



**HAL**  
open science

# Amélioration des références massiques de la Terre par synergie entre différentes mesures de géodésie spatiale : Application à l'océanographie par altimétrie spatiale

Alexandre Couhert

► **To cite this version:**

Alexandre Couhert. Amélioration des références massiques de la Terre par synergie entre différentes mesures de géodésie spatiale : Application à l'océanographie par altimétrie spatiale. Planétologie et astrophysique de la terre [astro-ph.EP]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2019. Français. NNT : 2019TOU30242 . tel-02930229

**HAL Id: tel-02930229**

**<https://theses.hal.science/tel-02930229>**

Submitted on 4 Sep 2020

**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

## En vue de l'obtention du DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Université Toulouse 3 - Paul Sabatier

---

Présentée et soutenue par  
**Alexandre COUHERT**

Le 14 novembre 2019

**Amélioration des références massiques de la Terre par synergie  
entre différentes mesures de géodésie spatiale. Application à  
l'océanographie par altimétrie spatiale.**

---

Ecole doctorale : **SDU2E - Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de  
l'Espace**

Spécialité : **Océan, Atmosphère, Climat**

Unité de recherche :  
**GET - Geosciences Environnement Toulouse**

Thèse dirigée par  
**Pierre EXERTIER et Christian BIZOUARD**

Jury

M. Pascal WILLIS, Rapporteur  
M. Frank LEMOINE, Rapporteur  
Mme Séverine ROSAT, Examinatrice  
M. Flavien MERCIER, Examineur  
M. Claudio ABBONDANZA, Examineur  
M. Markus ROTHACHER, Examineur  
M. Pierre EXERTIER, Directeur de thèse  
M. Christian BIZOUARD, Co-directeur de thèse



Amélioration des références massiques de la Terre par  
synergie entre différentes mesures de géodésie spatiale.  
Application à l'océanographie par altimétrie spatiale.

Thèse présentée par  
Alexandre Couhert

En vue de l'obtention du  
DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE TOULOUSE



UNIVERSITÉ TOULOUSE III – PAUL SABATIER  
Toulouse, Midi-Pyrénées

2019  
Soutenue le 14 novembre 2019

© 2019

Alexandre Couhert

ORCID: <https://orcid.org/0000-0002-9739-5015>

All rights reserved

## REMERCIEMENTS

"Il y a plus de choses au ciel et sur la Terre, Horatio, que n'en peut rêver votre philosophie." Cette citation particulière d'*Hamlet* illustre comme un proverbe les niveaux gigognes de compréhension qu'incite à franchir le travail de thèse. Un grand merci à Richard Biancale de m'avoir proposé un tel sujet sous sa direction (à Toulouse au Centre National d'Etudes Spatiales (CNES), à l'Observatoire Midi-Pyrénées (GET), et depuis l'Allemagne au Deutsche GeoForschungsZentrum (GFZ)), ainsi qu'à Christian Bizouard d'avoir accepté de le co-diriger par ses nombreux accueils à l'Observatoire de Paris. Je serai toujours reconnaissant envers Pierre Exertier d'avoir conclu la direction de cette thèse à l'Observatoire Midi-Pyrénées suite au départ brutal de Richard, à qui je ne peux que dédier ces travaux.

Je remercie chaleureusement au CNES Jean-Louis Dulot (alors chef du service d'ORbitographie) et Philippe Marchal (directeur adjoint à la Direction des Systèmes Orbitaux) de leur confiance et avoir permis que cette aventure puisse avoir lieu. Merci également à Flavien Mercier pour ses conseils avisés et son investissement, tout comme Jean-Michel Lemoine et Florent Deleflie, dans le comité de thèse. Toutes mes pensées amicales à mon co-bureau John Moyard, aux équipes POD et ZOOM, aux agents des services OR et GS, ainsi qu'à mon chef Pascal Perachon et sous-directrice Paola Van Troostenberghe, qui m'ont donné les moyens d'aller au bout de ce projet.

Mes remerciements à Pascal Willis de l'Institut de Physique du Globe de Paris (IPGP) et Frank Lemoine du NASA Goddard Space Flight Center pour leur rigueur et attention dans la relecture de ce manuscrit de thèse, ainsi qu'à Séverine Rosat (Institut de Physique du Globe de Strasbourg), Claudio Abbondanza (NASA Jet Propulsion Laboratory), Markus Rothacher (ETH Zürich) d'avoir pris de leur temps pour le consacrer à ce jury cosmopolite. Je sais gré à Kristel Chanard et Marianne Greff (IPGP), ainsi qu'à Luce Fleitout (Ecole Normale Supérieure) de m'avoir fait découvrir l'intérieur de la Terre. Merci aussi à Tapio Schneider (California Institute of Technology) d'avoir été à l'origine de ma motivation pour poursuivre cette thèse.

Un grand merci à mes parents de m'avoir donné le goût des études. Enfin, je remercie mes deux rayons de soleil, Justine, et Sophie qui a géré toutes mes absences d'une main de maître. Tout cela n'aurait jamais pu être possible et n'aurait pas eu de sens sans toi.



## RÉSUMÉ

Depuis 50 ans les missions satellitaires de géodésie spatiale ont contribué à mesurer, quantifier, modéliser les phénomènes géophysiques globaux, que ce soit en termes de géométrie, de cinématique ou de gravité, donnant accès à des paramètres métrologiques des changements climatiques globaux (niveau des mers, fonte des glaciers, ...).

Ainsi la mission gravimétrique GRACE permet-elle d'appréhender les variations du champ de pesanteur de la Terre, principalement interprétées en variations hydrologiques ou de fonte des glaciers. La résolution du géoïde s'est aussi accrue par la mission de gradiométrie GOCE et de plus en plus de détails deviennent accessibles par des modélisations globales plus poussées en harmoniques sphériques.

Cependant, les signatures spectrales montrent que les phénomènes à l'échelle du globe qui correspondent aux très bas degrés de la modélisation harmonique sphérique sont moins bien déterminés. Or les bas degrés sont représentatifs de caractéristiques fondamentales de la Terre, à savoir :

1. la masse de la Terre pour le degré 0,
2. son centre de masse pour le degré 1,
3. son tenseur d'inertie pour le degré 2.

Ces termes de référence de masse de la Terre (degré 0), de référence de centre des masses par rapport au centre de figure du repère terrestre (degré 1) et de référence de rotation par le tenseur d'inertie (degré 2) se trouvent directement liés à l'échelle du repère terrestre, à son centrage et à sa rotation. Leurs variations ou leurs tendances sont autant d'indices nous renseignant sur l'évolution globale de la Terre, soit directement, soit par des applications notamment en océanographie.

L'objet de la thèse consiste à étudier et exploiter en synergie les différentes sources de données de géodésie spatiale : observations (DORIS, GNSS, SLR, GRACE), paramètres de rotation de la Terre, et modèles géophysiques (de vents et courants, de masses superficielles et de charge) qui contraignent ces bas degrés du champ de pesanteur pour améliorer leur détermination.





## PUBLICATIONS ET CONTRIBUTION

### Publications en lien avec la thèse :

Couhert, A., F. Mercier, J. Moyard, and R. Biancale (2018). “Systematic Error Mitigation in DORIS-Derived Geocenter Motion”. In : *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 123, 10, 142–10, 161. doi : 10.1029/2018JB015453.

Stammer, D., A. Cazenave (2018). “Satellite Altimetry over Oceans and Land Surfaces”. Earth observation of global changes book series, p. 670, Boca Raton : CRC Press.

A. Couhert a été co-auteur avec F. Mercier du chapitre “Precise Orbit Determination” de cet ouvrage.

Couhert, A., N. DeLong, H. Ait-Lakbir, and F. Mercier (2019). “GPS-Based LEO Orbits Referenced to the Earth’s Center of Mass”. In : *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 125, e2019JB018293. doi : 10.1029/2019JB018293.

Couhert, A., C. Bizouard, F. Mercier, K. Chanard, M. Greff, and P. Exertier (2019). “Self-consistent determination of the first three degree Earth gravity coefficients”. Submitted to : *Journal of Geodesy*.

### Contribution à d’autres travaux :

Moreaux, G., P. Willis, F.G. Lemoine, N. Zelensky, A. Couhert, H. Ait-Lakbir, P. Ferrage (2019). “DPOD2014 : A new DORIS extension of ITRF2014 for precise orbit determination”. In : *Advances in Space Research*, 63, 118–138. doi : 10.1016/j.asr.2018.08.043.



## TABLE DES MATIÈRES

Remerciements . . . . .	iii
Résumé . . . . .	v
Publications et contribution . . . . .	vii
Table des matières . . . . .	ix
Table des figures . . . . .	xi
Liste des tableaux . . . . .	xix
Chapitre I: Introduction . . . . .	1
1.1 Le système dynamique terrestre . . . . .	1
1.2 Objectifs de la thèse . . . . .	2
1.3 Principales techniques de la géodésie spatiale . . . . .	3
1.4 Modélisation des mesures . . . . .	9
1.5 Modélisation de l'orbite des satellites . . . . .	10
1.6 Direction visée . . . . .	14
Chapitre II: Constante gravitationnelle géocentrique . . . . .	17
2.1 Introduction . . . . .	17
2.2 Limitations des estimations antérieures . . . . .	19
2.3 Méthode mise en pratique . . . . .	23
2.4 Résultat et discussions . . . . .	28
Chapitre III: Mouvement du géocentre . . . . .	31
3.1 Introduction . . . . .	31
3.2 Différentes causes, différentes échelles de temps . . . . .	33
3.3 Le référentiel terrestre et la nécessité d'un modèle de géocentre . . . . .	35
3.4 Nouvelles approches proposées pour la détermination du géocentre . . . . .	38
Chapitre IV: Réduction des erreurs systématiques dans la détermination du mouvement de géocentre par le système DORIS (article publié) . . . . .	41
Chapitre V: Orbites GPS des satellites LEOs référencées au centre de masse de la Terre (article publié) . . . . .	73
Chapitre VI: Etude des effets viscoélastiques à partir des coefficients (2,1) du géopotential et du mouvement du pôle . . . . .	87
6.1 Introduction . . . . .	87
6.2 Equations d'Euler-Liouville ou couplage entre moment d'inertie et rotation terrestre . . . . .	89
6.3 Rôle de la viscoélasticité sur la rotation de la Terre . . . . .	94
6.4 Informations rhéologiques sur la couche profonde $D''$ . . . . .	102
Chapitre VII: Détermination cohérente des trois premiers degrés du géopotential (article soumis) . . . . .	105
Chapitre VIII: Conclusion et perspectives . . . . .	139
Appendix A: Chapitre co-écrit du livre "Satellite Altimetry over Oceans and Land Surfaces" . . . . .	143

Appendix B: Bibliographie . . . . . 157  
Bibliographie . . . . . 157

## TABLE DES FIGURES

<i>Numéro</i>	<i>Page</i>
1.1 Représentation schématique de la structure interne de la Terre. . . . .	1
1.2 Tirs laser depuis le plateau de Calern, près de Grasse (CNES). . . . .	6
1.3 Principe de la technique VLBI ( <a href="https://space-geodesy.nasa.gov/techniques/VLBI.html">https://space-geodesy.nasa.gov/techniques/VLBI.html</a> ). . . . .	7
1.4 Vue d'artiste du premier satellite GPS III (septième génération) lancé le 23 décembre 2018 ( <a href="https://www.gps.gov/multimedia/images">https://www.gps.gov/multimedia/images</a> ). . . . .	8
1.5 Carte du réseau sol DORIS actuel ( <a href="https://ids-doris.org/doris-system/tracking-network/site-logs.html">https://ids-doris.org/doris-system/tracking-network/site-logs.html</a> ). . . . .	9
1.6 Anomalies de la pesanteur terrestre, mettant en évidence les écarts à un modèle de Terre simplifié quasi-sphérique ( <a href="https://earthobservatory.nasa.gov/features/GRACE/page3.php">https://earthobservatory.nasa.gov/features/GRACE/page3.php</a> ). . . . .	12
2.1 Le rétroreflécteur français des Lunakhod soviétiques des missions LUNA 17 et 21 (CNES). . . . .	17
2.2 Ajisai, LAGEOS-1/2, Starlette/Stella, LARES (les proportions relatives sont respectées). . . . .	20
2.3 Impact sur les résidus laser d'un offset de biais de +5 mm (bleu), d'un offset de hauteur de -5 mm (rouge), et d'un offset de $GM$ équivalent à un offset d'orbite radial de -5 mm (vert), pour les satellites LAGEOS-1 (haut) et Stella (bas). Les résidus ont été calculés pour la station laser de Yarragadee (7090), en Australie, sur le mois de juin 2007, mais ces résultats sont indépendants de la station et de la période analysée. . . . .	25
2.4 Estimations annuelles de ( $GM - 398600 \text{ km}^3\text{s}^{-2}$ ) à partir des observations de LAGEOS-1/2, Starlette/Stella, Ajisai, et LARES depuis 1990 (ligne bleue continue). Les deux tracés en tirets fournissent l'incertitude correspondante à ces ajustements ( $3\sigma$ où $\sigma$ désigne leur covariance formelle). . . . .	28
3.1 Représentation simplifiée du mouvement du centre de masse de la Terre (CM) observé relativement à la croûte terrestre et provoqué par une fonte de glace localisée au Groenland. . . . .	31

3.2	Représentation simplifiée de la différence entre le centre de figure (CF) de la surface solide de la Terre et le centre de réseau (CN) pour un cas extrême de trois stations. . . . .	32
3.3	En tête de l'article de Kimura (1902). . . . .	32
3.4	Mouvement du géocentre produit par les "marées atmosphériques" $S_1$ et $S_2$ . . . . .	33
3.5	Mouvement du géocentre produit par les 11 ondes de marées océaniques principales selon le modèle FES2012. . . . .	34
3.6	Carte du réseau de stations laser [155]. . . . .	38
4.1	Jason-2 geographically correlated radial difference 365-day signals (Cycles 1–300; July 2008–August 2016), between DORIS-only orbit series including or not the SLR-derived Ries annual geocenter model, for dynamic (left) and reduced-dynamic (right) solutions, over $3.5^\circ \times 3.5^\circ$ bins. . . . .	44
4.2	Amplitude spectra of the Z geocenter coordinate obtained using the Lomb-Scargle method for the 10 day estimates of DORIS-derived geocenter motion from Jason-2 GDR-E-like dynamic orbit series (July 2008 to June 2015; Cycles 1–257), with a SRP coefficient of 1.00 (red) and 1.04 (blue). The vertical lines mark the first draconitic frequency of Jason-2 and integer multiples of the annual frequency. . . . .	55
4.3	Mean X (blue, offset by +10 mm), Y (red), and Z (green, offset by –10 mm) DORIS-derived geocenter coordinate differences per cycle between Jason-2 GDR-E-like solutions (July 2008 to June 2015; Cycles 1–257), based on the mean gravity field model (with the 6-hr NCEP/AGRA series), and obtained using the monthly gravity field RL05 time series from CSR (with the 3-hr GRACE AOD1B RL05 series). . . . .	56
4.4	Ten day estimates of DORIS-derived geocenter motion from Jason-2 GDR-E-like dynamic orbit series (July 2008 to June 2015; Cycles 1–257), using the ITRF2008/DPOD2008 (red) and ITRF2014 (blue) coordinates for the DORIS stations. The solid curves are the results of the least squares fit to the geocenter variations of a bias, drift and annual periods. . . . .	58

4.5	Ten day estimates of DORIS-derived geocenter motion from Jason-2 GDR-E-like dynamic orbit series (July 2008 to June 2015; Cycles 1–257), using the old tropospheric delay model GPT/GMF (red) and the new empirical model GPT2/VMF1 with the SAA effect corrected (blue). The solid curves are the results of the least squares fit to the geocenter variations of a bias, drift and annual periods. . . . .	59
4.6	Ten day estimates of SLR-derived geocenter motion from Jason-2 GDR-E-like dynamic orbit series (July 2008 to June 2015; Cycles 1–257), with station biases and heights adjusted (blue) or not (red). The solid curves are the results of the least squares fit to the geocenter variations of a bias, drift and annual periods. . . . .	62
4.7	3-day estimates of GPS+GRACE [64] (gray), 30-day estimates of SLR LAGEOS-1 and 2 [124] CN (green) and "CF" (orange), 10-day estimates of DORIS (blue) and SLR (red) Jason-2 geocenter coordinates (this study) sampled at 60-day epochs for clarity. The solid curves are the results of the least squares fit to the geocenter variations of a bias, drift and annual periods. . . . .	63
4.8	Ground network distribution of SLR (top) and DORIS (bottom) stations used in this study. Stations denoted with orange disks were removed to investigate network effects. . . . .	65
4.9	Amplitude spectra of estimated aliasing of LAGEOS-1 (blue) and 2 (red) draconitic errors into the $Z$ geocenter coordinate derived from the Beta-prime angle evolution of the two satellites and equation (4.11). 66	66
4.10	LAGEOS-1 (blue) and 2 (red) amplitudes of their inertial (Yarkovsky-Schach) equatorial perturbing accelerations. . . . .	67
4.11	Smoothed DORIS-only Jason-2 geocenter motion time series using a Kalman filter. The bold lines represent the adjusted seasonal (semiannual and annual) and bias parameters, while the thin lines indicate the long-term component. Fictitious +10 mm and –10 mm offsets were introduced along the $X$ and $Z$ axes, respectively. . . . .	69
4.12	Annual (left) and semiannual (right) trajectories of the DORIS-only Jason-2 geocenter vector projected on the Earth's surface. Their magnitude (illustrated by the size of the colored dots) oscillates between 2–7 mm and 0–3 mm, for the annual and semiannual components, respectively. . . . .	69



5.1	Jason-2 mean $Z$ orbit differences per cycle between GPS-derived and DORIS-derived dynamic orbits (July 2008 to January 2017; Cycles 1–315), with or without correcting the DORIS station coordinates with the geocenter motion model of the POE-F standards. The solid curves are the result of the least squares fit to the time series of a bias, drift and annual periods. . . . .	75
5.2	GPS station displacements from $-1$ cm $T_Z$ translation in the GPS satellite clocks. . . . .	78
5.3	GPS ground-based stations used in Figure 5.2. . . . .	78
5.4	Jason-2 mean $Z$ orbit differences per cycle between GPS-derived and DORIS-derived dynamic orbits (July 2008 to January 2017; Cycles 1–315), with or without correcting the GPS satellite clocks with the geocenter motion model of the POE-F standards. The solid curves are the result of the least squares fit to the time series of a bias, drift and annual periods. The annual signal is reduced from $\sim 4$ to $\sim 1$ mm with the GPS satellite clocks POE-F CM model. . . . .	80
5.5	Ten-day estimates of DORIS-derived (blue, from Couhert et al. [38]) and GPS-based (red, this study) geocenter coordinates from Jason-2 POE-F dynamic orbit series (July 2008 to January 2017; Cycles 1–315). The bold lines represent the adjusted seasonal (semiannual and annual) and bias parameters (smoothed geocenter motion time series) using a Kalman filter. . . . .	82
5.6	Amplitude spectra of the $Z$ geocenter coordinate obtained using the Lomb-Scargle method for the 10 day estimates of GPS-derived geocenter motion from Jason-2 POE-F dynamic orbit series (July 2008 to January 2017; Cycles 1–315). The vertical lines mark the annual frequency, the first draconitic frequencies of Jason-2 and GPS, as well as their integer multiples. . . . .	83
5.7	Ten day estimates of GPS-based geocenter coordinates from Jason-3 POE-F dynamic orbit series (February 2016 to June 2018; Cycles 1–88), for ambiguity float (blue) and fixed (orange) solutions. The vertical lines mark the two major earthquakes which occurred in Mexico on 8 and 19 September 2017. The bold lines represent the adjusted seasonal (semiannual and annual) and bias parameters (smoothed geocenter motion time series) using a Kalman filter. . . . .	84

6.1	Décomposition de la coordonnée $x$ (haut) et $y$ (bas) du mouvement du pôle , depuis 1890 en une tendance, un terme saisonnier, et un terme de Chandler ( <a href="http://hpiers.obspm.fr/eop-pc/index.php?index=pm&amp;lang=fr&amp;change_lang=true">hpiers.obspm.fr/eop-pc/index.php?index=pm&amp;lang=fr&amp;change_lang=true</a> ). . . . .	90
6.2	Coordonnées moyennes du pôle de rotation terrestre ( <a href="http://hpiers.obspm.fr/iers/eop/eopc01/filtered-pole.tab">hpiers.obspm.fr/iers/eop/eopc01/filtered-pole.tab</a> ; rouge) et de l'axe de figure (solution déduite des observations combinées de LAGEOS-1, LAGEOS-2, Starlette, Stella, Ajisai, et LARES; bleu) $x_m$ (haut) et $y_m$ (bas), en milliarcsecondes (mas). . . . .	95
6.3	Modèle de Maxwell. . . . .	97
6.4	Premiers membres de l'équation (6.19), calculés à partir des coordonnées journalières du pôle de rotation terrestre ( <a href="http://hpiers.obspm.fr/iers/eop/eopc04/eopc04_IAU2000.62-now">hpiers.obspm.fr/iers/eop/eopc04/eopc04_IAU2000.62-now</a> ; rouge), et seconds membres, issus des coordonnées mensuelles de l'axe de figure (solution combinée $(\bar{C}_{2,1}^*, \bar{S}_{2,1}^*)$ ) à partir des observations de LAGEOS-1, LAGEOS-2, Starlette, Stella, Ajisai, et LARES; bleu) $x_m$ (haut) et $y_m$ (bas), en mas. Les courbes rouges, en gras, représentent la composante multi-annuelle ou décennale (filtrée) des premiers membres, cohérente avec les données gravimétriques en bleu. . . . .	99
6.5	Ecart entre les courbes en gras des variations interannuelles de la Figure 6.4, pour la composante $x_m$ (bleu) et $y_m$ (rouge), en mas. . . . .	100
7.1	Impact on SLR station residuals of a +5 mm bias (blue), -5 mm height (red), and -5 mm GM or radial orbit (green) offsets, for the satellites LAGEOS-1 (top) and Stella (bottom). The residuals were computed for the SLR station of Yarragadee (7090), in Australia, over the month of June 2007, but the results are independent of the station and the period of time. . . . .	116
7.2	Least square adjustment of station bias and height offsets (purple) over a -5 mm GM or radial orbit offset (green), for the satellites LAGEOS-1 (top) and Stella (bottom), as seen by SLR residuals. The residuals were computed for the SLR station of Yarragadee (7090), in Australia, over the month of June 2007, but the results are independent of the station and the period of time. . . . .	117

