
- Loves, F.J., Vector errors in spherical harmonic analysis of scalar data, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **42**, pp. 637-651, 1975.
- Loves, F.J., et J.E. Martin, Optimum use of satellite intensity and vector data in modelling the main magnetic field, *Phys. Earth Planet. Int.*, **48**, pp. 183-192, 1987.

- Lowes, F.J., The working of the IGRF 2000 Task Force, *Earth Planets Space*, **52**, pp. 1171-1174, 2000.
- Lowes, F.J., T. Bondar, V.P. Golovkov, B. Langlais, S. Macmillan et M. Manda, Evaluation of the candidate Main Field model for IGRF 2000 derived from preliminary Ørsted data, *Earth Planets Space*, **52**, pp. 1183-1186, 2000.
- Lucchitta, B.K, A.S. McEwen, G.D. Clow, P.E. Geissler, R.B. Singer, R.A. Schultz, et S.W. Squyres, The canyon system on Mars, dans *Mars*, édité par Kieffer *et al.*, University of Arizona Press, Tucson, pp. 453-492, 1992.
- Macmillan, S., et J.M. Quinn, The 2000 revision of the joint UK/US geomagnetic field model and an IGRF 2000 candidate model, *Earth Planets Space*, **52**, pp. 1149-1162, 2000.
- Malin, R.S.C., Coefficients for an IGRF, submitted to Working Group in a letter dated March 11, 1968.
- Malin, S.R.C, et S.B. Pockock, Geomagnetic spherical harmonic analysis, *Pure appl. geophys.*, **75**, pp, 117-132, 1969.
- Manda-Alexandrescu M., D. Gibert, J.L. Le Mouël, G. Hulot G., et G. Saracco, An estimate of average lower mantle conductivity by wavelet analysis of geomagnetic jerks, *J. Geophys. Res.*, **104**, pp. 17735-17745, 1999.
- Manda, M., et B. Langlais, Use of Ørsted scalar data in evaluating the pre-Ørsted main field candidate models for the IGRF 2000, *Earth Planets Space*, **52**, pp. 1167-1170, 2000.
- Manda, M., S. Macmillan, T. Bondar, V. Golovkov, B. Langlais, F. Lowes, N. Olsen, J. Quinn, et T. Sabaka, International Geomagnetic Reference Field — 2000, *Phys. Earth Planet. Int.*, **120**, pp. 39-42, 2000; *Pure appl. geophys.*, **157**, pp. 1797-1892, 2000; *Geophys. J. Int.*, **141**, pp. 259-262, 2000; *EOS, Trans. Amer. Geophys. Union*, **82**, pp.347, 2001.
- Manda, M., E. Bellanger, J.L. Le Mouël, A geomagnetic jerk for the end of 20th century?, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **183**, pp. 369-373, 2000.

- Mandea, M., et B. Langlais, Improved detection of observatory crustal magnetic biases using Ørsted, soumis à *Geophys. Res. Lett.*, 2001.
- Martin, L.J., et R.W. Zureck, An analysis of the history of dust activity on Mars, *J. Geophys. Res.*, **98**, pp. 3221-3246, 1993.
- Maurain, C., Les observations magnétiques en France jusqu'en 1921, *Annales de l'Institut de Physique du Globe de l'Université de Paris et du Bureau Central de magnétisme terrestre*, Presses Universitaires de France, Paris, pp. 9-17, 1922.
- Mayaud, P.N., Derivation, meaning and use of geomagnetic indices, *Am. Geophys. Union*, Geophysical monograph 22, Washington, 1980.
- Mayhew, M.A., Inversion of satellite magnetic anomaly data, *J. Geophys.*, **45**, pp. 119-128, 1979.
- Melosh, H.J, Impact cratering : a geological process, Oxford University Press, 245 pp., 1989.
- Menvielle, M., et A. Berthelier, The derived planetary indices : description and availability, *Rev. of Geophys.*, **29**, pp. 415-432, 1991.
- Mochizuki, E., Y. Yokoyama, I. Shimizu, et Y. Hamano, Spherical harmonic analysis in terms of unevenly distributed observation points and its applications to geomagnetic data, *J. Geomag. Geoelectr.*, **49**, pp. 1013-1033, 1997.
- Moureaux, T., Détermination des éléments magnétiques en France. Nouvelles cartes magnétiques. *Annales du bureau central météorologique de France, Études des orages en France et mémoires divers*, pp. 55-226, Gauthier-Villars, Paris, 1884.
- Nakatsuka, T., Minimum norm inversion of magnetic anomalies with application to aeromagnetic data in the Tanna area, Central Japon, *J. Geomag. Geoelectr.*, **47**, pp. 295-311, 1995.
- Needham, J., Science and civilisation in China, Vol. 4 *Physics and physical technology*, Part 1 *Physics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1962.