- 7.3 Least square adjustment of satellite-dependent station biases and a common station height offset (purple) over a  $-5$  mm  $GM$  or radial orbit offset (green), for the satellites LAGEOS-1 and Stella, as seen by SLR residuals. The residuals were computed for the SLR station of Yarragadee (7090), in Australia, over the month of June 2007, but the results are independent of the station and the period of time. . . . 118
- 7.4 SLRF2014 height residual time series at three SLR sites: Micro-Channel Plate (MCP) Yarragadee, 7090 (top), Single-Photon Herstmonceux, 7840 (middle), Compensated Single-Photon Avalanche Diode (C-SPAD) Graz, 7839 (bottom). LAGEOS-1/2, Starlette/Stella, Ajisai, LARES observations are plotted in blue, red, green, orange, respectively. The combined solution is plotted over in black. . . . . 119
- 7.5 Annual determinations of ( $GM - 398600 \text{ km}^3\text{s}^{-2}$ ) from LAGEOS-1/2, Starlette/Stella, Ajisai, and LARES data since 1990 (blue solid line). The two dashed lines correspond to the annual error estimates for  $GM$  ( $3\text{-}\sigma$ , where  $\sigma$  refers to the associated formal errors). . . . . 120
- 7.6 Monthly estimates of SLR-derived geocenter coordinates from LAGEOS-only (red) and LAGEOS-1/2, Starlette/Stella, Ajisai, LARES (blue) observations, over the time span of the ITRF2014 computation (1993.0–2015.0). . . . . 123
- 7.7 SLRF2014 height residual time series at Graz, 7839 (top), and McDonald, 7080 (bottom), between 2008.6 and 2015.3. LAGEOS-1, LAGEOS-2, Starlette, Stella, Ajisai, Jason-2 observations are plotted in blue, red, green, grey, orange, black, respectively. The solid curves are the results of the least squares fit to the time series of a bias, drift and annual periods. . . . . 124
- 7.8 Independent monthly estimates of SLR LAGEOS-1 (blue), LAGEOS-2 (red), Starlette (green), Stella (orange), Ajisai (gray), and LARES (black),  $\bar{C}_{2,1}$  (top) and  $\bar{S}_{2,1}$  (bottom) coefficients. . . . . 127
- 7.9 Mean pole (hpiers.obspm.fr/iers/eop/eopc01/filtered-pole.tab; red) and mean figure (combined solution of LAGEOS-1, LAGEOS-2, Starlette, Stella, Ajisai, and LARES; blue) axis coordinates  $x_m$  (top) and  $y_m$  (bottom), in mas. . . . . 128
- 7.10 Variations of the least squares criterion for different values of the relaxation time  $\frac{1}{s}$ , over the 34-year time scale. . . . . 132

- 7.11 Bode magnitude (top) and phase (bottom) plots for the Laplace transform of the Love number  $k(t)$  estimated in (7.7), (7.8), and (7.9), over the time scales 1984–2017 (blue), 1996–2017 (red), 2000–2017 (green), respectively, for periods expressed in frequencies (1/year) ranging between 1 and 18.6 years. . . . . 133
- 7.12 Filtered motion of the Earth’s figure axis (combined solution of LAGEOS-1, LAGEOS-2, Starlette, Stella, Ajisai, and LARES ( $\bar{C}_{2,1}^*$ ,  $\bar{S}_{2,1}^*$ ); blue:  $-\sqrt{\frac{5}{3}} \frac{MR_e^2}{C-A} \bar{C}_{2,1}^*$  (top),  $\sqrt{\frac{5}{3}} \frac{MR_e^2}{C-A} \bar{S}_{2,1}^*$  (bottom)) and mass-related excitations of polar motion under elastic (red:  $\psi_{1 \text{ elastic}}$  (top),  $\psi_{2 \text{ elastic}}$  (bottom)) and viscoelastic (green:  $\psi_{1 \text{ viscoelastic}}$  (top),  $\psi_{2 \text{ viscoelastic}}$  (bottom)) assumptions, in mas. . . . . 135



## LISTE DES TABLEAUX

<i>Numéro</i>	<i>Page</i>
1.1 Observations de géodésie spatiale utilisées pour observer les bas degrés du champ de pesanteur terrestre. . . . .	3
1.2 Modèles de mesure utilisés dans le standard d'orbite actuel POE-F. . .	11
1.3 Modèles dynamiques utilisés dans le standard d'orbite actuel POE-F.	14
2.1 Valeurs historiques récentes de $GM$ et leurs incertitudes. . . . .	18
2.2 Détecteurs représentatifs des stations laser actuelles. . . . .	22
2.3 Principales caractéristiques des six satellite sphériques considérés. . .	26
2.4 Paramètres physiques estimés et stratégie de combinaison. . . . .	28
4.1 Effect of adjusting station heights on the annual components of the geocenter motion of the DORIS-derived geocenter motion from Jason-2. . . . .	49
4.2 Effect of incorporating low-elevation data on the annual components of the geocenter motion of the DORIS-derived geocenter motion from Jason-2. . . . .	52
4.3 Effect of SRP tuning on the annual components of the geocenter motion of the DORIS-derived geocenter motion from Jason-2. . . . .	55
4.4 Effect of refining time-variable geopotential models on the annual components of the geocenter motion of the DORIS-derived geocenter motion from Jason-2. . . . .	56
4.5 Effect of switching from ITRF2008/DPOD2008 to ITRF2014 on the annual components of the geocenter motion of the DORIS-derived geocenter motion from Jason-2. . . . .	57
4.6 Effect of updating the tropospheric delay model and mitigating the SAA perturbation on the annual components of the geocenter motion of the DORIS-derived geocenter motion from Jason-2. . . . .	60
4.7 Sensitivity of the mitigation solutions on the annual components of the geocenter motion of the DORIS-derived geocenter motion from Jason-2. . . . .	60
4.8 Effect of adjusting station heights and biases on the annual components of the geocenter motion of the SLR-derived geocenter motion from Jason-2. . . . .	61
4.9 Estimates of geocenter annual variations from this study and independent results. . . . .	61

5.1	Estimates of Geocenter Annual Variations for Two Independent GPS-Based and DORIS-Derived Solutions. . . . .	83
5.2	Estimates of Geocenter Annual Variations for Float and Fixed Ambiguity Jason-3 GPS-Based Solutions. . . . .	85
5.3	Mean Orbit Error in Z Transferred to the Jason-3 and Sentinel-3 LEO Satellites From a 10 mm Miscentering of the GPS Tracking Data in Z (Applied in the GPS Satellite Clocks). . . . .	85
7.1	Main characteristics of the six SLR geodetic satellites considered in this study. . . . .	109
7.2	Estimated empirical and physical parameters in the combined solution.	112
7.3	Estimates of geocenter annual variations from ITRF2014 [5], this study LAGEOS-only and combined solutions. . . . .	122
7.4	Estimates of geocenter annual variations (over the common 6-year time span 2008.6–2015.3) and number of observations (over a typical one-year period, 08/09–07/10) for the six satellites considered in Fig. 7.7. . . . .	125
7.5	Strengths and weaknesses of the approach described in this study. . .	137

## LISTE DES SYMBOLES

- APOLLO.** *America's Program for Orbital and Lunar Landing Operations.*
- ASI.** Agence Spatiale Italienne.
- BIH.** Bureau International de l'Heure.
- C-SPAD.** *Compensated-Single-Photon Avalanche Diode.*
- CIP.** *Celestial Intermediate Pole.*
- CM.** Centre de Masse.
- CNES.** Centre National d'Etudes Spatiales.
- DGFI-TUM.** *Deutsches Geodätisches Forschungsinstitut der Technischen Universität München.*
- DORIS.** Détermination d'Orbite et Radiopositionnement Intégré sur Satellite.
- EOP.** *Earth Orientation Parameters.*
- GCRF.** *Geocentric Celestial Reference Frame.*
- GDR.** *Geophysical Data Record.*
- GGOS.** *Global Geodetic Observing System.*
- GIA.** *Glacial Isostatic Adjustment.*
- GNSS.** *Global Navigation Satellite System.*
- GPS.** *Global Positioning System.*
- GRACE.** *Gravity Recovery and Climate Experiment.*
- GSFC.** *Goddard Space Flight Center.*
- HY.** *Haiyang.*
- IAG.** *International Association of Geodesy.*
- IDS.** *International DORIS Service.*
- IERS.** *International Earth Rotation and Reference Systems Service.*
- IGN.** Institut National de l'Information Géographique et Forestière.
- IGS.** *International GNSS Service.*
- ILRS.** *International Laser Ranging Service.*
- ITRF.** *International Terrestrial Reference Frame.*
- ITRS.** *International Terrestrial Reference System.*
- IUGG.** *International Union of Geodesy and Geophysics.*



- JAXA.** *Japan Aerospace eXploration Agency.*
- JPL.** *Jet Propulsion Laboratory.*
- LAGEOS.** *LASer GEOdetic Satellite.*
- LARES.** *LASer RELativity Satellite.*
- LEGOS.** Laboratoire d'Etudes en Géophysique et Océanographie Spatiales.
- LEO.** *Low Earth Orbit.*
- LLR.** *Lunar Laser Ranging.*
- mas.** MilliArcSeconde.
- MCP.** *Micro-Channel Plate.*
- MEO.** *Medium Earth Orbit.*
- MICROSCOPE.** MICROSatellite à traînée Compensée pour l'Observation du Principe d'Equivalence.
- NASA.** *National Aeronautics and Space Administration.*
- Nd :YAG.** Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet.
- NNR.** *No-Net-Rotation.*
- OUS.** Oscillateur Ultra-Stable.
- PGR.** *Post-Glacial Rebound.*
- PNTS.** Programme National de la Télédétection Spatiale de l'Institut National des Sciences de l'Univers.
- POD.** *Precision Orbit Determination.*
- POE.** *Precise Orbit Ephemerides.*
- ppb.** *part per billion.*
- REGINA.** REseau GNSS pour l'IGS et la NAvigation.
- SI.** Système International.
- SLR.** *Satellite Laser Ranging.*
- SPAD.** *Single-Photon Avalanche Diode.*
- SWOT.** *Surface Water Ocean Topography.*
- T/P.** TOPEX/Poséidon.
- TCG.** Temps-Coordonné Géocentrique.
- TT.** Temps Terrestre.
- UAW.** *Unified Analysis Workshop.*
- VLBI.** *Very Long Baseline Interferometry.*

*Chapitre 1*

## INTRODUCTION

**1.1 Le système dynamique terrestre**

Les transports de masses et d'énergie sont deux processus clés qui déterminent la dynamique du système Terre [75]. Les premiers, auxquels nous nous intéressons ici, se déroulent au sein des *fluides géophysiques* terrestres—que sont l'atmosphère, l'hydrosphère, la cryosphère, la biosphère, mais aussi la croûte (0–100 km, 2% du volume de la Terre), le manteau supérieur (100–700 km) et inférieur (700–2900 km) représentant à eux deux 81% du volume de la Terre, et le noyau (2900–6370 km, 17% du volume de la Terre)—sur des échelles de temps et d'espace variées (Figure 1.1). La fine couche profonde  $D''$  du manteau (2600–2900 km) est

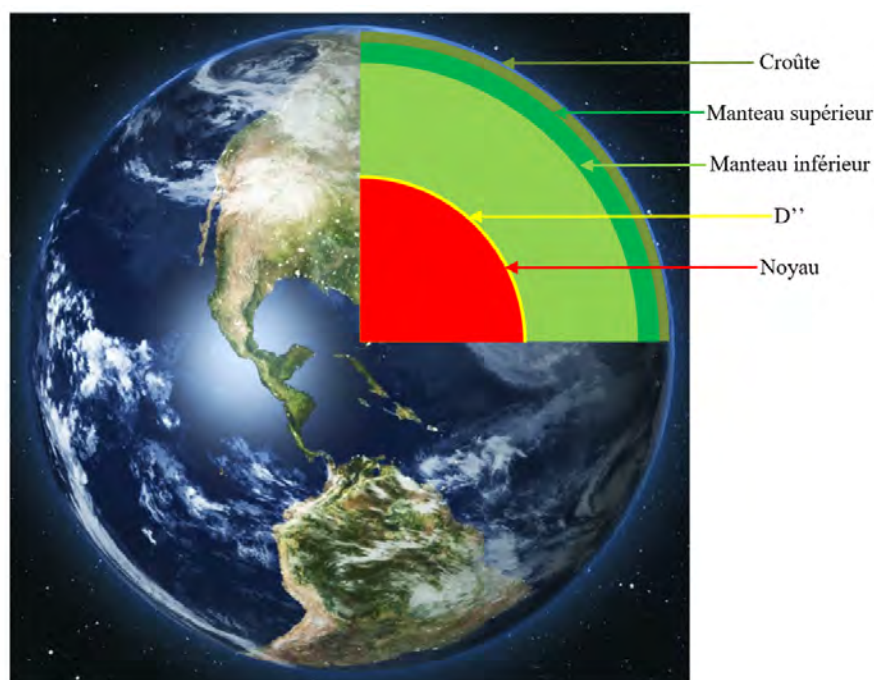


FIGURE 1.1: Représentation schématique de la structure interne de la Terre.

peu connue et singulière du fait de ses propriétés différentes de tout le reste du manteau inférieur. L'étude de l'ensemble des composantes de ces transports de masses est sans aucun doute la science de la Terre la plus interdisciplinaire qui soit.

Pourtant, de nombreuses applications environnementales, liées au suivi attentif des

soubresauts dans l'évolution du comportement de la Terre, nécessitent de viser une compréhension globale de ces phénomènes. C'est notamment le cas de l'analyse de l'augmentation du niveau moyen des mers, ainsi que des *déformations* de la surface terrestre ; dans un monde où tout est en mouvement, il faut définir un repère de référence spatiale avec une grande *exactitude*, *précision* et *stabilité* long terme, pour pouvoir interpréter les observations. Par exemple, le référentiel des mesures altimétriques de la hauteur des océans peut aussi bien être donné par la *détermination précise de l'orbite* (Precision Orbit Determination, POD) des satellites "mesureurs", que par un référencement par rapport à la croûte terrestre de relevés marégraphiques au sol. Les repères utilisés, à la fois pour déterminer les orbites et pour estimer des positions au sol, doivent donc être déterminés en bonne cohérence, de manière à pouvoir utiliser des sources de données très différentes sans risquer de perdre de l'information.

Les trois constituants que sont la *forme* géométrique de la Terre, son champ de *pesanteur* et son *orientation* dans l'espace, qui sont les trois secteurs fondamentaux de la *géodésie*, doivent donc être déterminés très précisément afin de pouvoir répondre au besoin crucial qu'est le référencement des données sol et spatiales. C'est dans ce contexte que s'inscrit ce travail de thèse.

## 1.2 Objectifs de la thèse

Dans le contexte du changement climatique mondial, la fonte des glaces continentales est telle que les conséquences sur le niveau moyen des mers, sur la répartition des masses fluides à l'échelle du globe, et sur l'équilibre de la rotation de la Terre doivent être étudiées. Plus précisément, ces trois effets géodynamiques sont :

- *Variations temporelles du champ de pesanteur terrestre.* Ces réarrangements de masses fluides modifient légèrement la force d'attraction gravitationnelle globale, d'après la théorie de Newton, et par conséquent la distribution spatio-temporelle du champ de pesanteur.
- *Variations temporelles de la position du centre de masse de la Terre solide par rapport au centre de masse de la Terre complète (incluant atmosphère et océans).* Le principe de conservation de la quantité de mouvement appliqué au système Terre, considéré comme isolé, impose un mouvement du centre de masse de la Terre solide, provoqué par le mouvement contraire du centre de masse de son enveloppe fluide.
- *Variations temporelles de la rotation terrestre.* D'après le théorème du moment cinétique appliqué au système Terre, considéré comme isolé, toute va-

TABLE 1.1: Observations de géodésie spatiale utilisées pour observer les bas degrés du champ de pesanteur terrestre.

Observations	Degré 0	Degré 1	Degré 2
DORIS		X	
GNSS		X	
SLR	X	X	X
EOPs (+ excitations des fluides géophysiques)			X

*Note.* EOPs = Earth Orientation Parameters.

riation de moment cinétique associée à un transport de masse fluide superficielle, doit être contrebalancée par un moment cinétique identique, mais de signe opposé, du reste de la Terre solide.

Consacrée à l'étude de ces processus géodynamiques, cette thèse se focalisera sur les termes de *bas degrés* du champ de pesanteur terrestre, qui sont aussi les plus méconnus : la *constante gravitationnelle géocentrique* ( $GM$  ou degré 0), les trois coordonnées du *mouvement de géocentre* (degré 1), le lien entre *axe principal d'inertie* de la Terre (degré 2) et son *axe de rotation*, et la lumière qu'ils peuvent apporter sur la *structure interne* et la *rhéologie* de notre planète. L'observation comme la modélisation de ces différentes composantes ne sont pas parvenues à maturité. L'écueil principal est la quasi absence de contrainte sur le bilan de masse, à l'échelle du globe, de l'hydrologie continentale et de la cryosphère, en échange direct et permanent avec l'atmosphère.

Comme toutes ces grandeurs géodésiques fondamentales évoluent en réponse à un même changement global, notre travail consiste à mener une analyse de fond afin d'utiliser au mieux des jeux d'observations très différentes (Table 1.1) ; ceux-ci devant être combinés entre eux pour accéder pleinement aux paramètres terrestres/géodésiques visés, une recherche de cohérence est donc essentielle.

### 1.3 Principales techniques de la géodésie spatiale

Quelle que soit la technique de géodésie spatiale considérée, toutes font intervenir un *émetteur* ainsi qu'un *récepteur*. L'émission consiste en une *onde électromagnétique* pouvant traverser l'atmosphère. Comme cette dernière s'avère "transparente" uniquement dans deux gammes de longueur d'onde, le domaine *visible* et *radio* (micro-ondes, en l'occurrence), les signaux exploités par ces techniques ont un spectre de fréquences prédéfinies :

— *Visible* : Satellite Laser Ranging (SLR) et Lunar Laser Ranging (LLR), es-

sentiellement à 532 nm (couleur verte) ou 1064 nm (infrarouge).

- *Micro-ondes* : Détermination d'Orbite et Radiopositionnement Intégré sur Satellite (DORIS) à 401.25 MHz et 2.03625 GHz, Very Long Baseline Interferometry (VLBI) aux fréquences des bandes S à X (2.2– 8.4 GHz), et Global Positioning System (GPS)<sup>1</sup> à 1575.42 MHz (L1), 1227.60 MHz (L2) et 1176.45 MHz (L5). Pour éliminer les effets liés à l'*ionosphère*, on utilise en général deux bandes fréquentielles dont les observations combinées permettent de déterminer le retard ionosphérique.

Ces différentes techniques se distinguent également par la nature du signal qu'elles exploitent pour mesurer la position d'un objet :

- *Le décalage en fréquence* : la fréquence des signaux DORIS est modifiée par *effet Doppler* en raison du mouvement relatif du satellite par rapport aux bases émettrices terrestres, ce qui donne accès à la vitesse radiale du satellite. Ce système nécessite de disposer d'étalons de fréquence stables, comme les Oscillateurs Ultra-Stables (OUS).
- *Le temps de parcours* ou *temps lumière* : c'est le cas des mesures SLR, LLR et GPS, qui nécessitent donc de disposer d'*horloges stables* (pour dater précisément l'émission et la réception), afin de pouvoir remonter à la distance qui sépare l'émetteur du récepteur. C'est en fait aussi le cas de DORIS, puisque l'on effectue des mesures de phases (identiques aux phases GPS) ou des différences dans le temps de mesures de phases.
- *La différence de temps entre les réceptions d'un même signal en deux lieux éloignés* : c'est ce qu'utilise la technologie VLBI, qui nécessite également de disposer d'horloges stables. Cette différence de temps est reliée à l'orientation de la Terre dans l'espace, ainsi qu'à la position relative des deux antennes réceptrices. C'est donc une source d'information sur la rotation de la Terre et les déformations de la croûte terrestre.

Enfin, on peut également différencier ces systèmes de mesure par le sens de parcours du signal entre l'émetteur et le récepteur :

- *Descendant* : l'émetteur est dans l'espace et le récepteur sur Terre. C'est le cas pour GPS et VLBI. Un nombre illimité d'utilisateurs sur Terre est alors rendu possible, à condition bien sûr de disposer d'un récepteur, par nature passif et donc indétectable.

---

1. Le terme générique GNSS, pour Global Navigation Satellite System, pourrait également être utilisé pour désigner les autres systèmes de mesure tels que GLONASS, Galileo, Beidou, ...

- *Montant* : l'émetteur est sur Terre et le récepteur dans l'espace. C'est le cas pour DORIS. Contrairement au cas précédent, le nombre d'utilisateurs terrestres est donc limité (faute de pouvoir s'offrir une balise DORIS, sans compter qu'à cause des interférences on ne peut pas mettre une balise où l'on veut), tout en étant facilement localisables (en tant qu'émetteurs). Ce système de mesure a pris le parti opposé au GPS, pensé pour les applications militaires (essentiellement civiles pour DORIS) et le positionnement de personnes au sol (de satellites dans l'espace pour DORIS).
- *Aller-retour* : c'est le cas des techniques SLR et LLR, puisqu'une station au sol émet une brève *impulsion laser* sur une cible réfléchissante, et en observe l'écho lumineux reçu par la suite.

## SLR

Mise en place à la fin des années 1960, la technique des tirs laser sur satellites fut la première méthode de détermination orbitale à atteindre une précision décimétrique à la fin des années 1970. La Lune, en tant que satellite naturel de la Terre, fut le premier satellite à être suivi par ce système de mesure en 1969, suite au premier dépôt d'un *réflecteur* laser à sa surface par la mission américaine Apollo 11. Du fait de l'éloignement de la Lune (située à 3850000 km de la Terre), le nombre de *photons* détectés en retour est extrêmement faible : 1 à 2 seulement tous les 100 tirs, comprenant chacun  $\sim 10^{19}$  photons. Le nombre de photons recueillis est beaucoup plus grand avec les satellites géodésiques, lancés dès les années 1970 dans le voisinage de la Terre ; à la fois *sphériques* et *passifs*, ils sont encore observés aujourd'hui (pour certains d'entre eux leur durée de vie opérationnelle est de plusieurs milliers d'années).

La Figure 1.2 montre la couleur verte du laser *Nd :YAG* (Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet) utilisé par la majorité des stations du réseau de tir laser, du fait de sa puissance et sa capacité à émettre des impulsions brèves. Environ 40 stations sont actuellement en activité, mettant en oeuvre des technologies non-homogènes (à la différence de celles des autres techniques davantage automatisées et basées sur un design redondant), eu égard à la durée de leurs impulsions lumineuses ultra-courtes (10–300 ps correspondant à des exactitudes de 1.5–45 mm) et du type de *détecteur* employé.

En tant que système de mesure optique, la modélisation des retards induits par la traversée de l'ionosphère et la *troposphère* est grandement simplifiée vis à vis des



FIGURE 1.2: Tirs laser depuis le plateau de Calern, près de Grasse (CNES).

techniques micro-ondes, tout comme la modélisation des défauts de synchronisation liés aux horloges (communes sur le trajet aller et retour). Il reste malgré tout encore aujourd'hui le problème de la calibration du laser (*biais* en distance et de datation des stations).

### VLBI

Il s'agit de la seule technique de géodésie qui ne fait pas intervenir de satellite. Elle repose sur l'analyse de signaux émis par des *quasars* qui sont des objets célestes *extragalactiques* émettant une grande quantité d'énergie sous la forme d'ondes radios (de longueur d'onde centimétrique). Ces signaux aléatoires sont reçus par au moins deux radiotélescopes (on n'a pas besoin de connaître la nature exacte du signal, mais simplement que le signal reçu est le même) à la surface de la Terre, séparés de plusieurs milliers de kilomètres (Figure 1.3).

Dès le début des années 1980, la technique VLBI atteint des précisions compatibles avec celles de la géodésie spatiale, notamment pour déterminer la distance qui sépare les antennes VLBI, grâce à son approche interférométrique. C'est ainsi qu'elle se distinguera par la suite (avec sa nature non-satellitaire) comme étant l'unique système pouvant déterminer l'orientation *inertielle* (par rapport aux étoiles) de la Terre, et donc suivre précisément l'évolution du *temps universel* (UT1), qui n'est autre que l'échelle de temps déduite de la rotation de la Terre.

Cependant, cette technique de mesure non-satellitaire ne sera pas utilisée par la

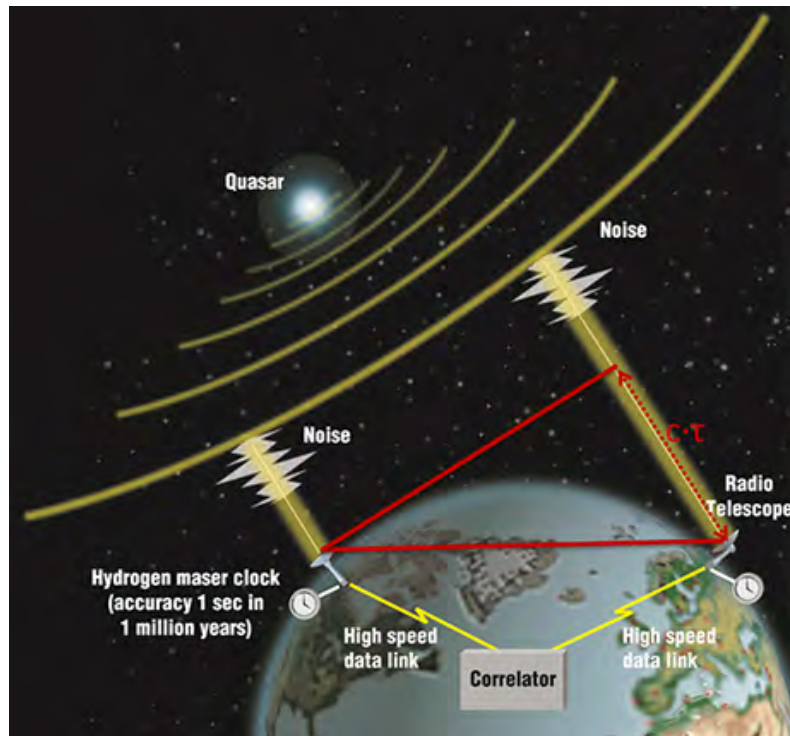


FIGURE 1.3: Principe de la technique VLBI (<https://space-geodesy.nasa.gov/techniques/VLBI.html>).

suite, car ne faisant pas intervenir la loi de la gravitation universelle, elle ne permet pas de déterminer le  $GM$ , la position du centre de masse de la Terre, ou tout autre terme du champ de gravité terrestre.

## GPS

Le système GPS, placé sous la responsabilité militaire du Département de la défense américain, a été développé à la fin des années 1970 avec le dessein de mettre en place un *système de positionnement* passif basé sur des satellites embarquant des horloges atomiques, permettant à tout utilisateur ayant quatre satellites en vue de se positionner sur Terre "n'importe où, n'importe quand". Une trentaine de satellites compose la constellation GPS, répartis sur six plans orbitaux (inclinés de  $55^\circ$  par rapport à l'équateur) et situés à une altitude voisine de 20200 km, pour pouvoir assurer une couverture totale la Terre. La Figure 1.4 représente la dernière génération de satellite GPS, dont le lancement a débuté en décembre 2018.

La première mise en place d'une constellation opérationnelle date du début des années 1990. Si des récepteurs GPS au sol sont nécessaires pour observer les signaux émis par ces mêmes satellites, des récepteurs dits *spatialisés* ont très vite été em-





FIGURE 1.4: Vue d'artiste du premier satellite GPS III (septième génération) lancé le 23 décembre 2018 (<https://www.gps.gov/multimedia/images>).

barqués à bord de satellites géodésiques. Le lancement du satellite d'altimétrie de la NASA (National Aeronautics and Space Administration) et du CNES (Centre National d'Etudes Spatiales) TOPEX/Poséidon (T/P) en 1992, puis celui de son successeur Jason-1 en 2001, démontreront la capacité de ce système de mesure à déterminer précisément la position d'un satellite en temps différé.

### **DORIS**

Il s'agit d'un système français conçu et développé dans les années 1980 par le CNES et l'Institut National de l'Information Géographique et Forestière (IGN) pour la détermination d'orbite précise de satellites d'altimétrie, où la connaissance de la position géocentrique *radiale* (au dessus de la surface océanique) de ces satellites est primordiale. C'est en 1990 qu'il est lancé à titre expérimental sur le satellite SPOT-2 (prévu pour une durée de vie de 3 ans, il fonctionnera près de 20 ans) pour préparer la mission océanographique de référence T/P. Il est aujourd'hui constitué d'un réseau au sol d'une soixantaine de balises émettrices, à la fois dense et homogène (Figure 1.5).



Systems Service (IERS) [114], ainsi qu’avec les progrès des modèles du champ de pesanteur et du *référentiel terrestre* [146]. Tout cela a permis d’aboutir en 2018 au standard GDR-F (rebaptisé en POE-F, pour Precise Orbit Ephemerides version F), auquel nous nous référerons dans ce manuscrit et dont les modèles (utilisés pour les missions d’altimétrie T/P, CryoSat-2, SARAL/AltiKa, Jason-3, Sentinel-3A et Sentinel-3B) sont détaillés dans ce qui suit (Tables 1.2 et 1.3).

Au sol, le déplacement principalement *linéaire par morceaux* des stations (en dehors des déformations post-sismiques), sous l’effet de la *tectonique des plaques*, est modélisé dans la réalisation du repère terrestre. L’orientation du réseau par rapport au repère céleste, matérialisé par les quasars (VLBI) et dans lequel sont calculées les orbites des satellites (DORIS, GPS, SLR), est donnée par la transformation de rotation du repère terrestre par rapport à ce même repère céleste. La partie irrégulière et largement imprévisible de cette rotation est fournie par les *paramètres d’orientation de la Terre* (Earth Orientation Parameters, EOP). Les autres déformations de la croûte, sur laquelle reposent les stations, ne sont modélisées que pour les effets d’origine maréale, relativement bien connus.

Suivant la longueur d’onde du signal exploité par le système de mesure, la sensibilité à l’ionosphère et la troposphère n’est pas la même. Par exemple, l’effet ionosphérique est négligeable dans le domaine optique SLR, mais il doit être ajusté pour les mesures micro-ondes DORIS et GPS. Concernant la composante *humide* de la correction troposphérique, elle reste toujours inférieure à 6 mm (au zénith) avec les observations laser, alors qu’elle peut être 70 fois plus importante pour les mesures radio. Ce qui compte malgré tout n’est pas l’ordre de grandeur de la correction mais celui de l’erreur résiduelle sur cette correction. En particulier, l’effet le plus important est celui de l’ionosphère pour DORIS et GPS, mais c’est celui qui nous gêne le moins.

## 1.5 Modélisation de l’orbite des satellites

### Champ de pesanteur

Jusqu’en 1957 la connaissance du champ de pesanteur terrestre était principalement limitée à une valeur nominale de l’accélération de la pesanteur  $g$ , approximativement égale à  $9.81 \text{ ms}^{-2}$  (en dehors de sa dépendance par rapport à la latitude et à l’altitude déjà mesurée précisément à l’aide de gravimètres), avant que le lancement de *Spoutnik I* ne marque l’an 1 de l’ère spatiale. Le suivi du déplacement d’un satellite en orbite autour de la Terre, à partir d’un réseau sol de stations, permet d’extraire

TABLE 1.2: Modèles de mesure utilisés dans le standard d'orbite actuel POE-F.

Type de modèle	Descriptif
<b>Mouvement des stations</b>	
Marées terrestres	Conventions IERS 2003 [85]
Marée polaire solide / océanique	Conventions IERS 2003 [85] / 2010 [114] + nouveau modèle linéaire du pôle moyen
Charge des marées océaniques	FES2014 [25]
Charge atmosphérique S1-S2	Ray and Ponte [119]
<b>Variations du géocentre</b>	
Composante maréale	Charge océanique & atmosphérique S1-S2
<b>Référentiel terrestre</b>	
DORIS	DPOD2014 [98]
GPS	IGS14 [120] JPL & GRG solutions orbites/horloges
SLR	SLRF/ITRF2014 [5]
<b>Orientation de la Terre</b>	
EOPs	IERS14-C04 [14]
Mouvement sub-diurne du pôle	Conventions IERS 2010 [114]
Précession-nutation	IAU 2006/2000A
<b>Correction troposphérique</b>	
DORIS	GPT2/VMF1[20, 74]
SLR	Délai de Mendes and Pavlis [90] & rabattement par Mendes et al. [91]
<b>Relativité</b>	
Propagation	Effet Shapiro [85]

des informations précieuses sur le champ de pesanteur environnant. Si la forme de la trajectoire est elliptique, elle se déforme localement sous l'effet des irrégularités spatiales et temporelles de l'attraction terrestre, ou les *anomalies* de pesanteur. Au fil des années, et plus récemment avec le lancement de la mission GRACE (Gravity Recovery and Climate Experiment) [151] en 2002, une image quasi-complète du champ de pesanteur de la Terre, en terme de résolution spatiale et temporelle, a pu être reconstituée. L'amélioration de résolution spatiale se traduit par l'identification

de degrés toujours plus hauts dans sa décomposition en *harmoniques sphériques* :

$$\begin{cases} \Delta\bar{C}_{nm} = \frac{(1+k'_n)a_e^2}{(2n+1)M} \int_0^{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \Delta\sigma(\phi, \lambda) P_{nm}(\sin\phi) \cos m\lambda \sin\phi \, d\phi d\lambda \\ \Delta\bar{S}_{nm} = \frac{(1+k'_n)a_e^2}{(2n+1)M} \int_0^{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \Delta\sigma(\phi, \lambda) P_{nm}(\sin\phi) \sin m\lambda \sin\phi \, d\phi d\lambda, \end{cases} \quad (1.1)$$

où  $a_e$  et  $M$  désignent le rayon équatorial (ou moyen) et la masse de la Terre,  $\phi$  et  $\lambda$  la latitude et longitude,  $k'_n$  le *nombre de Love* de charge de degré  $n$  (lié à la déformation de la croûte terrestre),  $\Delta\sigma$  la variation de masse surfacique, et  $P_{nm}$  le polynôme de Legendre (normalisé par le facteur multiplicatif  $\sqrt{(2-\delta_{0m})(2n+1)\frac{(n-m)!}{(n+m)!}}$ ) de degré  $n$  et ordre  $m$ . L'évolution associée du potentiel gravitationnel s'écrit :

$$\Delta U(r, \phi, \lambda) = \frac{GM}{a_e} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{a_e}{r}\right)^{n+1} \sum_{m=0}^n P_{nm}(\sin\phi) \left[ \Delta\bar{C}_{nm} \cos m\lambda + \Delta\bar{S}_{nm} \sin m\lambda \right], \quad (1.2)$$

avec  $G$  la *constante universelle de gravitation*. Les fluctuations des *coefficients de Stokes normalisés* ( $\Delta\bar{C}_{nm}$ ,  $\Delta\bar{S}_{nm}$ ) sont dues aux redistributions de masses surfaciques (atmosphère, océans, hydrologie continentale, ...). Les termes de degrés 0 et 1 ne sont pas directement observables par GRACE, et ceux de degré 2 sont peu ou mal observés. Ils constituent donc les dernières touches à porter sur ce portrait gravitationnel et dont la moyenne temporelle est esquissée sur la Figure 1.6.

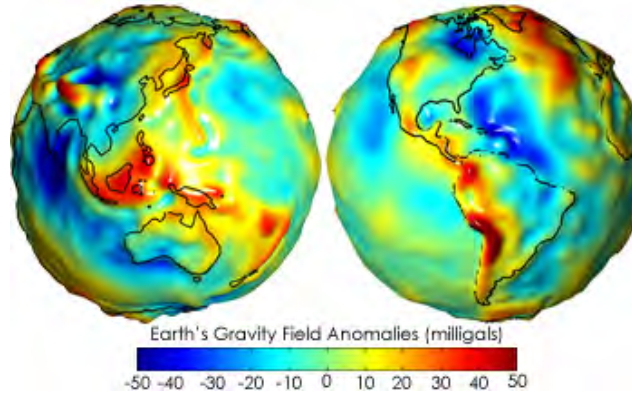


FIGURE 1.6: Anomalies de la pesanteur terrestre, mettant en évidence les écarts à un modèle de Terre simplifié quasi-sphérique (<https://earthobservatory.nasa.gov/features/GRACE/page3.php>).

Le coefficient de degré 0 ( $\bar{C}_{00}$ ) correspond à la pesanteur générée par une Terre idéalisée par une sphère parfaitement symétrique, ou de manière équivalente à la pesanteur créée par une masse ponctuelle qui concentrerait toute la Terre en son

centre. Les trois coefficients de degré 1 correspondent aux coordonnées du vecteur de géocentre, c'est à dire à la position du centre de masse de la Terre complète dans le repère terrestre :

$$\begin{pmatrix} X_{GC} \\ Y_{GC} \\ Z_{GC} \end{pmatrix} = \sqrt{3}a_e \begin{pmatrix} \bar{C}_{1,1} \\ \bar{S}_{1,1} \\ \bar{C}_{1,0} \end{pmatrix}. \quad (1.3)$$

Finalement les coefficients de degré 2 sont reliés aux composantes du tenseur d'inertie de la Terre, et donnent ainsi accès aux directions des axes d'inertie principaux.

Si la Terre se résumait à une sphère homogène parfaitement sphérique, seul le coefficient de degré 0 serait suffisant pour modéliser la force de pesanteur qu'elle génère. Cependant, sa structure inhomogène, cumulée aux redistributions de masses permanentes à sa surface, ainsi qu'aux interactions entretenues avec les corps célestes voisins imposent de tenir compte de forces gravitationnelles additionnelles.

L'origine des *perturbations* temporelles du champ de pesanteur terrestre est multiple. Les *marées*, causées par l'attraction de la Lune et du Soleil, en sont la source principale. Elles se manifestent directement en déformant la Terre solide (de quelques dizaines de centimètres), mais aussi indirectement, via les *marées océaniques* qui déforment la croûte terrestre (de plusieurs centimètres) par effet de *surcharge*. En plus de l'action des corps massifs du Système solaire, la *marée polaire* perturbe la force *centrifuge* (liée à la rotation propre de la Terre) en raison du mouvement terrestre de l'axe du *pôle*. Comme évoqué précédemment, les déplacements de masses d'air et d'eau dans l'atmosphère et l'hydrosphère jouent également un rôle non négligeable. Que ce soit à cause de variations de la pression atmosphérique de l'air, de précipitations (pluie, neige) sur les continents, ou encore de courants et de vagues dans les océans, le champ de pesanteur de la Terre se retrouve modifié directement par ces redistributions de masses superficielles, et indirectement par les surcharges engendrées à sa surface.

### **Autres forces**

En outre, le mouvement orbital des satellites se retrouve perturbé par des forces dont l'origine n'est pas gravitationnelle. A la *trainée atmosphérique*, qui résulte de l'interaction de "freinage" des surfaces satellitaires avec les molécules contenues dans l'atmosphère, se superpose la force de *pression de radiation solaire* exercée par les photons sur les faces du satellite, lorsqu'il se retrouve directement éclairé par le Soleil. C'est le cas également de l'effet d'*albedo*, causé par la réflexion ou diffusion de radiations solaires essentiellement sur les surfaces des nuages et des

TABLE 1.3: Modèles dynamiques utilisés dans le standard d'orbite actuel POE-F.

Type de modèle	Descriptif
<b>Pesanteur terrestre</b>	
Champ variable	GRACE+SLR CNES/GRGS RL04 tronqué au d/o 30 (MEOs) & 90 (LEOs)
<b>Forces de marées</b>	
Marées terrestres	Conventions IERS 2003 [85]
Marée polaire solide / océanique	Conventions IERS 2003 [85] / 2010 [114]
Marées océaniques	FES2014 [25]
Gravité atmosphérique	AOD1B RL06 [45]
<b>Troisième corps</b>	
Planètes	Soleil, Lune, Vénus, Mars, Jupiter
Ephémérides	INPOP08 [56]
<b>Pression de radiation</b>	
Solaire	Directe
Albedo & infrarouge	Knocke et al. [70]
<b>Frottement atmosphérique</b>	
Thermosphère	DTM-2013 [23] pour Jason-2/3 NRLMSISE-00 [115] pour les autres
<b>Relativité</b>	
Accélération	Schwarzschild, Lense-Thirring, de Sitter [114]

terres enneigées de la Terre. Le *rayonnement infrarouge* d'origine thermique, émis par la Terre vers l'espace, génère aussi une pression de radiation majoritairement radiale.

Enfin, des *accélérations empiriques* peuvent être estimées en plus, dans les mesures géodésiques disponibles, pour tenir compte des défauts de cette modélisation dynamique complexe. Dépendantes du satellite et de son orbite, celles-ci seront spécifiées au cas par cas.

## 1.6 Direction visée

Au niveau de précision où l'on se place aujourd'hui, à environ quelques  $10^{-10}$  en géodésie spatiale, plusieurs problèmes fondamentaux se posent :

- la déformation des orbites,
- les constantes de base (origine, facteur d'échelle) du repère de référence terrestre,

— le champ de gravité de la Terre et son axe principal d'inertie.

Les questions posées ici rejoignent les idées suivantes :

- la dynamique spatiale est le moteur de nos investigations,
- les différentes techniques d'observation doivent s'accorder sur leurs "produits" (géométriques et dynamiques),
- le champ de pesanteur ainsi que le repère terrestre sont uniques, et les phénomènes physiques sont identiques, quelque soit l'approche.

Nous voulons aller vers une application de définitions de base (sur le repère, le facteur  $GM$  de la Terre, ses axes d'inertie et de rotation) plus cohérentes qu'elles ne le sont aujourd'hui, tout en utilisant le système de géodésie spatiale, lui même, pour redéterminer leur paramètres dans ce nouveau contexte.

Les Chapitres 2, 3 et 6 introduisent ces différentes facettes du comportement de la Terre. Les articles issus de ces travaux de thèse sont présentés aux Chapitres 4, 5 et 7, avant de conclure par le Chapitre 8 sur les perspectives envisageables pour la prochaine décennie.