- Neubert, T., M. Manda, G. Hulot, R. von Freese, E. Prindahl, J.L. Jørgensen, E. Friis-Christensen, P. Stauning, N. Olsen, et T. Risbo, Ørsted satellite captures high-precision geomagnetic field data, *EOS, Trans. Amer. Geophys. Union*, **82**, pp.87-88, 2001.
- Neukum, G., et B.A. Ivanov, Crater size distributions and impact probabilities on Earth from lunar, terrestrial-planet, and asteroids cratering data, dans *Hazard due to comets and asteroids*, édité par T. Gehrels, University of Arizona Press, Tucson, pp. 359-416, 1994.
- Neukum, G., B.A. Ivanov, et W.K. Hartmann, Cratering records in the inner solar system in relation to the lunar reference system, *Space Science Rev.*, en cours de publication, 2001.
- Nimmo, F., et D.J. Stevenson, Influence of early plate tectonics on the thermal evolution and magnetic field of Mars, *J. Geophys. Res.*, **105**, pp. 11969-11979, 2000
- Nimmo, F., et M.S. Gilmore, Constraints on the depth of magnetized crust on Mars from impact craters, *J. Geophys. Res.*, **106**, pp. 12315-12323, 2001.
- Olsen, N., T.J. Sabaka, et L. Tøffner-Clausen, Determination of the IGRF 2000, *Earth Planets Space*, **52**, pp. 1175-1182, 2000.
- Olsen, N., R. Holme, G. Hulot, T. Sabaka, T. Neubert, L. Tøffner-Clausen, F. Prindahl, J. Jørgensen, J.M. Léger, D. Barraclough, J. Bloxham, J. Cain, C. Constable, V. Golovkov, A. Jackson, P. Kotzé, B. Langlais, S. Macmillan, M. Manda, J. Merayo, L. Newitt, M. Purucker, T. Risbo, M. Stampe, A. Thompson, et C. Voorhies, Ørsted Initial Field Model, *Geophys. Res. Lett.*, **27**, pp. 3607-3610, 2000b.
- Olsen, N., A model of the geomagnetic main field and its secular variation for epoch 2000 estimated from Ørsted data, soumis à *Geophys. J. Int.*, 2001.
- Peddie, N.W., International Geomagnetic Reference Field : the third generation, *J. Geomag. Geoelectr.*, **34**, pp. 309-326, 1982.