*Chapitre 2*

## CONSTANTE GRAVITATIONNELLE GÉOCENTRIQUE

**2.1 Introduction**

Avant l'ère des satellites artificiels et du premier pas de l'homme sur la Lune, seule une valeur grossière ( $\sim 398600 \pm 10 \text{ km}^3\text{s}^{-2}$ ) de la constante gravitationnelle géocentrique était disponible [24]. Les progrès réalisés ensuite dans ses déterminations successives s'appuyèrent sur le suivi orbital des premiers satellites artificiels de la Terre, de sondes interplanétaires (dont les programmes Ranger, Surveyor, Lunar Orbiter, Pioneer, Mariner, Viking) et de tirs laser sur la Lune grâce aux réflecteurs déposés par les missions américaines Apollo et soviétiques Lunakhod dans les années 1970 (Figure 2.1). L'apparition des satellites géodésiques passifs, notamment

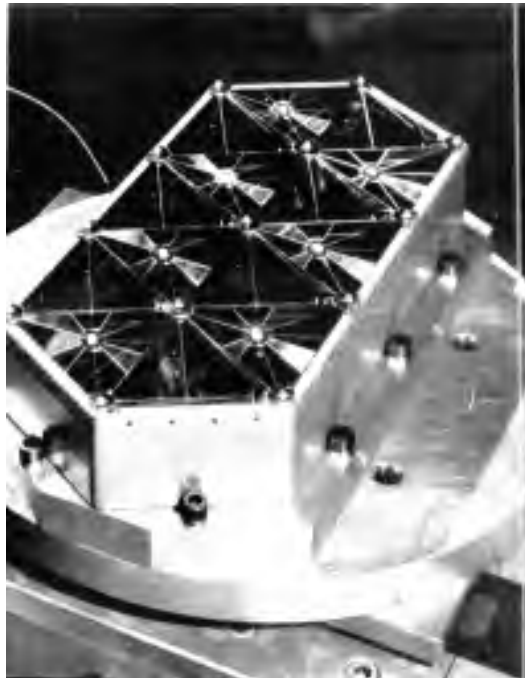


FIGURE 2.1: Le rétro réflecteur français des Lunakhod soviétiques des missions LUNA 17 et 21 (CNES).

LAGEOS-1 (LAsER GEOdetic Satellite) à partir de 1976, a contribué de manière essentielle aux derniers raffinements de la valeur de  $GM$  (Table 2.1), étant donné la grande stabilité de leurs orbites.

TABLE 2.1: Valeurs historiques récentes de  $GM$  et leurs incertitudes.

Solution	Période	$GM$ ( $\text{km}^3\text{s}^{-2}$ )	$\sigma$ ( $\text{km}^3\text{s}^{-2}$ )	Source
Sondes	Inconnue	398600.5	Inconnue	Moritz [100]
Lune	1969–1974	398600.48	0.1	Williams [156]
Multi-LEOs	1976–1978	398600.44	0.02	Lerch et al. [78]
LAGEOS-1	1984–1986	398600.4405	0.001	Ries et al. [125]
LAGEOS-1	1986–1991	398600.4415	0.0008	Ries et al. [126]
LAGEOS-1/2	1986–1996	398600.4419	0.0002	Dunn et al. [52]
LAGEOS-1/2	1992–1996	398600.44187	0.00020	Smith et al. [140]

La constante gravitationnelle géocentrique  $GM$  est définie par le produit de la constante universelle de gravitation  $G$  (introduite par la loi universelle de la gravitation de Newton) et de la *masse de la Terre*  $M$ . En fait, comme indiqué précédemment, la mesure des distances et des périodes des satellites terrestres (artificiels ou naturels comme la Lune) nous fournit le produit  $GM$ . Dans le cas simplifié d'un problème à deux corps, cette observation peut être illustrée par l'intermédiaire de la forme newtonienne de la *troisième loi de Kepler*

$$G(M + m) = 4\pi^2 \frac{a^3}{T^2}, \quad (2.1)$$

où  $a$  est le demi-grand axe de la trajectoire du satellite (dont la masse  $m$  peut être considérée comme négligeable devant celle de la Terre, hormis pour la Lune où  $m_{\text{Lune}} \approx M/81$ ) et  $T$  sa période de révolution autour de la Terre. Par conséquent, la constante  $G$  de Newton et la masse de la Terre  $M$  restent encore aujourd'hui paradoxalement moins bien connues que leur produit  $GM$ . Les Conventions IERS 2010 [114] recommandent les valeurs

$$\begin{cases} G = (6.67428 \pm 0.00067) \times 10^{-11} \text{ m}^3\text{kg}^{-1}\text{s}^{-2} \\ M = (5.9722 \pm 0.0006) \times 10^{24} \text{ kg.} \end{cases} \quad (2.2)$$

Le choix de la valeur de la vitesse de la lumière  $c$  (299792.458 km/s aujourd'hui et 299792.5 km/s dans les années 1970) influence indirectement celle de  $GM$ , puisque sa détermination repose sur des temps de propagation convertis en distance.

Une question vient alors : la constante gravitationnelle géocentrique est-elle vraiment constante ou se modifie-t-elle au cours du temps ? Selon les estimations actuelles la Terre gagne chaque année 40000 tonnes sous forme de poussières issues des météorites [79]. En contrepartie, 95000 tonnes d'hydrogène et 1600 tonnes d'hélium s'échappent de l'atmosphère sur un an, étant trop légers pour être retenus par la gravité terrestre. Cela représente finalement une perte annuelle de  $10^{-17}$

de la masse de la Terre. A titre de comparaison, cette perte s'apparente à un centième du rapport entre le poids d'un moustique et de celui d'un supertanker, soit encore trois ordres de grandeur en deçà de la précision atteinte dernièrement par la mission MICROSCOPE (MICROSatellite à traînée Compensée pour l'Observation du Principe d'Equivalence) dont l'objectif est de valider le principe d'équivalence. Autrement dit, cette variation de masse est plus que difficilement détectable dans la valeur de la constante gravitationnelle géocentrique. Quant à une variation éventuelle de la constante de gravitation  $G$ , elle n'a jamais été démontrée avec certitude. Cependant, des analyses issues de tirs lasers sur la Lune cherchent à mettre en évidence une dérive séculaire de  $G$  de l'ordre de  $\dot{G}/G = 10^{-12} \text{ an}^{-1}$  [101]. Eu égard à la précision relative escomptée sur le  $GM$  ( $\sim 10^{-10}$  au mieux) et aux considérations précédentes, nous nous limiterons à estimer une valeur constante pour ce paramètre fondamental qu'est le  $GM$ .

Une connaissance exacte de la valeur du coefficient gravitationnel géocentrique est nécessaire au positionnement absolu (en terme d'altitude) de tout satellite d'observation dans le référentiel terrestre (à travers sa définition du *facteur d'échelle* terrestre, son unité de longueur) et donc au suivi de l'évolution du système Terre. Il en est de même pour la mesure de la *verticale* (hauteur) des stations de référence situées à la surface de la Terre (DORIS, GNSS, SLR, VLBI, marégraphes, ...). La valeur de  $GM$  retenue par les Conventions IERS actuelles est

$$GM = 398600.4415 \pm 0.0008 \text{ km}^3\text{s}^{-2}, \quad (2.3)$$

déterminée par Ries et al. [126] en 1992. Cette précision impose de tenir compte des effets *relativistes* liés à la rotation de la Terre [125]. C'est donc en Temps Terrestre (TT), au niveau moyen des mers, et non en Temps-Coordonné Géocentrique (TCG), au centre de la Terre, qu'est exprimée la valeur de  $GM$  citée en (2.3). Son équivalent en TCG serait

$$GM_{TCG} = \frac{GM_{TT}}{1 - L_G} = 398600.4418 \pm 0.0008 \text{ km}^3\text{s}^{-2}, \quad (2.4)$$

avec  $L_G = 1 - \frac{dT_T}{dT_{CG}} = 6.969290134 \times 10^{-10}$ , d'après Petit and Luzum [114].

## 2.2 Limitations des estimations antérieures

L'un des objectifs de notre thèse concerne l'étude de pistes d'améliorations pour la détermination de la valeur de la constante gravitationnelle géocentrique  $GM$ . L'incertitude donnée par (2.3) de 2.0 parties par milliard (part per billion, ppb)

implique que toute position radiale d'un satellite est entachée d'une erreur systématique à  $2.0/3 \approx 0.7$  ppb, soit environ  $\pm 5$  mm pour un LEO (Low Earth Orbit) et  $\pm 8$  mm pour l'altitude MEO (Medium Earth Orbit) des LAGEOS. En effet, la différentiation de la relation (2.1) fournit cet ordre de grandeur en considérant que la période du satellite, donnée par les mesures, reste la même quelle que soit la valeur de  $GM$  envisagée, de sorte que l'incertitude sur la valeur de  $GM$  se transmet intégralement à l'altitude du satellite. Nous sommes bien loin d'une exactitude de 1 mm, exigée par le Système d'Observation Géodésique Global (Global Geodetic Observing System, GGOS) [61], pour la prochaine décennie.

### Corrections de centre de masse satellite

**Biais géométrique lié au design de la cible** Le principe fondamental de la dynamique de Newton (complété par des corrections relativistes), sur lequel tout calcul d'orbite repose, référence les objets considérés par rapport à leur centre de masse. Cependant, les impulsions laser émises en direction de satellites sphériques (tels qu'employés en géodésie spatiale et représentés sur la Figure 2.2) vont être réfléchies pas les réflecteurs situés à leur surface. La distance à ajouter entre le



FIGURE 2.2: Ajisai, LAGEOS-1/2, Starlette/Stella, LARES (les proportions relatives sont respectées).

point de réflexion du faisceau lumineux et le centre de masse de ces satellites, pour prendre en compte les mesures laser dans la modélisation de leur trajectoire, est appelée "correction de centre de masse". Si l'on regarde plus en détails, la distance entre une station laser et un satellite sphérique est toujours supérieure à la distance

qui la sépare de la surface de ce satellite. Cela vient du fait que les sortes de "coins de cube", qui servent de réflecteurs, sont encastrés dans la masse de la sphère, et le faisceau laser va au delà de l'enveloppe sphérique du satellite.

A partir de mesures faites au sol (et de l'indice du verre des coins de cube), avant le lancement de ces satellites sphériques, des corrections de centre de masse constantes (251 mm par exemple pour LAGEOS-1) ont été déduites, puis utilisées, comme en 1992 pour l'estimation de la valeur de  $GM$  [126] qui sert encore aujourd'hui de référence. Dès 2003, Otsubo and Appleby [106], Otsubo et al. [107] prouvèrent que ces corrections étaient en fait propres à chaque station laser (en plus d'être propres à chaque satellite). En effet, suivant le type de détecteur (chargé de détecter l'émission et le retour de l'impulsion laser) et la méthode d'observation utilisés par la station laser, la correction de centre de masse peut s'avérer être plus courte (systèmes "simple-photon") ou plus importante (systèmes multi-photons), quand le seuil de détection du nombre de photons est augmenté.

Il est clair qu'il n'est pas considéré valide d'utiliser pour cette correction une valeur constante par satellite, notamment lorsqu'une précision millimétrique est visée. En outre, Otsubo et al. [107] soulignent que ces corrections sont et seront l'objet de raffinements successifs. Nous présenterons donc en Section 2.3 une manière de pallier cette méconnaissance.

**Signature du satellite dépendante de l'élévation du passage** L'effet de "signature du satellite" se manifeste par l'étalement temporel de l'impulsion laser, après sa réflexion sur plusieurs réflecteurs à bord du satellite [106]. Cette modification de la forme du front d'onde rend la correction de centre de masse, évoquée précédemment, dépendante du mode de fonctionnement de la station laser. Un problème supplémentaire apparaît lorsque cette signature produit des fluctuations du temps lumière sur la durée d'un passage, lesquelles dépendent de l'élévation du satellite au dessus de la station. Ces variations sont alors assimilables à une erreur factice de positionnement vertical de la station, et engendrent ainsi un biais systématique dans l'estimation de produits géodésiques, tels que la constante gravitationnelle géocentrique. Ce phénomène est à ce jour une source d'erreur majeure pour les mesures SLR, pouvant atteindre jusqu'à  $\sim 8$  mm pour Starlette/Stella et LARES,  $\sim 1$  cm pour LAGEOS-1/2, et  $\sim 5$  cm pour Ajisai suivant la technologie de la station laser [106, 107].

Les différents types de détecteurs des stations laser, à savoir Photo-Multiplier Tube

TABLE 2.2: Détecteurs représentatifs des stations laser actuelles.

Détecteur	Utilisation	Energie (nb. de photons)	Précision
C-SPAD	Autriche	Proche du simple photon (1–10)	4–5 mm
MCP	Etats-Unis	Multiplés photons (10–1000)	7–11 mm
C-SPAD	Europe et Chine	Proche du simple photon (1–10)	12–18 mm
PMT	Russie	Multiplés photons (10–1000)	20–38 mm
SPAD	France	Proche du simple photon (1–10)	Variable

(PMT) extitPMT *Photo-Multiplier Tube*, Micro-Channel Plate (MCP), Single-Photon Avalanche Diode (SPAD), et Compensated-Single-Photon Avalanche Diode (C-SPAD), sont présentés dans la Table 2.2. En particulier, les détecteurs SPAD introduisent un biais atteignant plusieurs centimètres et fonction de l'énergie (ou du nombre de photons) de l'impulsion laser reçue ("time-walk" en anglais). Comme, en l'absence de contrôle particulier, le nombre de photons détectés a tendance à diminuer avec l'élévation des mesures au cours du passage (à cause de l'atténuation atmosphérique, de l'éloignement du satellite, des erreurs de pointage du télescope et du laser, ...), ces détecteurs vont générer des biais affectés de cette même dépendance angulaire entre le zénith et l'horizon de la station. Ces "biais variables" à l'échelle d'un passage (mais pouvant être reproductibles d'un passage à l'autre) sont très difficiles à séparer des erreurs de la position verticale des stations. Le système C-SPAD est censé compenser cette dépendance à l'énergie réfléchie, mais cette compensation est loin d'être parfaite en raison de la signature propre au satellite, qui n'est pas répliquable lors de la calibration au sol du détecteur sur des cibles artificielles. Quelques stations C-SPAD sont capables de contrôler rigoureusement leur énergie reçue à un photon près (technologie "simple photon"). C'est le cas par exemple de la station d'Herstmonceux (7840), en Angleterre, qui n'est donc pas affectée, en principe, par cette source d'erreur. Les systèmes MCP et PMT, qui traitent un grand nombre de photons (10–1000), sont également peu sensibles aux variations d'énergie. Bien que ne disposant pas, dans les mesures laser brutes, d'une quantification directe de l'énergie renvoyée pour corriger les mesures des stations C-SPAD fonctionnant avec un faible niveau d'énergie (1–10 photons), nous présentons dans la section suivante une méthode permettant de minimiser cet effet.

### Biais en distance de station

Malgré la grande précision des mesures laser, elles ne sont pas exemptes de biais affectant leurs mesures de distances, et ce quelle que soit la station laser [7]. Ces

biais produisent des erreurs systématiques, constantes à l'échelle du passage d'un satellite, variant de quelques millimètres à plusieurs centimètres (suivant différentes échelles de temps), et pouvant impacter n'importe quelle estimation de paramètre géodésique, comme la constante gravitationnelle géocentrique par exemple. Il se trouve même qu'il s'agit de la principale source d'erreur dans les dernières déterminations de cette grandeur fondamentale [52, 125, 126, 140], dans la mesure où celle-ci est *corrélée* avec les biais des stations (notamment pour le satellite LAGEOS-1, voir Chapitre 7), et que leur estimation conjointe n'a jamais été opérée. En Section 2.3, nous proposons une solution à ce problème.

### 2.3 Méthode mise en pratique

La stratégie retenue pour pallier les sources d'erreurs identifiées précédemment dans la détermination du coefficient gravitationnel géocentrique consiste à exploiter de manière optimale l'information orbitale du satellite pour estimer simultanément la constante  $GM$  et chaque source d'erreur. Bien que cette approche puisse poser des problèmes d'observabilité, qu'il conviendra de résoudre, elle permet d'obtenir une valeur de  $GM$  plus réaliste que les estimations antérieures, et de quantifier directement son incertitude au moyen de sa *covariance formelle* associée.

La méthode présentée ici est celle de la résolution simultanée, des bas degrés du champ de pesanteur terrestre du Chapitre 7, et qui sert également au Chapitre 6.

Tout d'abord, pour faciliter la séparation des différents paramètres estimés, la durée des arcs d'orbites a été allongée de la semaine (utilisée à l'International Laser Ranging Service, ILRS) au mois, ce qui "augmente" le nombre de mesures laser disponibles (forte variabilité du nombre de mesures par jour), tout en réduisant le niveau de bruit des paramètres estimés.

#### Paramètres dynamiques physiques estimés

Nous considérons le paramètre gravitationnel géocentrique ( $GM = \bar{C}_{0,0}$ ) comme une constante sur les 34 ans d'observations retenues, 1984–2017 (cf. discussion de la Section 2.1). Celles-ci sont postérieures à la campagne MERIT ayant fortement contribué à l'amélioration de la technologie SLR [138], qui est la seule technique de géodésie spatiale disposant d'une plage aussi longue (depuis 1975).

Egalement, les trois coordonnées du géocentre ( $T_X \approx \bar{C}_{1,1}, T_Y \approx \bar{S}_{1,1}, T_Z \approx \bar{C}_{1,0}$ ), ainsi que les harmoniques sphériques en lien avec les moments d'inertie de la Terre ( $\bar{C}_{2,1}, \bar{S}_{2,1}, \bar{C}_{2,2}, \bar{S}_{2,2}$ ) ont été ajustées mensuellement par arc orbital. Deux para-



mètres de rotations ( $R_X, R_Y$ ), autour des axes  $X$  et  $Y$  du référentiel terrestre, furent estimés accessoirement, par arc, pour mieux estimer la translation du réseau SLR étant donné son défaut d'inhomogénéité (ce qui n'est pas nécessaire dans le cadre de DORIS, cf. Chapitre 4).

### Paramètres de mesures estimés

La position verticale des stations laser est libérée sur chaque arc mensuel pour deux raisons :

- toute estimation de  $GM$  doit être associée à celle de la hauteur des stations du fait de la corrélation entre ces deux paramètres (sinon, la valeur de  $GM$  obtenue sera implicitement contrainte par celle ayant servi à la détermination des composantes verticales des stations de mesures utilisées).
- pour représenter les déformations de charge non maréales, absentes dans la modélisation a priori des déplacements de station (cf. Chapitre 1), et assurer la cohérence avec la stratégie employée lors de l'obtention du géocentre DORIS (cf. Chapitres 3 et 4).

Enfin, des biais en distance sont déterminés pour chaque station du réseau SLR, dans le but de tenir compte de cette première source d'incertitude.

### Intérêt d'une combinaison de satellites LEOs/MEOs

On sait que le coefficient gravitationnel géocentrique, la position verticale des stations, ainsi que leur biais de mesures sont tous plus ou moins corrélés entre eux. Cela explique sans doute pourquoi on ne trouve, à ce jour, aucune publication donnant une estimation simultanée de ces trois paramètres. Néanmoins, en analysant comment ces corrélations se manifestent en fonction de l'altitude du satellite (Figure 2.3), nous avons remarqué que l'observation conjointe du  $GM$  et des biais en distance des stations laser est plus délicate pour un satellite MEO comme LAGEOS-1, que pour un satellite LEO comme Stella. Le contraire est constaté à propos de l'observation conjointe du  $GM$  et des déplacements verticaux des stations. Mathématiquement, le calcul de ces différences de résidus laser  $\Delta\epsilon$  engendrées par un offset de biais station  $\Delta b$ , d'un offset de hauteur station  $\Delta h$ , et d'un offset d'orbite radial  $\Delta r$ , en fonction de l'élévation  $E$  s'écrit

$$\begin{cases} \Delta\epsilon_b = \Delta b \\ \Delta\epsilon_h = \Delta h \sin E \\ \Delta\epsilon_r = \frac{\Delta r}{\sin E'} \end{cases} \quad (2.5)$$

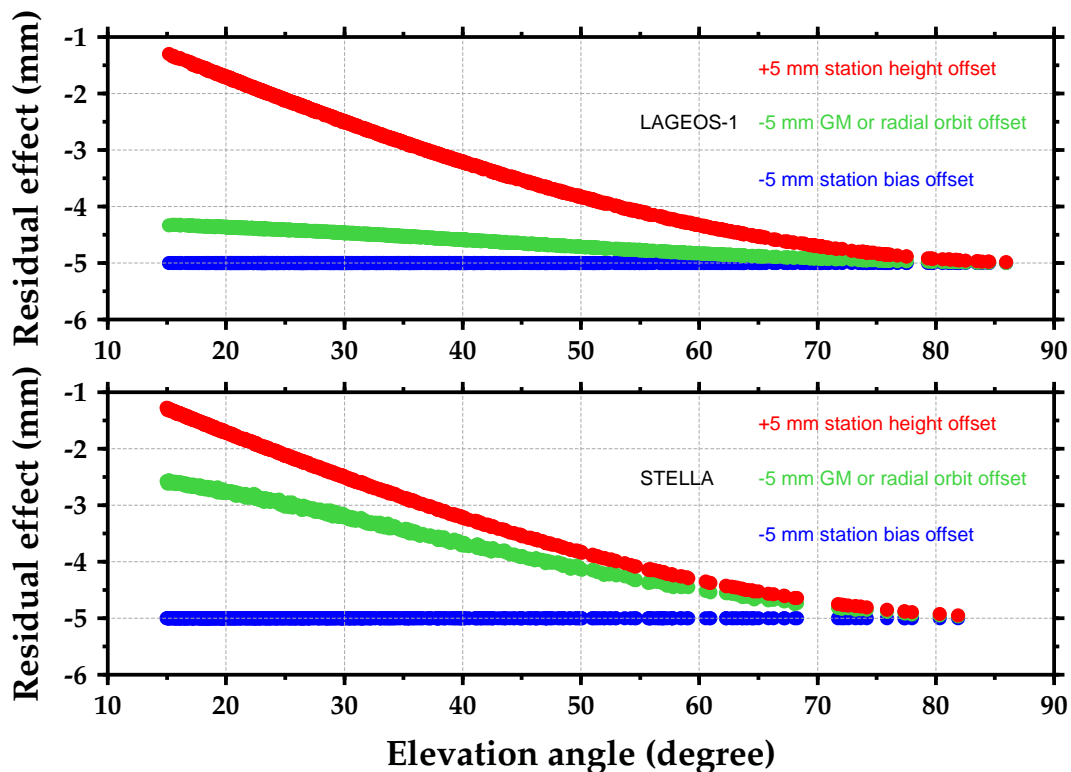


FIGURE 2.3: Impact sur les résidus laser d'un offset de biais de +5 mm (bleu), d'un offset de hauteur de -5 mm (rouge), et d'un offset de  $GM$  équivalent à un offset d'orbite radial de -5 mm (vert), pour les satellites LAGEOS-1 (haut) et Stella (bas). Les résidus ont été calculés pour la station laser de Yarragadee (7090), en Australie, sur le mois de juin 2007, mais ces résultats sont indépendants de la station et de la période analysée.

où  $\cos E' = \frac{a_e}{r} \cos E$ . Ces résultats montrent tout l'intérêt, et même la nécessité dans ce cas précis, de combiner des observations laser effectuées sur des satellites ayant des altitudes variées. Pourtant, encore aujourd'hui l'essentiel de la contribution du système de mesure SLR aux observations géodésiques provient des satellites MEOs, LAGEOS-1/2.

Les satellites jumeaux, LAGEOS-1 et LAGEOS-2, lancés les 4 mai 1976 et 22 octobre 1992, à l'initiative de la NASA puis de l'ASI (Agence Spatiale Italienne), ont une orbite stable en raison de leur altitude élevée ( $\sim 6000$  km) et leur grande densité ( $\sim 0.0007 \text{ m}^2\text{kg}^{-1}$ ). Ces deux caractéristiques minimisent les perturbations liées aux forces de surface (en particulier le frottement et la pression de radiation solaire), ainsi qu'aux coefficients de haut degré du géopotential, et simplifient considérablement la modélisation de leurs orbites. Ce n'était pas aussi simple dans le cas du satellite T/P, plus volumineux que dense et placé à une basse altitude de

TABLE 2.3: Principales caractéristiques des six satellite sphériques considérés.

	LAGEOS-1/2	Starlette/Stella	Ajisai	LARES
Mission	NASA/NASA-ASI	CNES	JAXA	ASI
Lancement	1976/1992	<b>1975</b> /1993	1986	2012
Diamètre ( m)	0.60	0.24	2.15	0.36
Masse ( kg)	407/405	48	685	387
S/M ( m <sup>2</sup> kg <sup>-1</sup> )	0.0007	0.0009	0.0053	<b>0.0002</b>
Altitude ( km)	5850/5630	<b>800</b> –1100/820	1490	1450
Excentricité	0.004/0.014	0.021/ <b>0.001</b>	0.002	<b>0.001</b>
Inclinaison (deg)	110/53	<b>49</b> /99	50	70
Période $\beta'$ (jours)	560/222	<b>73</b> /182	89	133

*Note.* Les propriétés favorables sont indiquées en gras.

~1300 km : la précision visée sur la connaissance radiale de son orbite n'était que de 13 cm au moment de son lancement. A l'inverse, à cause de cette altitude élevée, ces satellites souffrent d'une sensibilité médiocre aux grandes longueurs d'onde du champ de pesanteur de la Terre, auxquelles on s'intéresse ici. A présent, l'existence de modèles à haute résolution spatiale des perturbations gravitationnelles évite de se cantonner aux missions MEOs.

Pour toutes ces raisons, nous nous sommes donc également intéressés à d'autres satellites sphériques de géodésie, situés à des altitudes plus basses (qui présentent en plus l'avantage d'être plus facilement suivis par les stations laser). La Table 2.3 décrit leurs principales caractéristiques. Le satellite Starlette, lancé par le CNES le 6 février 1975, fut même le tout premier satellite sphérique dédié à la géodésie spatiale. Son altitude réduite, pouvant descendre jusqu'à 800 km, le rend adapté à l'étude des bas degrés du champ de pesanteur terrestre. Sa faible inclinaison permet en outre un bon suivi laser par les stations situées dans la bande équatoriale (cf. Chapitre 7), et lui confère une période *draconitique* (répétition de l'angle  $\beta'$  entre la direction du Soleil et le plan orbital du satellite) éloignée de l'année (cf. Chapitres 3, 4 et 5). Sa doublure, Stella, fut lancée le 26 septembre 1993. Entre temps, les 12 août 1986 et 13 février 2012, respectivement, les satellites Ajisai de la JAXA (Japan Aerospace eXploration Agency) et LARES (LAsER RELativity Satellite) de l'ASI vinrent compléter cette constellation de LEOs passifs. Assez étonnamment, LARES est à ce jour l'objet le plus dense connu dans le Système solaire !

Comme nous le précisons au Chapitre 7, l'effet de signature du satellite évoqué dans la section précédente et pouvant générer un déplacement vertical fictif des stations

laser, peut être corrigé en grande partie en combinant les estimations mensuelles de la hauteur d'une station donnée, issues de tous ces satellites sphériques. Cette méthode est d'autant plus utile pour "réhabiliter" les observations d'Ajisai [77]. A ce sujet, signalons que les réflecteurs tels que ceux embarqués sur les satellites d'altimétrie (comme la filière Jason par exemple) produisent une "empreinte" très faible, car la plupart du temps le signal laser réfléchi ne provient que d'un seul coin de cube, contrairement aux satellites sphériques.

Pour continuer à exploiter la richesse de ces observations multiples, les paramètres dynamiques ( $GM$ , translation/rotation, degrés deux) et géométriques (positions verticales des stations) seront estimés en commun par combinaison des estimations indépendantes des satellites LEOs/MEOs.

### **Particularités des biais des stations**

Les biais en distance des mesures laser sont définis pour une station donnée et pour chaque design de satellite, lequel est identique pour LAGEOS-1/2, Starlette/Stella, mais propre à Ajisai et LARES. Cette contrainte supplémentaire permet de mieux ajuster la correction de centre de masse, au moins sa partie constante à l'échelle d'un passage du satellite, liée à la géométrie du satellite sphérique et au mode de fonctionnement de la station laser (simple ou multi-photons).

De plus, pour éviter tout signal annuel artificiel dans les biais stations observés, produit par la colinéarité de ces biais avec les oscillations saisonnières (d'origine géophysique) de la position verticale des stations, les biais en distance sont combinés par année. Cette approche permet de minimiser les erreurs systématiques sur les biais stations, tout en "cassant" davantage leur corrélation temporelle avec la constante  $GM$  et les positions verticales mensuelles des stations lors de leur détermination simultanée.

### **Récapitulatif du problème à résoudre**

Bien que les arcs d'orbite mensuels propres à chaque satellite aient été calculés indépendamment, conférant ainsi une résolution unitaire mensuelle aux paramètres physiques de mesure et dynamique estimés, une combinaison de ces solutions individuelles (par cumul de leurs *équations normales*) permet de résoudre certains paramètres plus globalement (sur une plus longue durée et/ou en commun à plusieurs satellites), tout en répercutant cette information sur ceux estimés individuellement à l'échelle d'un arc orbital mensuel.

TABLE 2.4: Paramètres physiques estimés et stratégie de combinaison.

Grandeur	Résolution temporelle	Dépendance aux satellites
$GM$	Constante (34 ans)	Commun à tous
$(T_X, T_Y, T_Z)$	Mensuelle	Commun à tous
$(R_X, R_Y)$	Mensuelle	Commun à tous
$(\bar{C}_{2,1}, \bar{S}_{2,1}, \bar{C}_{2,2}, \bar{S}_{2,2})$	Mensuelle	Commun à tous
Biais en distance	Annuelle	Propre au satellite (par station)
Verticales stations	Mensuelle	Commun à tous (par station)

La stratégie d'assemblage évoquée en amont de cette section est résumée à la Table 2.4. Afin de ne pas influencer la résolution de ces paramètres par leur donnée a priori, on n'applique aucune contrainte lors de leur estimation. Au Chapitre 7, nous précisons le paramétrage dynamique des forces empiriques destinées à absorber—à la période orbitale résonante du satellite—les erreurs de modélisation résiduelles, avec les choix effectués pour la modélisation de la pression de radiation solaire et le prétraitement des mesures laser de ces satellites sphériques.

## 2.4 Résultat et discussions

La Figure 2.4 montre les valeurs de  $GM$  obtenues chaque année depuis 1990. Le

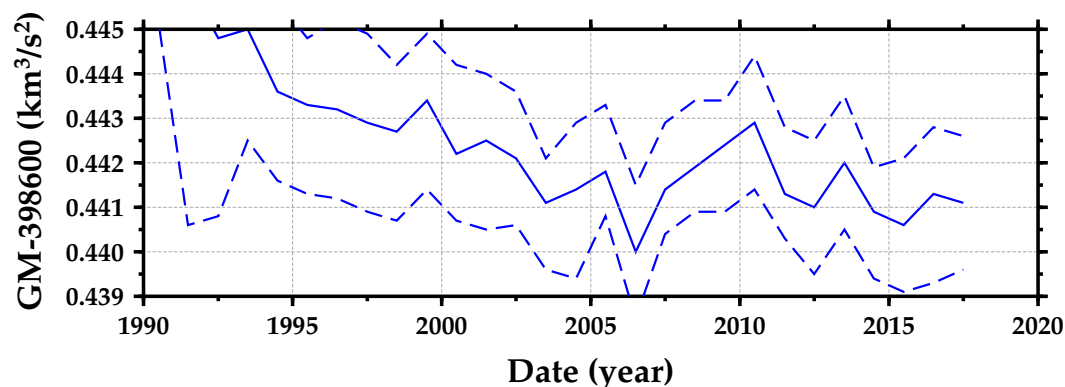


FIGURE 2.4: Estimations annuelles de  $(GM - 398600 \text{ km}^3\text{s}^{-2})$  à partir des observations de LAGEOS-1/2, Starlette/Stella, Ajisai, et LARES depuis 1990 (ligne bleue continue). Les deux tracés en tirets fournissent l'incertitude correspondante à ces ajustements ( $3\sigma$  où  $\sigma$  désigne leur covariance formelle).

cumul de ces estimations individuelles, sur la période complète de 34 ans (1984–2017), fournit la valeur de  $GM$  suivante :  $398600.4420 \pm 0.0003 \text{ km}^3\text{s}^{-2}$  (TT). La différence entre cette nouvelle détermination et sa valeur standard,  $398600.4415 \pm 0.0008 \text{ km}^3\text{s}^{-2}$  (TT), recommandée dans les Conventions IERS 2010 [114], se tra-

duit par un écart d'environ 3 mm sur l'altitude absolue d'un satellite bas, et 5 mm sur celle des satellites LAGEOS. Cette valeur peut être confirmée en ayant recours aux dernières corrections de centre de masse<sup>1</sup> pour chacun des six satellites sphériques, et en supposant la station laser 7839 de Graz (Autriche) non biaisée, et donc exempte d'un ajustement de biais. Cette hypothèse paraît justifiée par les analyses récentes d'Arnold et al. [8], Hackel et al. [63], Jinyun et al. [67], qui indiquent tous que cette station est la plus faiblement biaisée du réseau SLR (en se basant sur des estimations indépendantes de biais laser à partir d'orbites GPS précises de satellites LEOs) :  $\sim 1.7$  mm en 2016,  $\sim -2.5$  mm en 2012,  $\sim -0.7$  mm sur 2012–2017. Nous avons ainsi obtenu les valeurs suivantes de  $GM$  sur les mêmes plages de temps :  $398600.4418 \pm 0.0006 \text{ km}^3\text{s}^{-2}$  en 2016,  $398600.4420 \pm 0.0005 \text{ km}^3\text{s}^{-2}$  en 2012, et  $398600.4419 \pm 0.0002 \text{ km}^3\text{s}^{-2}$  sur la période 2012–2017.

Dans le Chapitre 7 nous discutons les approches qui pourraient être mises en place pour identifier et valider la meilleure valeur de  $GM$ . Notamment :

- une campagne de mesure de la constante gravitationnelle géocentrique sur quelques années, où une station laser de référence serait calibrée et suivie précisément pour être dépourvue de biais, serait suffisante pour accroître significativement l'observabilité de ce paramètre.
- à défaut de disposer de mesures non biaisées, la connaissance des corrections de centre de masse des satellites sphériques avec une exactitude millimétrique permettrait d'estimer ces biais par station uniquement (non plus par satellite pour tenir compte de cette méconnaissance), et ainsi d'augmenter la précision d'estimation du  $GM$ .
- la réduction de l'écart entre les facteurs d'échelle obtenus par la technique SLR (lié à la valeur de  $GM$  utilisée en a priori) et par la technique VLBI (indépendant de cette constante) pourrait à terme se traduire par la convergence des estimations de  $GM$ . A ce sujet, il est intéressant de remarquer que l'augmentation identifiée de 1.3 ppb pour la valeur du  $GM$  réduirait l'écart actuel, entre le facteur d'échelle VLBI et SLR, de 1.37 ppb [5] à 0.3–0.5 ppb.

Enfin, nous validons aussi dans le Chapitre 7 l'incertitude associée à cette détermination de la constante gravitationnelle géocentrique,  $398600.4420 \pm 0.0003 \text{ km}^3\text{s}^{-2}$ , par analyse de la sensibilité de ce résultat aux sources d'erreurs résiduelles découlant des modèles de mesure et de la dynamique des satellites. Celle résultant des

---

1. Fournies personnellement par José Rodríguez (NERC Space Geodesy Facility, Herstmonceux Castle, United Kingdom)

biais des stations, des corrections de centre de masse des sphères géodésiques, et de l'effet de signature des satellites, a déjà été prise en compte lors de l'ajustement du  $GM$ , et est donc reflétée par sa covariance formelle. Les défauts restants de modélisation sont, par ordre d'importance :

- la correction troposphérique :  $< 0.0002 \text{ km}^3\text{s}^{-2}$  sur la période 1984–2017 (en passant du modèle contemporain [90, 91] au modèle historique [84]), et pouvant expliquer la plus faible valeur de  $GM$  trouvée par Ries et al. [126] avec le modèle Marini and Murray [84].
- les variations temporelles du champ de pesanteur terrestre (notamment avant l'apparition de la mission GRACE en 2002) :  $< 0.0001 \text{ km}^3\text{s}^{-2}$ , dont l'effet est magnifié par l'introduction des satellites LEOs dans l'estimation du  $GM$ .
- la pression de radiation exercée par le Soleil et la Terre : toutes deux négligeables.

## Chapitre 3

### MOUVEMENT DU GÉOCENTRE

#### 3.1 Introduction

Le ballet incessant des masses fluides à la surface de la Terre (océans, hydrologie continentale, cryosphère, atmosphère, etc...) perturbe son champ de pesanteur de manière directe, mais aussi indirecte par les effets de charge induits, qui déforment la croûte terrestre. Un mouvement relatif entre le centre de masse (CM) de la *Terre complète* (corps solide et enveloppe fluide) et celui de sa partie solide (CE) apparaît alors : c'est le mouvement du géocentre. Le CM est également l'origine du repère quasi-inertiel dans lequel on calcule les orbites des satellites artificiels d'après la théorie de Newton (Figure 3.1). Ce rôle privilégié lui a valu d'être choisi pour définir l'origine du référentiel terrestre utilisé en géodésie spatiale. Le CE sert de référence pour les modèles géophysiques, mais sa position exacte reste inaccessible [16]. Le *centre de surface* ou *figure* (CF), introduit par Dong et al. [47], est dé-

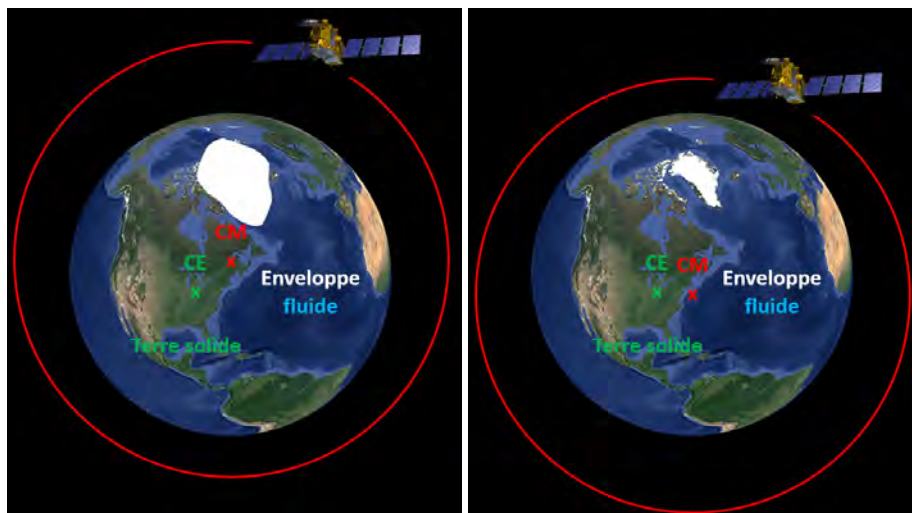


FIGURE 3.1: Représentation simplifiée du mouvement du centre de masse de la Terre (CM) observé relativement à la croûte terrestre et provoqué par une fonte de glace localisée au Groenland.

fini comme le centre géométrique de toute la surface solide de la Terre (planchers continental et océanique compris). Le CF est une bonne approximation du CE, si l'on néglige les hétérogénéités de masse au sein de la Terre solide. On définira, pour tout ce qui suit dans ce chapitre, le mouvement du géocentre comme les fluctuations



temporelles du CM vis à vis du CF. La réalisation pratique de ce concept théorique est néanmoins délicate, car les réseaux de stations sol ne couvrent pas complètement, ni de manière uniforme, la croûte terrestre (Figure 3.2). Ainsi, 70% de la surface de la Terre est recouverte d'océans, où les stations de mesures sont bien moins présentes. Dans la pratique on se réfère aussi à un *centre de réseau* (CN), la résolution du CF, en tant que barycentre d'un polyèdre échantillonnant l'enveloppe solide de la Terre [160].

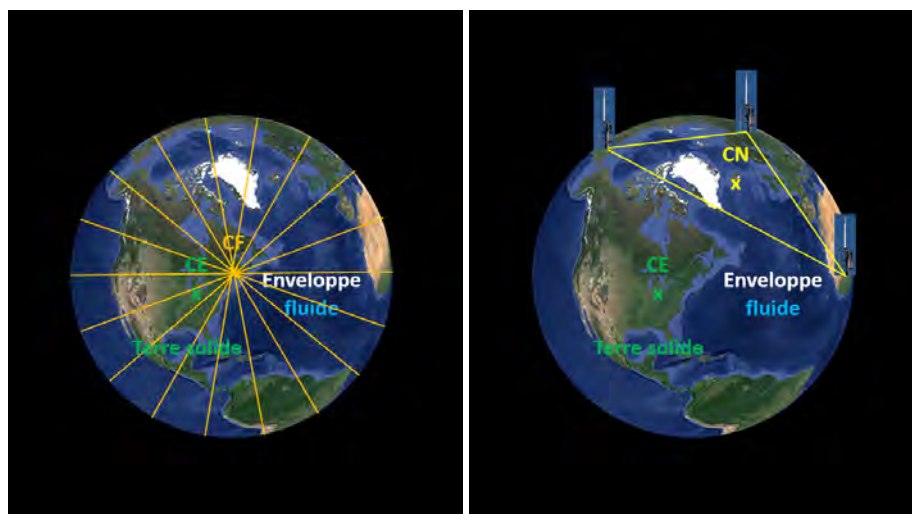


FIGURE 3.2: Représentation simplifiée de la différence entre le centre de figure (CF) de la surface solide de la Terre et le centre de réseau (CN) pour un cas extrême de trois stations.

La première observation qui sous-tend rétrospectivement l'existence des déplacements du géocentre fut reportée par Kimura [69] en 1902 avec la mise en évidence d'un déplacement annuel d'ensemble d'un réseau de stations, mais attribué alors à une variation de la pesanteur de la Terre (Figure 3.3). Bien plus tard, à partir des

FIGURE 3.3: En tête de l'article de Kimura (1902).

années 1970 [147], l'essor de la géodésie spatiale a permis de faire le lien entre le CM de la Terre (fourni par la trajectoire des satellites) et son centre de figure CF (défini par les stations au sol), et donc d'envisager l'observation de leur mouvement

relatif. Cependant, il faudra attendre la fin des années 1990 pour que les premières estimations par satellite soient exploitables, grâce à l'amélioration des techniques de mesures et au renforcement de la couverture de leurs réseaux au sol. En 1999, la campagne menée par l'IERS [117] permit de détecter des variations principalement saisonnières et de l'ordre du centimètre, malgré les grandes incertitudes affectant alors ces déterminations.

### 3.2 Différentes causes, différentes échelles de temps

Dans ce travail de thèse, nous nous intéressons aux mouvements du géocentre provoqués par des redistributions de masses fluides à la surface de la Terre. Des effets tels que l'expansion thermique des roches en surface ou de piédestaux géodésiques sont donc ignorés ici. De ce fait, l'observation du mouvement du géocentre reflète essentiellement les transports de masse globaux, ainsi que la réponse dynamique de la croûte, du manteau et du noyau terrestre à ces redistributions.