- Peddie N.W., et E.B. Fabiano, A proposed International Geomagnetic Reference Field for 1965-1985, *J. Geomag. Geoelectr.*, **34**, pp. 357-364, 1982.
- Peddie, N.W., International Geomagnetic Reference Field — its evolution and the difference in total field intensity between new and old models for 1965-1980, *Geophysics*, **48**, pp. 1691-1696, 1983
- Peddie, N.W., Analysis of geomagnetic secular variation during 1980-1985 and 1985-1990, and geomagnetic models proposed for the 1991 revision of the International Geomagnetic Reference Field, *J. Geomag. Geoelectr.*, **44**, pp. 735-744, 1992.
- Pilkington, M., et R.A.F. Grieve, The geophysical signature of terrestrial impact craters, *Rev. of Geophysics.*, **30**, pp. 161-181, 1992
- Pitman, W.C. III, et J.R. Heirtzler, Magnetic anomalies over the Pacific Antarctic Ridge, *Science*, **154**, pp. 1164-1171, 1966.
- Plescia, J.B., et R.S. Saunders, Tectonic history of the Tharsis region, *J. Geophys. Res.*, **87**, pp. 9775-9791, 1982.
- Press, W.H., S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, et B.P. Flannery, Numerical recipes in C, the art of scientific computing, 2^{ème} édition, Cambridge University Press, New York, pp. 71-89, 1992.
- Purucker, M.E., T.J. Sabaka, et R.A. Langel, Conjugate gradient analysis : a new tool for studying satellite magnetic data sets, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, pp. 507-510, 1996.
- Purucker, M. E., R.A. Langel, M. Rajaram, et C. Raymond, Global magnetization models with a priori information, *J. Geophys. Res.*, **103**, pp. 2563-2584, 1998.
- Purucker, M.E., et D. Clark, Exploration geophysics on Mars : lessons from magnetism, *The Leading Edge*, **19**, pp. 484-488, 2000.
- Purucker, M.E., D. Ravat, H. Frey, C. Voorhies, T. Sabaka, et M. Acuña, An altitude-normalized magnetic map of Mars and its interpretation, *Geophys. Res. Lett.*, **27**, pp. 2449-2452, 2000.

- Purucker, M. E., B. Langlais, N. Olsen, G. Hulot, et M. Manda, The southern edge of cratonic North America : evidence from new satellite magnetometer observations, soumis à *Geophys. Res. Lett.*, 2001.
- Quinn, J.M., D.L. Shiel, M.H. Acuña, et J. Scheifle, Initial analysis and modeling results from the Polar Orbiting Geomagnetic Survey (POGS) satellite, Naval Oceanographic Office, Stennis Space Center, MS ; Technical report No. 311, 1993.
- Quinn, J.M., R.J. Coleman, D.L. Shiel, et J. Nigro, The joint US/UK 1995 epoch world magnetic model, Naval Oceanographic Office, Stennis Space Center, MS ; Technical report No. 314, 1995.
- Ravat, D., et M. Purucker, the future of satellite magnetic anomaly studies is bright !, *The Leading Edge*, **18**, pp. 326-329, 1999.
- Russel, C.T., Planetary magnetism, édité par J.A. Jacobs, Vol. 2, pp. 458-523, Academic Press, New York, 1987.
- Sabaka T.J., et R.T. Baldwin, Modeling the Sq magnetic field from POGO and MAGSAT satellite and contemporaneous hourly observatory data, phase 1. *Contract rep. HSTX/G&G-9302, Hughes STX Corp. for NASA/GSFC contract NAS5-31760*, 100 pp., 1993.
- Safronov, V.S., G.V. Pechernikova, E.L. Ruskol, et A.V. Vitjazev, Protosatellite swarms, dans *Satellites*, ed. J.A. Burns et M.S. Matthews, University of Arizona Press, Tucson, 1986.
- Sasaki, S., Origin of Phobos — aerodynamic drag capture by the primary atmosphere of Mars, *Lunar Planet. Sci.*, **XXI**, pp. 1069-1070, 1990.
- Schmitz, D.R., J. Meyer, et J.C. Cain, Modelling the Earth's magnetic field to high degree and order, *Geophys. Jour.*, **97**, pp. 421-430, 1989.
- Snyder, C.W., The planet Mars as seen at the end of the Viking mission, *J. Geophys. Res.*, **84**, pp. 8487-8519, 1979.