#### En deçà du jour

Le chauffage diurne de l'atmosphère terrestre par le Soleil engendre des fluctuations de la pression atmosphérique à la surface de la Terre aux périodes diurne  $S_1$  et semi-diurne  $S_2$ . Ces deux ondes sont appelées abusivement "marées atmosphériques" ou "marées barométriques", car aucun processus de marée n'est en jeu ici. La Figure 3.4 montre l'évolution temporelle du mouvement de géocentre associé à ces deux ondes atmosphériques. Le déplacement total est sub-millimétrique, avec

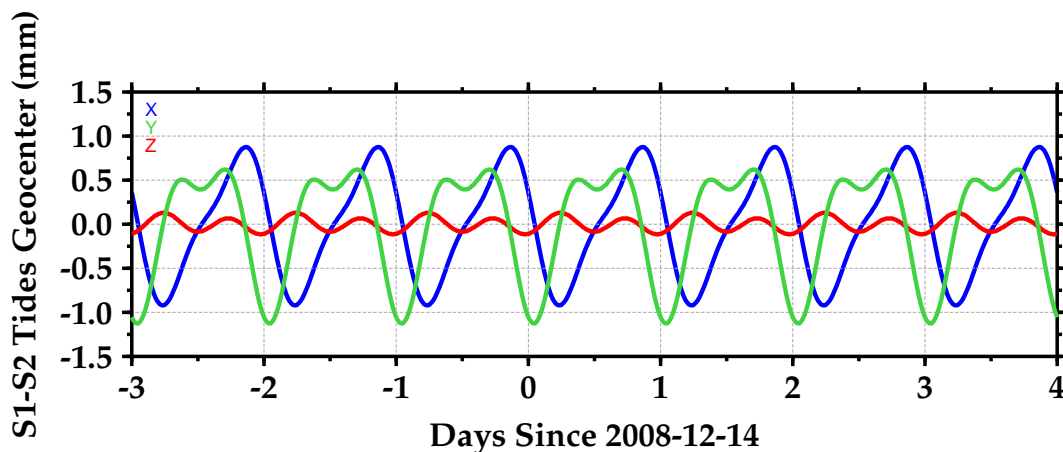


FIGURE 3.4: Mouvement du géocentre produit par les "marées atmosphériques"  $S_1$  et  $S_2$ .

une prépondérance du signal dans plan équatorial terrestre, où l'action du Soleil est

maximale.

Les marées océaniques, par le transfert périodique des masses d'eau qu'elles génèrent, s'accompagnent également d'un mouvement de géocentre. La Figure 3.5 illustre l'amplitude de ce phénomène, pouvant atteindre 15 mm. Les 11 ondes de

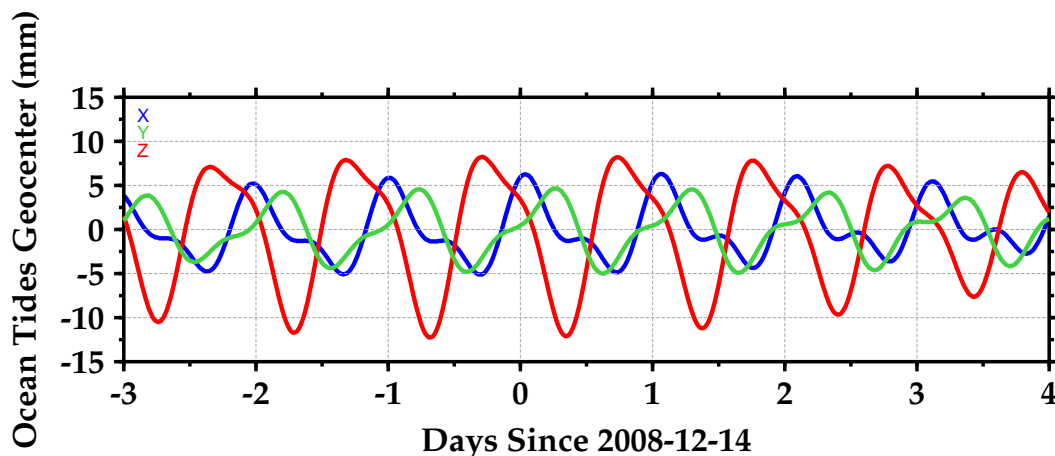


FIGURE 3.5: Mouvement du géocentre produit par les 11 ondes de marées océaniques principales selon le modèle FES2012.

marées océaniques principales sont semi-diurnes ( $M_2$ ,  $S_2$ ,  $N_2$ ,  $K_2$ ), diurnes ( $K_1$ ,  $O_1$ ,  $P_1$ ,  $Q_1$ ) et à longues périodes ( $M_f$ ,  $M_m$ ,  $S_{sa}$ ). Le signal dominant se trouve le long de l'axe des pôles géographiques (Z) avec l'apport majeur des ondes diurnes ( $K_1$  et  $O_1$ ).

Ces deux sources maréales du mouvement du géocentre sont considérées comme bien modélisées, et les Conventions IERS 2010 [114] recommandent leur application dans la correction des coordonnées de stations données initialement par celles des points fictifs du repère terrestre. Nous suivons cette recommandation, et les estimations de mouvement de géocentre présentées tout au long de ce chapitre seront donc affranchies de leur contribution.

### Le métronome annuel

Les variations de géocentre les plus importantes (de l'ordre du centimètre) se manifestent aux échelles de temps annuelles et sont en relation directe avec le cycle terrestre de l'eau. Le chauffage saisonnier du Soleil (de l'hémisphère Nord en été et de l'hémisphère Sud en hiver) entretient les échanges de masses fluides entre les continents, les océans et l'atmosphère. Ces transports de masse d'eau s'effectuent par ruissellement, flux souterrains, évapotranspiration, et précipitations. Les

processus hydrologiques continentaux (neige, pluie) sont la cause première du mouvement de géocentre, devant l'action de l'atmosphère et des océans. Néanmoins, la contribution des calottes polaires (Antarctique, Groenland) et des glaciers continentaux reste encore mal déterminée par les observations.

### **La variabilité interannuelle**

Les manifestations globales d'épisodes irréguliers et locaux de transferts de masses à la surface de la Terre sont illustrées notamment par le El Niño record de l'hiver 1997/1998, qui s'est accompagné d'une anomalie géodynamique dans l'évolution de l'aplatissement dynamique de la Terre. Cette anomalie s'explique par un excès de masse d'eau océanique du Pacifique tropical nord [96] ; elle est apparue simultanément dans le suivi de l'augmentation du niveau moyen des mers et la durée du jour. Les tremblements de terre majeurs peuvent également causer des variations épisodiques du géocentre de quelques millimètres, mais dont un saut peut résulter d'une mauvaise gestion de réseaux [163]. L'observation conjointe de toutes ces fluctuations géophysiques nous permettra d'approfondir notre compréhension des redistributions de masses au sein du système Terre [49].

### **Les dérives séculaires**

Le mouvement du géocentre aux échelles de temps séculaires est forcé par la conjonction de nombreux phénomènes géophysiques [92], tels que le *rebond post-glaciaire*, la dynamique du manteau terrestre, la tectonique des plaques, ainsi que les variations du climat sur le long terme. Greff-Lefftz [60] montra que l'impact du rebond post-glaciaire sur le mouvement séculaire du géocentre peut produire des effets sur la période des observations géodésiques de l'ordre de 0.5 mm/an, lesquels restent dépendants des hypothèses faites sur la *viscosité* du manteau.

### **3.3 Le référentiel terrestre et la nécessité d'un modèle de géocentre**

La définition du référentiel terrestre repose sur la notion abstraite de *système de référence*, et sa réalisation pratique, en tant que *repère de référence*, à partir d'un ensemble de marqueurs physiques positionnés finement à la surface de la Terre grâce aux observations de géodésie spatiale. Il en est de même pour le *référentiel quasi-inertiel*, liés aux étoiles ou aux quasars, mais il n'en est pas question ici. Quoiqu'il en soit, ces deux référentiels sont dits *géocentriques*, dans la mesure où leur origine est le CM de la Terre.

### Concept théorique

Le système de référence terrestre (International Terrestrial Reference System, ITRS) désigne un concept fondamental (pour les études en géoscience ou la navigation par satellite) adopté par l'International Union of Geodesy and Geophysics (IUGG) en 2007. Les Conventions IERS 2010 le définissent comme un système de référence spatial en rotation diurne avec la Terre [114], caractérisé par son origine, son orientation et son échelle. Ces deux dernières ont été choisies arbitrairement : son axe  $Z$  coïncide avec l'axe de rotation de la Terre à une date conventionnelle (la position de l'axe  $Z$  du système terrestre a été adoptée par le Bureau International de l'Heure (BIH) en 1984.0) ; son axe  $X$  traverse l'équateur correspondant en pointant dans la direction du premier méridien (en fait une centaine de mètres à l'Est du méridien de Greenwich établi par Sir George Airy en 1851) ; son unité de longueur correspond au Système International d'unités (SI), le *mètre*. D'une *réalisation* à l'autre de l'ITRS par un ITRF (International Terrestrial Reference Frame), on impose une contrainte de non rotation globale (no-net-rotation, NNR) portant sur les mouvements horizontaux de la croûte terrestre, qui revient à annuler la somme de toutes les rotations des différentes plaques tectoniques (aucune rotation d'ensemble).

### Réalisation pratique

Chaque nouvelle version du repère de référence terrestre aboutit à une réalisation, nécessairement imparfaite, de l'ITRS idéal. Depuis 1988, l'IGN, en partenariat avec l'IERS, a produit treize solutions successives d'ITRFs. La dernière réalisation est ainsi l'ITRF2014 [5], tripé du JTRF2014 [1] par le Jet Propulsion Laboratory (JPL) et du DTRF2014 [137] par le Deutsches Geodätisches Forschungsinstitut der Technischen Universität München (DGFI-TUM). Le millésime correspond à l'année des dernières observations géodésiques utilisées pour le produire.

Depuis 1994, les positions des stations de l'ITRF (c'est à dire, les marqueurs physiques à la surface de la Terre) sont modélisées par des fonctions linéaires par morceaux du type

$$\vec{X}(t) = \vec{X}_{\text{ITRF}}(t_0) + (t - t_0)\dot{\vec{X}}_{\text{ITRF}}, \quad (3.1)$$

où  $t_0$  est la date de référence (par exemple, 2010.0 pour l'ITRF2014) à laquelle l'ITRF fournit la position initiale  $\vec{X}_{\text{ITRF}}(t_0)$  et vitesse  $\dot{\vec{X}}_{\text{ITRF}}$  de la station. Ces valeurs peuvent être modifiées pour une station donnée suite aux discontinuités causées par un changement d'équipement ou un tremblement de Terre. Cette représentation linéaire de l'évolution temporelle de la position des stations terrestres

est adaptée aux phénomènes géophysiques séculaires, tels que les mouvements de plaque tectonique et le rebond post-glaciaire.

De plus, depuis l'ITRF94, l'ensemble des techniques de géodésie spatiale (DORIS, GNSS, SLR, et VLBI) est intégré à la construction de l'ITRF, et fournit en particulier les déplacements des stations constituant l'ITRF. A partir de l'ITRF2005, les paramètres d'orientation de la Terre sont déterminés de manière cohérente avec l'ITRF. Depuis l'ITRF2014, une correction de *déformation post-sismique* est introduite pour certaines stations. Aux dérives linéaires, aux éventuelles corrections post-sismiques on doit ajouter des déplacements de charge et l'effet du déplacement du CF par rapport au CM de la Terre :

$$\vec{X}^{\text{CM}}(t) = \vec{X}_{\text{ITRF}}(t_0) + (t - t_0)\dot{\vec{X}}_{\text{ITRF}} + \Delta\vec{c}_{\text{charge}}^{\text{CF}}(t) - \vec{O}_{\text{G}}(t). \quad (3.2)$$

où  $\Delta\vec{c}_{\text{charge}}^{\text{CF}}$  désigne les déformations de la croûte terrestre causées essentiellement par les marées terrestres et polaire, en plus des effets de charge induits par les marées océaniques et atmosphériques  $S_1$ - $S_2$  rapportées au CF de la Terre. Le vecteur de géocentre  $\vec{O}_{\text{G}}$ , orienté de l'origine de l'ITRF vers le centre de masse "instantané" (Figures 3.1 et 3.2), permet alors de ramener les coordonnées des stations du CF (origine de l'ITRF) au CM de la Terre. Il faudrait en outre y ajouter les déformations de charge d'origine non-maréale (en particulier celles dûes aux charges d'eau douce continentale), mais les lacunes de leur modélisation les excluent du champ des Conventions IERS et rendent leur prise en compte inappropriée. Ce dernier point souligne les limitations rencontrées dans la modélisation de la position d'une station à la surface de la Terre. Au Chapitre 4, nous effectuerons une estimation de la composante verticale des stations permettant de mieux cerner la composante hydrologique.

L'origine de l'ITRF, aujourd'hui déterminée exclusivement par les mesures laser, ne donne que le comportement séculaire du CM de la Terre du fait de la modélisation linéaire de la position des stations d'observation [5]. Aux échelles de temps annuelles et inférieures, l'origine de l'ITRF est par contre proche du CF de la Terre, bien que l'hétérogénéité et l'asymétrie du réseau courant de stations laser (Figure 3.6) lui conférerait plutôt un centre de réseau CN [48]. C'est pourquoi, aux échelles de temps subséculaires, on introduit dans l'équation (3.2) le vecteur du mouvement de géocentre non-séculaire  $\vec{O}_{\text{G}}$ . Comme nous l'avons évoqué dans la Section 3.2, ce mouvement de géocentre, d'origine non-maréale, reste mal modélisé et absent des présentes Conventions IERS. La détermination du centre de masse

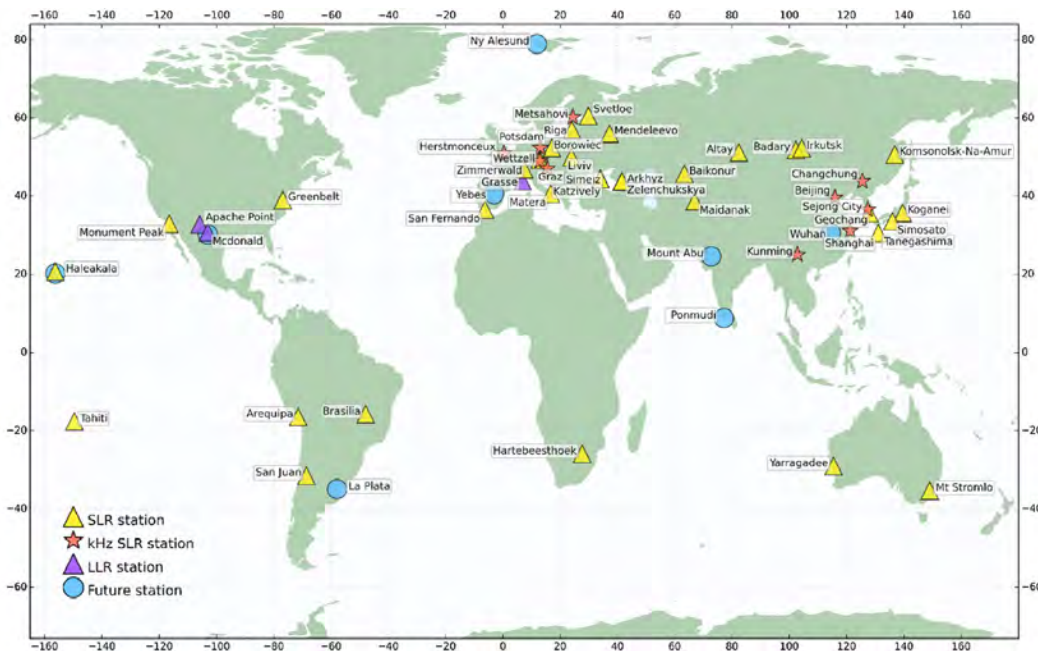


FIGURE 3.6: Carte du réseau de stations laser [155].

de la Terre reste donc une problématique importante de la réalisation du système de référence terrestre [33], mobilisant notre intérêt dans ce chapitre et les deux suivants.

### 3.4 Nouvelles approches proposées pour la détermination du géocentre

Les principales méthodes utilisées communément sont rappelées brièvement au début de la Section 4.2. L'existence de différences importantes entre les résultats obtenus par ces méthodes souligne les difficultés actuelles rencontrées dans la détermination de ce mouvement par la géodésie spatiale. Si, en principe, le suivi de satellites en orbite autour du CM de la Terre à partir de stations localisées à sa surface est relativement maîtrisé, en pratique, la mesure des excursions millimétriques du géocentre reste délicate en raison de la précision requise sur les mesures elles-mêmes et de la modélisation dynamique de la trajectoire des satellites [160].

#### Un besoin accru de précision

Les programmes d'observation de l'élévation du niveau des mers militent désormais pour une exactitude et une stabilité à long terme de l'origine de l'ITRF de l'ordre de 1 mm pour sa position initiale et 0.1 mm/an pour sa dérive [61]. En outre, l'incertitude des estimations GRACE du bilan d'eau douce sur Terre résulte en grande partie de l'imperfection des modèles de mouvement du géocentre [15].

Une amélioration substantielle de sa modélisation bénéficierait donc aux communautés géodésiques et géophysiques, et renforcerait leur synergie.

### **Un besoin de cohérence entre systèmes de mesures**

L'absence de modèle complet pour le géocentre introduit aussi une incohérence dans le traitement en orbitographie des mesures de géodésie spatiale émises depuis le sol (DORIS, SLR) et satellitaires (GPS). A cause de leur lien plus ou moins fort avec l'origine de l'ITRF [27], les orbites des satellites d'altimétrie basées sur ces différentes techniques géodésiques présentent des variations le long de l'axe des pôles géographiques, qui pourraient être réduites par l'utilisation d'un modèle de géocentre [37, 89]. Cette lacune dans la modélisation affecte non seulement la calibration des systèmes de mesures entre eux, mais également les déterminations du niveau moyen des mers par océanographie spatiale [10, 99], et de manière encore plus significative aux échelles régionales.

Les mesures de la variabilité du niveau de la mer opérées par les marégraphes nécessitent d'être corrigées des déformations verticales de l'écorce terrestre, à laquelle ces instruments sont liés. Ces corrections sont généralement effectuées à partir des vitesses verticales déduites de stations GPS au sol, mais leurs erreurs de positionnement ou de vitesse par rapport au CM se propagent directement aux observations du niveau moyen des mers [36]. En toute rigueur, les observations marégraphiques devraient en plus être corrigées d'un modèle de géocentre pour les rendre compatibles aux observations géocentriques altimétriques. Localement cette correction là peut même excéder celles causées par les effets de charge verticaux [65].

### **Un besoin d'estimations indépendantes**

Les séries temporelles de géocentre à long terme qui servent à définir l'origine de l'ITRF reposent uniquement sur le SLR, bien que cette technique puisse souffrir de biais systématiques et d'une grande asymétrie de son réseau de stations [7]. En outre, la paire de satellites MEOs LAGEOS contribue quasi exclusivement (les deux autres satellites Etalon fournissent très peu de mesures) à l'origine de l'ITRF. De manière à réduire l'incertitude de sa position, Riddell et al. [122] proposa l'idée que d'autres techniques de géodésie puissent participer à son estimation, une fois démontré leur capacité à observer les excursions tenues du CM vis à vis de la croûte terrestre. C'est ce à quoi nous nous sommes attelés dans les deux prochains chapitres.

Au Chapitre 4, nous montrons qu'un autre satellite, la mission d'altimétrie Jason-



2, peut observer le mouvement du géocentre, non seulement par SLR mais encore mieux avec le récepteur DORIS embarqué et le réseau homogène de stations y afférant. Jusque là les estimations basées sur cette technique de mesure n'avaient pas été convaincantes (instabilité des séries antérieures) [5, 58]. En plus d'une attitude parfaitement connue (contrairement aux satellites sphériques en rotation, perturbés par l'effet Yarkovsky-Schach), l'orbite de Jason bénéficie d'une faible inclinaison (à la différence des satellites héliosynchrones), d'une période draconitique éloignée de la période annuelle (inconvenient majeur des satellites GPS), et d'une sensibilité accrue au mouvement du géocentre (de part sa faible altitude comparativement aux satellites MEOs LAGEOS). Ces nouvelles séries de géocentre ont été obtenues par minimisation de l'effet des erreurs systématiques de modélisation des mesures et de la dynamique du satellite : notamment par la prise en compte de l'incertitude de la position verticale des stations au sol (et des biais des stations laser), l'introduction des mesures DORIS à site bas, l'identification et le contournement de lacunes dans la modélisation de la pression de radiation solaire. Dans le Chapitre 7 nous mettrons même en évidence la qualité supérieure du suivi laser de la mission Jason-2 (design du réflecteur laser, nombre des stations laser, satellite non spinné) par rapport aux satellites LAGEOS de référence, utilisés pour la détermination de l'origine de l'ITRF.

Au Chapitre 5, nous tirons toujours profit de l'orbite du satellite bas Jason-2 pour en déduire les coordonnées du géocentre, mais par GPS cette fois. L'approche que nous proposons alors permet d'éluder les défauts d'observation identifiés par Meindl et al. [88] (liés à la modélisation de la pression de radiation solaire) et par Reibischung et al. [121] (liés à la résolution des horloges des satellites GPS), dont souffrent toutes les autres séries de géocentre GPS : nous introduisons une correction des horloges des satellites GPS (représentative des variations du géocentre) ajustée grâce aux mesures GPS du satellite LEO Jason-2, et fournissons des résultats cohérents avec les estimations DORIS et SLR du chapitre précédent.

La convergence entre différentes estimations indépendantes du mouvement de géocentre est fondamentale pour poursuivre l'amélioration de la réalisation de l'origine de l'ITRF. Cela est d'autant plus pertinent que les modèles géophysiques de ce même phénomène sont bien trop imparfaits pour faire figure de référence.

*Chapitre 4***RÉDUCTION DES ERREURS SYSTÉMATIQUES DANS LA DÉTERMINATION DU MOUVEMENT DE GÉOCENTRE PAR LE SYSTÈME DORIS (ARTICLE PUBLIÉ)**

Ce premier article fait suite à de nombreuses études successives, initiées en 2015, dont le but était de prouver qu'il était possible d'observer le mouvement du géocentre avec le système de mesure DORIS. Les premiers résultats obtenus [57] avec Flavien Mercier et Jeroen Geeraert (alors étudiant en thèse à l'Université de Boulder Colorado et accueilli temporairement dans notre équipe en tant que visiteur scientifique durant plusieurs mois) ont suscité plus de questions que de réponses. Toute cette débauche d'efforts a fini par payer, après avoir identifié les différentes sources d'erreurs systématiques affectant cette détermination.

**Systematic error mitigation in DORIS-derived geocenter motion**

Alexandre Couhert<sup>1</sup>, Flavien Mercier<sup>1</sup>, John Moyard<sup>1</sup>, and Richard Biancale<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Centre National d'Etudes Spatiales, Toulouse, France.

<sup>2</sup> Deutsche GeoForschungsZentrum, Oberpfaffenhofen, Germany.

<sup>3</sup> Groupe de Recherche de Géodésie Spatiale, Toulouse, France.

Publié dans *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, Volume 123, pages 10142–10161, 2018

---

**Abstract** Geocenter motion observation is one of the most demanding applications of high precision geodetic techniques. Here a quantitative framework is derived that shows how dominant sources of correlations and modeling issues should be mitigated when estimating the geocenter coordinates. While obtaining independent DORIS-based (Doppler Orbitography and Radiopositioning Integrated by Satellite) geocenter time series, this paper shows how DORIS data and the OSTM/Jason-2 satellite can contribute to allow insight into model and geodetic technique errors, and

provide an independent assessment of the ITRF2014 origin stability : in particular, about  $\sim 5$  mm offset along the  $X$  axis and  $\sim 2$  mm higher annual amplitude in the axial direction were estimated for the geocenter coordinates over the period 2008.5–2015.5. To first order, Yarkovsksk-Schach coupling mutes SLR+LAGEOS geocenter solutions, when station heights and biases are adjusted to mitigate their modeling errors.

- 
1. Independent geocenter coordinates were derived using DORIS data and the OSTM/Jason-2 satellite
  2. Sources of correlations and modeling issues were identified and mitigated
  3. Uncertainties in the realization of the ITRF origin are addressed

#### 4.1 Introduction

Nontidal mass redistribution in the Earth's fluid envelope (atmosphere, oceans, continental water, and ice sheets) plays an essential role in the dynamics of the whole planet's gravity field, rotation and center of mass motion relative to a crust-fixed reference frame (or geocenter). In particular, major mass redistribution directly reflects in the nontidal geocenter motion and dominates at seasonal variations [47]. Since a consensus model for the nontidal component of the geocenter motion is not part of the current IERS Conventions 2010 [114], it is therefore imperative to understand its driving mechanisms.

As noted by Collilieux et al. [35], different definitions for the term "geocenter motion" exist in the literature (expression, sign, method of realization). The diversity of conventions proposed reflects the uncertainty surrounding its rigorous treatment. Following the conventions in Ray [117], we consider the motion of the center-of-mass (CM) of the whole Earth with respect to the center-of-figure (CF) of the solid Earth surface, i.e., the geometrical center of the Earth's surface. The IERS Conventions 2010 substitute the International Terrestrial Reference Frame (ITRF) origin for CF, approximately located with a fixed offset from CF [160]. Because satellites dynamical motion defines CM, about which they orbit (according to Newton's laws), and ground stations are located on the solid Earth surface, satellite geodetic techniques have been primarily used to determine geocenter motion.

In practice, geodetic networks coverage of the Earth surface is limited, hence CF remains a purely theoretical concept. Instead, only their center-of-network (CN) is

accessible, contributing to apparent geocenter motion and giving rise to "network effects" [152, 163]. This complicates a direct comparison of the different tracking technique geocenter estimates. Among the space geodetic techniques, Satellite Laser Ranging (SLR) is currently the only one which derives well-established geocenter coordinates [141, 160] and defines solely the origin of ITRF2014 [5]. The geocenter vector measured by Doppler Orbitography and Radiopositioning Integrated by Satellite (DORIS) has been determined with a lesser precision (especially for the  $Z$  component) [157], as was to be expected given the less accurate positioning information, and the significant challenges to precise orbit determination (modeling of the non-gravitational forces) presented by the satellites tracked. However, unlike SLR whose operational stations are sparse and not permanently available (i.e., resulting in a "time-varying" configuration of the network), the DORIS (and Global Navigation Satellite System, GNSS) tracking network is more stable and uniquely well distributed geographically. Therefore, DORIS-derived geocenter motion may prove better referenced to CF. Likewise, as a microwave tracking system, DORIS observations are not limited to cloudless weather, which can adversely create systematic effects in SLR-based estimations. Riddell et al. [122] outlined the importance of providing independent geocenter time series to allow insight into model and geodetic technique errors. To this end, DORIS could significantly contribute to future realizations of the ITRF origin.

Analyzing the principal sources of long-term errors (annual to decadal time scales) affecting satellite altimetry orbit time series at regional scales, Couhert et al. [37] identified the nontidal geocenter motion as the largest limiting factor when comparing orbits based on different tracking techniques (GNSS, DORIS, and SLR). Blewitt [16] and Wu et al. [160] also stressed a need for improved knowledge of how errors in the geocenter location map into station and tide gauge measurements (which are used to calibrate and validate altimeter errors) when determining regional mean sea level (MSL) changes. Furthermore, the transfer function to the orbit (then aliased directly into any calculation of MSL) is rather complex : depending on the parameterization (as well as the tracking measurement) used, only  $Z$  (north-south direction) systematic errors will propagate into the orbit estimation and derived MSL [10, 99], due to canceling effects from the Earth's rotation in dynamic orbits. This is illustrated in Figure 4.1, which shows the exclusive north-south impact of including a seasonal (annual) model (SLR-derived from [123]) of Earth geocenter variations in dynamic orbits (Fig. 4.1, left), as opposed to reduced dynamic solutions (Fig. 4.1, right), exhibiting additional contaminations in the

East–West direction.

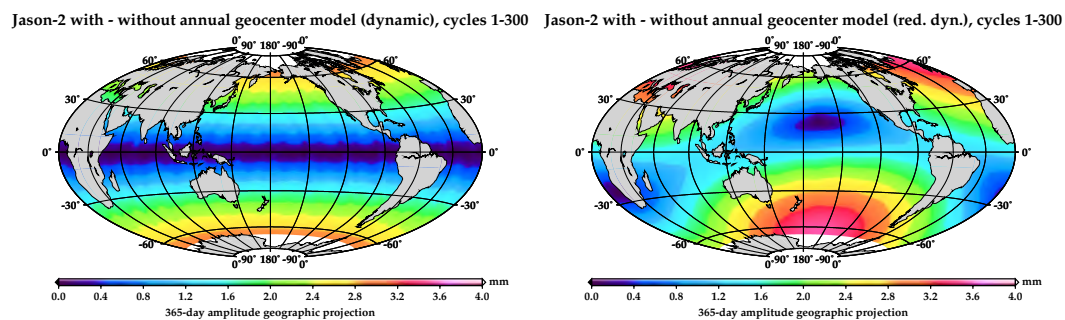


FIGURE 4.1: Jason-2 geographically correlated radial difference 365-day signals (Cycles 1–300; July 2008–August 2016), between DORIS-only orbit series including or not the SLR-derived Ries annual geocenter model, for dynamic (left) and reduced-dynamic (right) solutions, over  $3.5^\circ \times 3.5^\circ$  bins.

If significant seasonal variations appear in all three components of the geocenter motion [33, 39], with regional geocentric sea level rates primarily affected by any ITRF origin drift error, annual geocenter models may not be sufficiently precise for accurate determination of MSL rise. Therefore, it is important to monitor and model the non-linearity of geocenter motion [49], especially as this issue remains insufficiently addressed [76].

Here we use OSTM/Jason-2 DORIS-only solutions to (i) prove that DORIS has the sensitivity to monitor geocenter motion; (ii) analyze which processes are responsible for the corruption of DORIS-based geocenter estimates; and (iii) assess the validity of the obtained geocenter time series through comparisons to independent estimations. Section 4.2 introduces the theoretical framework of our analysis, regarding rigorously determined geocenter motion. Section 4.3 describes the data sources and processing methods. Section 4.4 analyzes the relative importance of different processes to be mitigated, when solving for geocenter coordinates using DORIS or SLR observations, as well as comparisons to independent estimates. Thus, uncertainties in the realization of the ITRF origin can be disentangled. Section 4.5 summarizes the conclusions.

## 4.2 Theoretical framework

### Methods for determining geocenter motion

Different methods have been used for geocenter motion determination. The *dynamic* approach, solving for the degree-one coefficients of the geopotential, is equivalent to the *kinematic* approach, which directly estimates the net translational offsets of

the network. In the *geometric* or *network shift* [48] approach, a free-network solution in a CM frame is first obtained (as in Hefflin et al. [66]), before determining the three translation parameters via seven or six-parameter (three translations, three rotation angles, and sometimes a scale parameter) similarity transformations. From a crust-fixed (CE—center-of-mass of the solid Earth—or CF) reference frame, a degree-one mass load on the Earth’s crust does not manifest as an observable translation (CM frame), but as a degree-one deformation in the network [16]. *Inverse* determinations (e.g., the *degree-1 deformation* approach [17] or the *CM method* [76]) generally use a set of globally distributed Global Positioning System (GPS) stations to observe geocenter motion through this deformation signal—a primary exception being the *GRACE-OBP* approach [148, 149], which only combines data from the Gravity Recovery and Climate Experiment (GRACE) satellite mission and the output of an Ocean Bottom Pressure (OBP) model ; it contains less seasonal signal than direct satellite estimates, while being subject to unknown errors in the OBP model used (in this respect, Chanard et al. [28] proposed a promising approach without relying on OBP models and obtained larger annual amplitudes for the  $Z$  geocenter component than past results). However, there are reasons to be skeptical of the present inversions that use GPS data, since only about 50% of the vertical GPS signal and about 10% in the horizontal signal are caused by unmodeled geophysical loading. The rest comes from other effects, and in particular harmonics of the GPS draconitic frequency (1.04 cycle per year) are considerably larger than annual loads in the North/East directions and about 2/3 the size of the annual vertical loads [118]. The *unified* approach of Wu et al. [161] artificially extends the SLR network through the use of co-motion constraints, though their use remains to be clarified given the usual poor level of agreement between co-located geodetic station time series. Thus, we focus here on the kinematic and network shift approaches.

### **Network solutions**

To solve for satellite orbits and station positions using DORIS observations, it is necessary to fix the inertial orientation [e.g., the Geocentric Celestial Reference Frame (GCRF) for the Earth] and the position of the Earth in this coordinate system. An Earth-orbiting satellite’s motion is modeled in this frame. The station coordinates are expressed in the International Terrestrial Reference Frame (ITRF), based on the IERS models [114]. Hence, these coordinates can represent a geocenter motion (global translation of all stations expressed in the Earth’s reference frame), and rotations around the  $X$  and  $Y$  axes (polar motion), or the  $Z$  axis. The global translations

in the  $X$  and  $Y$  directions (i.e., in the equatorial plane) and rotations around the  $X$  and  $Y$  axes are well observed thanks to the Earth's rotation, which is modeled over the time span of the measurements. For the  $Z$  (north-south) translation, it can be observed thanks to the satellite dynamics and a consistent choice of empirical accelerations. For the rotation characteristics around the  $Z$  axis, the once-per-revolution (OPR) empirical terms in the normal direction prevent observation of the length of day (which is therefore not adjusted), and the unknown satellite initial state vectors (orbital plane orientation) prevent observation of the rotation bias of the network around the  $Z$  axis. As a consequence, using DORIS data and the current parameterization only allow the observation of translations in the  $X$ ,  $Y$  and  $Z$  directions, and rotations around the  $X$  and  $Y$  axes. That is, a solution for the network will have a rank-1 deficiency due to the unobservable rotation around the  $Z$  axis.

### **Normal equations for a network solution**

To achieve a network solution using measurements between ground stations and satellites, the measurement model equations are linearized around a reference solution. The reference solution is chosen in order to stay in the domain where the linearization is valid (e.g., the current ITRF coordinates can be used). The complete parameterization uses the satellite dynamic parameters (e.g., initial positions and velocities, empirical accelerations), measurement parameters (e.g., troposphere delays) and station coordinates. After reduction on the set of station coordinates, the solution is written as a least squares minimization problem

$$J(x) = x^t Q x - 2x^t B + J_0, \quad (4.1)$$

where  $x$  is a column vector of the station coordinate variations relative to the reference solution (three values for each station);  $Q$  is a symmetric positive matrix (obtained from the partial derivatives of the measurements relative to the model parameters after reduction);  $B$  are the corresponding residuals; and  $J_0$  is the least squares criterion corresponding to  $x = 0$  (norm of the residuals for the reference solution). The network shift solution is found by minimizing  $J(x)$  with respect to  $x$ . The symmetric matrix  $Q$  is positive and nearly singular (rank-1 deficiency, as explained above).

### **Kinematic and network shift approaches**

The objective here is to analyze the common motion of the network (three translations and three rotations). They are represented by a matrix  $A$ . Each column cor-

responds to the elementary rigid displacements of the network (translations and rotations around the frame axes). The corresponding network displacements are  $x = Ay$ , with  $y$  the six-component vector of translations and rotations.  $A$  is a six-column matrix, whose rank is six. The six parameters contained in  $y$  can be estimated using two methods :

1. Kinematic :  $y$  is directly estimated from equation (4.1) and the expression of the station coordinates  $x = Ay$ . The solution  $y_{ki}$  minimizes  $y^t (A^t Q A) y - 2y^t (A^t B) + J_0$ .
2. Network shift : the parameters of  $y$  are adjusted on a known network solution defined by the normal equations  $(x_0, P_{x_0})$ , where  $x_0$  is the vector of station coordinate variations relative to the chosen reference and  $P_{x_0}$  the corresponding covariance matrix (symmetric positive). The six transformation parameters of  $y_{ns}$  minimize the quadratic criterion  $(Ay - x_0)^t P_{x_0}^{-1} (Ay - x_0)$ .

If the matrix  $Q$  in equation (4.1) is positive definite, the kinematic solution  $y_{ki}$  and the network shift solution  $y_{ns}$  are identical (in this case  $P_{x_0} = Q^{-1}$ ).

Unfortunately if the measurements are only between the Earth and satellites (just as in the case of the DORIS geodetic technique), the rotation around the  $Z$  axis is not observable and the matrix  $Q$  is singular. This is usually handled in the network shift approach using a set of arbitrary loose constraints applied on the coordinate variations  $x$ , in order to obtain non singular matrixes. For example the constraints can be applied directly on the three station coordinates (i.e., diagonal constraints). This approach results in adding to  $Q$  a diagonal matrix  $D$  with small diagonal terms ( $1/\sigma^2$  with  $\sigma$  associated to the constraint, e.g., 1 m). In this case  $P_{x_0} = (Q + D)^{-1}$  and  $x_0 = (Q + D)^{-1} B$ . If we consider the constraints as a set of measurements, the constrained solutions are identical in both approaches. However, the constraint is only needed to define normal equations for the network shift solution. To compare the kinematic with the network shift approach in the case of loose constraints, we have to compare the solutions minimizing the following criteria

$$J(x) = y^t (A^t Q A) y - 2y^t (A^t B) + c, \quad (4.2)$$

for the exact kinematic solution,  $y_{ki}$ , and

$$\begin{aligned} J(x) &= (Ay - x_0)^t (Q + D) (Ay - x_0), \\ &= y^t (A^t (Q + D) A) y - 2y^t (A^t B) + x_0^t (Q + D) x_0, \end{aligned} \quad (4.3)$$



for the constrained network shift solution,  $y_{\text{ns}}$ .

Due to the structure of  $Q$ ,  $A^tQA$  has a structure with a  $5 \times 5$  upper left block of full rank, and zeros (or very small terms due to numerical errors) in the sixth row and column. We find an indetermination in the kinematic solution : the criterion has no minimum if the sixth row of  $A^tB$  is not null, which is usually the case due to the contributions of measurement errors. So only translations along the  $X$ ,  $Y$  and  $Z$  directions, and rotations around the  $X$  and  $Y$  axes can be estimated. The  $Z$  rotation cannot be determined, as expected. By expressing the problem on the two subspaces defined by the first five terms of  $y$  (subscript 1) and the last term of  $y$  (subscript 2), the matrixes for the second criterion have the following structure

$$\begin{aligned} A^t(Q + D)A &= \begin{bmatrix} Q_{11} + D_{11} & D_{12} \\ D_{21} & D_{22} \end{bmatrix} \\ A^tB &= \begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (4.4)$$

and the solution on the five-observable transformation is given by

$$(Q_{11} + D_{11} - D_{12}D_{22}^{-1}D_{21})y_1 = B_1 - D_{12}D_{22}^{-1}B_2. \quad (4.5)$$

This last expression is very interesting as the terms from the matrix  $D$  vanish on the left hand side when  $D$  approaches zero. Conversely, on the right hand side, the term  $D_{12}D_{22}^{-1}B_2$  generates a bias. For example, if  $D$  is proportional to  $\epsilon$  and  $\epsilon$  approaches zero, this term becomes constant. As such, it has to be minimized if the network shift approach is used without removing loose constraints ; see Davies and Blewitt [41] for further discussion. When the network is homogeneous, the term  $D_{12}$  is small provided  $D$  is proportional to the identity matrix, as the different rigid transformations are almost orthogonal. It is also possible to choose the matrix  $D$  in order to have  $D_{12}$  equal to zero, as the different contributions to  $D$  can be modeled correctly (e.g.,  $D = \epsilon CC^t$  with  $C$  a column orthogonal to the first five columns of  $A$ ).

As a consequence, in the rest of the study, we rely on kinematic solutions, which are identical to network shift solutions if constraints are correctly handled. Owing to the dense and well-distributed network of DORIS stations, rotations are sufficiently orthogonal to translations (when constraints are *minimal*) so that in this work we only consider the latter (i.e., rotations are not adjusted) for DORIS-based kinematic estimates of geocenter motion.

TABLE 4.1: Effect of adjusting station heights on the annual components of the geocenter motion of the DORIS-derived geocenter motion from Jason-2.

Solution	$DY$		$DZ$		$DZ$	
	A ratio	$\delta\phi$ (day)	A ratio	$\delta\phi$ (day)	A ratio	$\delta\phi$ (day)
Height adjustment	1.7	-82	1.1	1	0.4	-9

*Note.* A ratio = Amplitude ratio ;  $\delta\phi$  = Phase shift.

### Station height inaccuracy

As suggested in Rothacher [129], station heights will always be less accurate than their horizontal positions. Indeed, the error sources affecting the station height estimation are manifold : nontidal (atmospheric, hydrological) loading corrections are currently mis-modeled (whose associated surface displacements are the largest for the vertical component), multipath and DORIS Ultra Stable Oscillator (USO) frequency variations reduce the quality of the height estimates, and above all the troposphere delay parameters are correlated with the station height. Accordingly, if not taken into account, the Zenith Tropospheric Delay (ZTD) estimates will absorb most of these errors and get aliased while determining geocenter motion. To mitigate this effect, the station heights are estimated simultaneously with the geocenter translation, orbit, force and DORIS measurement parameters in our kinematic *unconstrained* solutions (with no a priori uncertainty). The geocenter coordinates determined with heights adjusted instead of holding fixed station positions are diversely affected, as can be seen in Table 4.1 by the substantial negative  $X$  phase shift, as well as the larger and lower amplitudes of the  $X$  and  $Z$  annual components, respectively. Part of the differences observed in the  $Z$  direction may also have to do with the collinearity issue of the estimated  $T_Z$  geocenter coordinate with the residual OPR perturbations Jason-2 modeling errors in the radial direction ( $R_{s_0}$ ) unveiled in subsection 4.4.

Since individual vertical site displacements ( $\Delta\vec{r}_{i,\text{load}_{\text{nontidal}}}^{\text{CF}}$ ) are thus estimated for the whole network of stations, the effect of un-modeled station nontidal deformations (especially soil moisture, groundwater, snow and ice) on the nontidal geocenter solutions ( $\vec{O}_{\text{G}_{\text{nontidal}}}$ ) is lowered. Following our analysis, the coordinates of a site  $i$  in the CM reference frame ( $\vec{X}_i^{\text{CM}}$ ) can be written as

$$\vec{X}_i^{\text{CM}}(t) \simeq \vec{X}_{i,\text{ITRF}}^{\text{CN}}(t_0) + (t - t_0)\dot{\vec{X}}_{i,\text{ITRF}} + \Delta\vec{c}_{i,\text{load}_{\text{tidal}}}^{\text{CM}}(t) + \Delta\vec{r}_{i,\text{load}_{\text{nontidal}}}^{\text{CF}}(t) - \vec{O}_{\text{G}_{\text{nontidal}}}(t), \quad (4.6)$$

where  $\vec{X}_{i,\text{ITRF}}^{\text{CN}}(t_0)$  is the ITRF coordinates of station  $i$  at a reference epoch  $t_0$ ;  $\dot{\vec{X}}_{i,\text{ITRF}}$

is its associated linear velocity vector ;  $\Delta \vec{c}_{i,\text{load}_{\text{tidal}}}^{\text{CM}}(t)$  and  $\Delta \vec{r}_{i,\text{load}_{\text{nontidal}}}^{\text{CF}}(t)$  are the site  $i$  surface displacements correction in the CM frame from tidal loading models and nontidal radial deformation adjusted in the CF frame, respectively.  $\Delta \vec{r}_{i,\text{load}_{\text{nontidal}}}^{\text{CF}}(t)$  and  $\vec{O}_{\text{G}_{\text{nontidal}}}(t)$  can be considered constant over typical arc lengths of a few days, as annual variations dominate in both time series. Overall, this leads to better sense the motion of CF relative to CM (because CF is only measurable from motions of crust-fixed stations), while the traditional translational approaches (dynamic, kinematic, and network shift) rather observe the variation of CN with respect to CM, as they do not account for the station network nontidal deformations when determining the geocenter trajectory.