- Stevenson, D.J., Planetary magnetic fields, *Rep. Prog. Phys.*, **46**, pp. 555-620, 1983.
- Stevenson, D.J., Mars' core and magnetism, *Nature*, **412**, pp. 214-219, 2001.
- Tanaka, K.L., et M.P. Golombek, Martian tension fractures and the formation of grabens and collapse features at Valles Marineris, *Proc. Lunar Planet. Sci. Conf.*, **19**, pp. 383-396, 1989.
- Tarantola, A., Inverse problem theory, 2^{ème} édition, Elsevier Science, 614 pp., 1997.
- Trotignon, J.G., R. Grard, et A. Skalsky, Position and shape of the Martian bow shock : the Phobos2 plasma wave system observations, *Planet. Space Sci.*, **41**, pp. 189-198, 1993.
- Ultré-Guérard, P., Du paléomagnétisme au géomagnétisme spatial : analyse de quelques séquences temporelles du champ magnétique terrestre, Thèse, Institut de Physique du Globe de Paris, Paris, 1996.
- Ultré-Guérard, P., et J. Achache, Error analysis of total field models derived from POGS data, *J. Geomag. Geoelectr.*, **49**, pp. 453-467, 1997.
- Ultré-Guérard, P., M. Hamoudi, et G. Hulot, Reducing the Backus effect given some knowledge of the dip-equator, *J. Geophys. Res.*, **25**, pp. 3201-3204, 1998.
- Valet, J.P., et V. Courtillot, Les inversions du champ magnétique terrestre, *La Recherche*, **246**, pp. 1002-1013, 1992.
- van der Sluis, A., et H.A. van der Vorst, Numerical solution of large, sparse linear algebraic systems arising from tomographic problems, dans *Seismic Tomography*, édité par G. Nolet, pp. 49-83, 1987.
- Vestine, E.H., W. L. Sibley, J. W. Kern, J. L. Carlstedt, Integral and Spherical-Harmonic Analysis of the Geomagnetic Field for 1955.0, Part 2, *J. Geomag. Geoelectr.*, **15**, pp. 73-89, 1963.

- Vine, F.J., et D.H. Matthews, Magnetic anomalies over oceanic ridges, *Nature*, **199**, pp. 947-949, 1963.
- von Freese, R.R.B., W.J. Hinze et L.W. Braile, Spherical Earth gravity and magnetic anomaly analysis by equivalent point source inversion, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **43**, pp. 69-83, 1981.
- von Freese, R.R.B., D.N. Ravat, W.J. Hinze et C.A. McGue, Improved inversion of geopotential field anomalies for lithospheric investigations, *Geophysics*, **53**, pp. 375-385, 1988.
- Voorhies, C.V., et E.R. Benton, Pole-strength of the Earth from MAGSAT and magnetic determination of the core radius, *Geophys. Res. Lett.*, **9**, pp. 258-261, 1982.
- Wilhelms, D.E., et S. W. Squyres, The Martian hemispheric dichotomy may be due to a giant impact, *Nature*, **309**, pp. 138-140, 1984.
- Xu, W.Y., Unusual behavior of the IGRF during the 1945-1955 period, *Earth Planets Space*, **52**, pp. 1227-1233, 2000.
- Yanez, G.A., et J.L. LaBrecque, Age-dependant three-dimensional magnetic modeling of the North Pacific and North Atlantic oceanic crust at intermediate wavelengths, *J. Geophys. Res.*, **102**, pp. 7947-7961, 1997.
- Yuan, D.N., W.L. Sjogren, A.S. Konopliv, et A.B. Kucinskis, Gravity field of Mars : a 75th degree and order model, *J. Geophys. Res.*, **106**, pp. 23377-23403, 2001.
- Zmuda A.J., The International Geomagnetic Reference Field, 1965.0, *IAGA Bulletin*, **28**, 1971.
- Zmuda, A.J., Satellite surveys introduction, *IAGA Bulletin*, **28**, pp. 64-65 1971.