### 4.3 Data and processing methods

The latest release of precise orbit ephemerides (POE) on the Jason-2 series Geophysical Data Records (GDR), computed by the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES), are referred to as version 'E' (see Dumont et al. [51] available at [https://www.aviso.altimetry.fr/fileadmin/documents/data/tools/hdbk\\_j2.pdf](https://www.aviso.altimetry.fr/fileadmin/documents/data/tools/hdbk_j2.pdf), or Stammer and Cazenave [146], for details about the GDR-E orbit standards). The background models employed in the GDR-E solutions are consistent with the IERS 2010 conventions. The DORIS station coordinates are based on DPOD2008 complementing the ITRF2008 [4] with some additional stations and coordinate updates. The modeled station displacements are restricted to tidal loading signals, with their induced geocenter variations. In the context of this study, the SLR-derived Ries annual (nontidal) geocenter model was not applied here, contrary to the GDR-E-like dynamic orbit solutions.

Residual dynamic modeling errors are accommodated in 10-day (the orbit's repeat cycle) arcs, over 7 years from July 2008 to June 2015, by the adjustment of one drag coefficient per arc, daily cross-track/along-track OPR accelerations, and empirical along-track constant accelerations estimated for every two orbital revolutions. For the DORIS measurement parameterization, range-rate biases are solved for per pass, alongside troposphere wet biases. As mentioned in section 4.2, the station heights and the geocenter translation are adjusted per arc besides.

Due to correlations between the ZTD and the station heights, the choice of tropospheric modeling strategy can influence the retrieval of precise geocenter coordinates from space geodetic microwave techniques such as DORIS. The Vienna Mapping Function 1 (VMF1, Boehm et al. [20]) and zenith hydrostatic delays (ZHDs) de-

rived from the European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) numerical weather models (NWMs) are the best modeling approach currently available. Unfortunately, the site-dependent VMF1 time series are not available globally for all epochs since 1994 for the following sites : Ajaccio, France ; Betio, Kiribati ; Cold-Bay, U.S.A. ; Dionysos, Greece ; Grasse, France ; Le-Lamentin, France (Caribbean Islands) ; Male, Maldives ; Miami, U.S.A. ; Monument-Peak, U.S.A. ; Owenga, New-Zealand ; Paramashir, Russia ; Rikitea, France (Polynesia) and Santa-Cruz, Ecuador. Thus, the necessary exclusion of the aforementioned DORIS stations happens to be more harmful to geocenter determination (since suffering from a pronounced network effect) than the improvement represented by the VMF1/ECMWF model over the empirical Global Mapping Function (GMF, Boehm et al. [18]) and the Global Pressure and Temperature (GPT, Boehm et al. [19]) model used for the computation of the ZHD in the GDR-E orbit standards.

#### **4.4 Results**

To improve our understanding of the current limiting error sources in DORIS-based estimates of geocenter motion, it is important to identify the various processes that may play a role and to do so in a way that exhibits their respective effect on the geocenter coordinates.

##### **Low-elevation data**

If station heights have to be adjusted to prevent unrealistic ZTD values—since both are correlated—from corrupting the determination of geocenter motion (as discussed further in subsection 4.2), one should try to reduce this collinearity issue in order to derive accurate estimates of the vertical station position corrections. That is, we should process DORIS data down to as low elevation angles as possible (from  $10^\circ$  to  $5^\circ$  elevation cut-off angle, corresponding to an increase in the number of observations by up to  $\sim 20\%$ ) to better discriminate between height and troposphere parameters (as stated in Böhm et al. [21] for GNSS and VLBI data). A major limitation of low elevation measurements is that they are more subject to high noise levels, multipath perturbations, and antenna phase center variations systematic effects than high elevation data. Therefore, an elevation-dependent weighting of the observations was used, based on DORIS antenna gain and propagation knowledge. Horizontal tropospheric gradients were also solved for per arc to account for the more pronounced azimuthal asymmetries of the troposphere delay at low elevation at seasonal and inter-annual climatic time scale. This is illustrated in

TABLE 4.2: Effect of incorporating low-elevation data on the annual components of the geocenter motion of the DORIS-derived geocenter motion from Jason-2.

Solution	$D_X$		$D_Y$		$D_Z$	
	A ratio	$\delta\phi$ (day)	A ratio	$\delta\phi$ (day)	A ratio	$\delta\phi$ (day)
Low elevations	0.7	17	0.9	1	5.2	39

*Note.* A ratio = Amplitude ratio ;  $\delta\phi$  = Phase shift.

Table 4.2, which shows the asset of using an elevation cut-off angle of  $5^\circ$  instead of  $10^\circ$  (with supplementary adjustment of horizontal tropospheric gradients while down-weighting low-elevation data) to avoid the annual variation of the axial geocenter motion to be more contaminated with noise (see the larger amplitude of the Z annual component).

### **Draconitic effects**

If microwave techniques (e.g., DORIS, GNSS) now exhibit equatorial (X, Y) geocenter coordinate estimates comparable to SLR observations, more scatter is still present between the different time series along the spin (Z) axis [5, 64]. Mismodeling issues, such as Solar Radiation Pressure (SRP), likely are limitations that affect DORIS and GNSS Z geocenter, due to the complex shape of their satellites. Spurious signatures linked to the satellite beta (or draconitic) period ( $\sim 365$ -day for DORIS sun-synchronous,  $\sim 352$ -day for GPS, and  $\sim 118$  days for the Jason altimetry satellites) are well-known manifestations of such deficiencies and have prompted efforts to reduce these periodic errors. Gobinddass et al. [58, 59] considered the reestimation (and then fixing) of DORIS satellites SRP coefficients ( $C_r$ ) based on long-term data analysis, instead of estimating arc-dependent values. Haines et al. [64] focused on supplementing data from the terrestrial network with observations from Low-Earth Orbit (LEO) satellite (GRACE) GPS receivers. In both approaches, the draconitic and annual signals could not be well separated and were still aliasing in the Z geocenter estimates.

Willis et al. [157] and Meindl et al. [88] outlined the effect of a geocenter Z-shift on the orbital plane ; however the impact of a north-south network offset perturbation on satellite dynamics can be clearly explained in the local orbital frame, for low

eccentricity orbits, by the *Hill-Clohessy-Whiltshire equations*

$$\begin{cases} \ddot{\delta}_R(t) = 3\omega_0^2\delta_R(t) + 2\omega_0\dot{\delta}_S(t) + P_R(t) \\ \ddot{\delta}_S(t) = -2\omega_0\dot{\delta}_R(t) + P_S(t) \\ \ddot{\delta}_W(t) = -\omega_0^2\delta_W(t) + P_W(t), \end{cases} \quad (4.7)$$

where the subscripts  $R$ ,  $S$  and  $W$ , denote the radial, along-track and cross-track coordinates, respectively;  $\omega_0$  is the uniform angular velocity of the satellite;  $(P_R, P_S, P_W)$  and  $(\delta_R, \delta_S, \delta_W)$  are the perturbing accelerations and induced orbit perturbations in the co-rotating satellite frame. Assuming the orbital motion is only perturbed by a solved for  $T_Z$ -geocenter offset, the usual OPR accelerations in the radial  $(R_{c_0}, R_{s_0})$ , along-track  $(S_{c_0}, S_{s_0})$  and cross-track  $(W_{c_0}, W_{s_0})$  directions—which are partially absorbed by the adjusted empirical acceleration parameters  $(S_c, S_s)$  and  $(W_c, W_s)$ —plus a cross-track bias modeling error  $C_{N_0}$ , the perturbing acceleration

$$\begin{cases} P_R(t) = -2T_Z \frac{GM}{r^3} \sin i \sin \omega_0 t + R_{c_0} \cos \omega_0 t + R_{s_0} \sin \omega_0 t \\ P_S(t) = T_Z \frac{GM}{r^3} \sin i \cos \omega_0 t + (S_c + S_{c_0}) \cos \omega_0 t + (S_s + S_{s_0}) \sin \omega_0 t \\ P_W(t) = T_Z \frac{GM}{r^3} \cos i + (W_c + W_{c_0}) \cos \omega_0 t + (W_s + W_{s_0}) \sin \omega_0 t + C_{N_0} \end{cases} \quad (4.8)$$

consists of contributions in all three directions (with inclination  $i$  of the orbit with respect to the equatorial plane) owing to the  $T_Z$  (e.g., Meindl et al. [88]) and OPR terms. Incorporating this perturbation into the right-hand side of the Hill's equations (4.7) gives the following complete solution, once drift terms have been canceled out through the adjustment of empirical along-track and cross-track acceleration parameters  $(S_c, S_s)$  and  $(W_c, W_s)$

$$\begin{cases} \delta_R(t) = -\frac{\dot{\delta}_S(0)}{2\omega_0} \cos \omega_0 t + \frac{\dot{\delta}_R(0)}{\omega_0} \sin \omega_0 t \\ \delta_S(t) = \left( \frac{1}{\omega_0^2} \left[ \frac{R_{s_0}}{2} - T_Z \frac{GM}{r^3} \sin i \right] + 2 \frac{\dot{\delta}_R(0)}{\omega_0} \right) \cos \omega_0 t \\ \quad + \left( -\frac{R_{c_0}}{2\omega_0^2} + \frac{\dot{\delta}_S(0)}{\omega_0} \right) \sin \omega_0 t - 2 \frac{\dot{\delta}_R(0)}{\omega_0} + \delta_S(0) \\ \delta_W(t) = \delta_W(0) \cos \omega_0 t + \frac{\dot{\delta}_W(0)}{\omega_0} \sin \omega_0 t + \frac{1}{\omega_0^2} \left( C_{N_0} + T_Z \frac{GM}{r^3} \cos i \right). \end{cases} \quad (4.9)$$

When the tracking system has no observability in the radial direction, the cosine coefficient of the induced orbit perturbation in the along-track direction can be set to zero, owing to the adjustment of the initial radial velocity (whatever the final

value of the solved for  $T_Z$  term). This ensures a solely cross-track observability of the  $Z$  geocenter motion. Such is the case for DORIS when individual vertical site displacements are estimated (subsection 4.2), and this finding further advocates for adjusting station heights. Because of the stronger tie to the reference network origin of the SLR satellite geodetic technique, range biases for all tracking stations should also be estimated. Otherwise the estimated  $T_Z$  geocenter coordinate would end up with an erroneous value, due to the inconsistency between the along-track and cross-track observability of the  $Z$  geocenter vector component (the sine, cosine and constant coefficients of the induced orbit perturbation in the radial, along-track and cross-track directions, respectively, cannot be simultaneously nullified since only  $T_Z$  and  $\hat{\delta}_R(0)$  are adjusted).

Once having secured the exclusive cross-track observability of the  $Z$  geocenter motion, the strong collinearity of this component with cross-track bias modeling errors (e.g., SRP) becomes evident

$$T_Z \simeq \frac{-C_{N_0} r^3}{GM \cos i}. \quad (4.10)$$

The results so far indicate that the SRP modeling errors acting as constant cross-track accelerations, over each of the time intervals composing an arc, should be minimized to prevent draconitic signal from modulating geocenter motion signal along the  $Z$  axis. This finding makes clear that sun-synchronous missions, with orbital inclinations close to  $90^\circ$ , are the least favorable for the observability of the  $Z$  geocenter coordinate. Indeed, the correlation between  $T_Z$  and  $C_{N_0}$  is at its highest level in that case, as the denominator of equation (4.10) is proportional to the cosine of the inclination angle.

Figure 4.2 shows the spectral analysis of the  $Z$  geocenter component. The amplitude of period related to the first draconitic of Jason-2 ( $\sim 118$  days) is prevalent with the standard SRP coefficient value of 1.00, and can be reduced from 12 to 3 mm when tuning the SRP coefficient to 1.04 (and even less than 1.5 mm in the final solution). That is, aliasing of Jason-2 draconitic error into the  $Z$  geocenter coordinate—which manifests also in its annual peak (Table 4.3)—has been taken care of, through the attenuation of the spurious spectral peak at 118 days in the amplitude of the  $Z$  geocenter coordinate. The visible odd overtones of the annual period (harmonics of 5 cycles per year (cpy) up to 9 cpy) indicate that the seasonal cycle cannot be represented by a simple sinusoidal function.

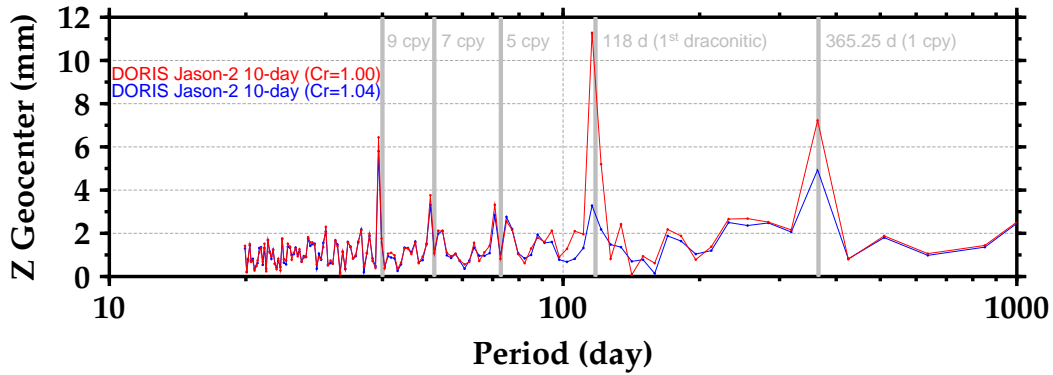


FIGURE 4.2: Amplitude spectra of the  $Z$  geocenter coordinate obtained using the Lomb-Scargle method for the 10 day estimates of DORIS-derived geocenter motion from Jason-2 GDR-E-like dynamic orbit series (July 2008 to June 2015 ; Cycles 1–257), with a SRP coefficient of 1.00 (red) and 1.04 (blue). The vertical lines mark the first draconitic frequency of Jason-2 and integer multiples of the annual frequency.

TABLE 4.3: Effect of SRP tuning on the annual components of the geocenter motion of the DORIS-derived geocenter motion from Jason-2.

Solution	$DX$		$DY$		$DZ$	
	A ratio	$\delta\phi$ (day)	A ratio	$\delta\phi$ (day)	A ratio	$\delta\phi$ (day)
Draconitic	0.9	5	1.0	-2	0.7	6

*Note.* A ratio = Amplitude ratio ;  $\delta\phi$  = Phase shift.

### Lumped harmonics

When tracking data just from one satellite are used, estimates for the geocenter coordinates ( $T_X = C_{1,1}$ ,  $T_Y = S_{1,1}$ ,  $T_Z = C_{1,0}$ ) may represent linear combinations of multiple low degree and order coefficients (i.e., *lumped* harmonics), not just the degree one coefficients. That is, residual errors in higher odd-degree order-0 and order-1 terms (e.g.,  $C_{3,1}$ ,  $S_{3,1}$ ,  $C_{3,0}$ ,  $C_{5,1}$ ,  $S_{5,1}$ ,  $C_{5,0}$ , ...) of the mean gravity field model may reflect in the recovered geocenter time series. To minimize this effect, the monthly series of GRACE-derived gravity field from CSR (RL05), which better represent the instantaneous geopotential than the GDR-E mean gravity field model (extrapolated after 2014.5), are taken as a reference. We have also replaced the GDR-E time-variable atmospheric/oceanic gravitational potential (6-hr NCEP/AGRA series) with the 3-hr GRACE AOD1B RL05 dealiasing products from GFZ, when relying on the monthly GRACE time series.

Figure 4.3 and Table 4.4 show the larger equatorial geocenter annual component



TABLE 4.4: Effect of refining time-variable geopotential models on the annual components of the geocenter motion of the DORIS-derived geocenter motion from Jason-2.

Solution	$DX$		$DY$		$DZ$	
	A ratio	$\delta\phi$ (day)	A ratio	$\delta\phi$ (day)	A ratio	$\delta\phi$ (day)
Geopotential	2.2	45	0.6	-8	1.3	2

*Note.* A ratio = Amplitude ratio ;  $\delta\phi$  = Phase shift.

differences from odd-degree order-1 terms between the GRACE time series and the GDR-E geopotential models. Part of these discrepancies may also originate from lack of accurate modeling of the strong 2011 La Niña and 2014-15 El Niño events in the gravity field model. The apparent noise at shorter time intervals between the two geocenter motion estimates has to do with the coarser 6-hr NCEP/AGRA atmospheric gravity series.

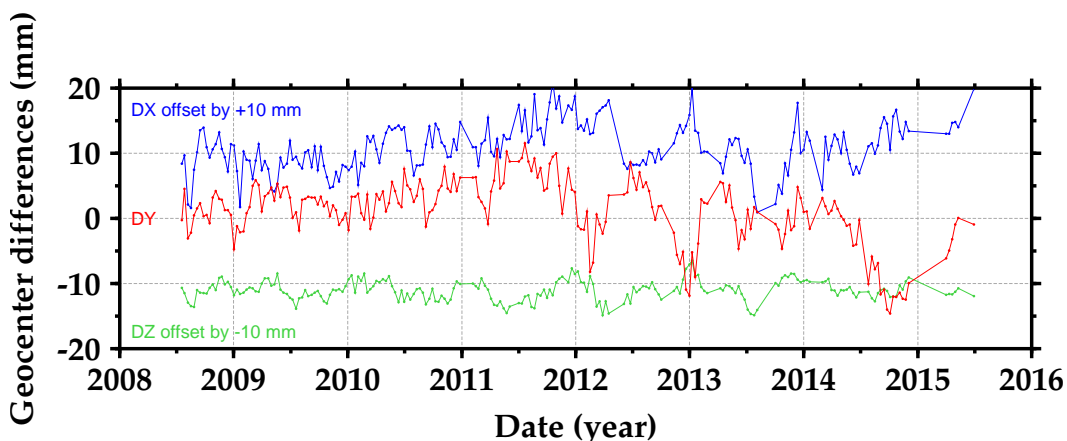


FIGURE 4.3: Mean  $X$  (blue, offset by +10 mm),  $Y$  (red), and  $Z$  (green, offset by -10 mm) DORIS-derived geocenter coordinate differences per cycle between Jason-2 GDR-E-like solutions (July 2008 to June 2015 ; Cycles 1–257), based on the mean gravity field model (with the 6-hr NCEP/AGRA series), and obtained using the monthly gravity field RL05 time series from CSR (with the 3-hr GRACE AOD1B RL05 series).

### ITRF residual errors

Geocenter motion is related to the realization of the ITRF, as its origin and set of station positions and velocities define the CN, with reference to which CM is observed. Zelensky et al. [164] thoroughly discussed the impact of using the new terrestrial reference frame on altimeter satellite precise orbit determination.

TABLE 4.5: Effect of switching from ITRF2008/DPOD2008 to ITRF2014 on the annual components of the geocenter motion of the DORIS-derived geocenter motion from Jason-2.

Solution	$D_X$		$D_Y$		$D_Z$	
	A ratio	$\delta\phi$ (day)	A ratio	$\delta\phi$ (day)	A ratio	$\delta\phi$ (day)
ITRF	0.9	11	1.0	7	1.0	-1

*Note.* A ratio = Amplitude ratio ;  $\delta\phi$  = Phase shift.

As a complement, we show in Figure 4.4 two DORIS-based geocenter time series relying on the ITRF2008/DPOD2008 and ITRF2014 realizations, to quantify the influence of errors contained in the older ITRF solution. Sites affected by major earthquakes, where the post seismic deformation (PSD) is accounted for in the ITRF2014 frame as detailed in Altamimi et al. [5], are rejected. Only offsets and drifts can be seen between the two geocenter motion estimates (as confirmed by Figure 4.4 and Table 4.5), as is expected from the current ITRF solutions which assumes linear motions for ground stations (except for occasional discontinuities). Using ITRF2014 in place of ITRF2008/DPOD2008 reduces the geocenter coordinates systematic biases. This indicates that ITRF2014 represents an improvement over ITRF2008/DPOD2008 in this respect.

### Subsequent refinements

To improve annual and semiannual height variations determination, the tropospheric delay model GPT/GMF was replaced with the more accurate mapping functions VMF1 and the new empirical slant delay model GPT2 [74]. This model is an improved version of the existing models GPT/GMF and their replacement is recommended in the analysis of radio space geodetic observations for which seasonal variations are of interest.

Figure 4.5 shows the consequences of this updated model for tropospheric correction on geocenter coordinates. In the blue solution, frequency drifts were also adjusted per pass for a set of selected DORIS sites located in the South Atlantic Anomaly (SAA) area : Arequipa, Peru ; Ascension, United Kingdom (South Atlantic Ocean) ; Cachoeira-Paulista, Brazil ; St-Helena, United Kingdom (South Atlantic Ocean) ; Kourou, France (French Guiana) ; Libreville, Gabon ; Sal, Cape Verde. Indeed, Willis et al. [159] and Belli et al. [11] observed in detail the sensitivity of the Jason-2 DORIS oscillator to radiations when the satellite passes over the SAA. This supplementary parameterization is able to mitigate well the spurious fre-

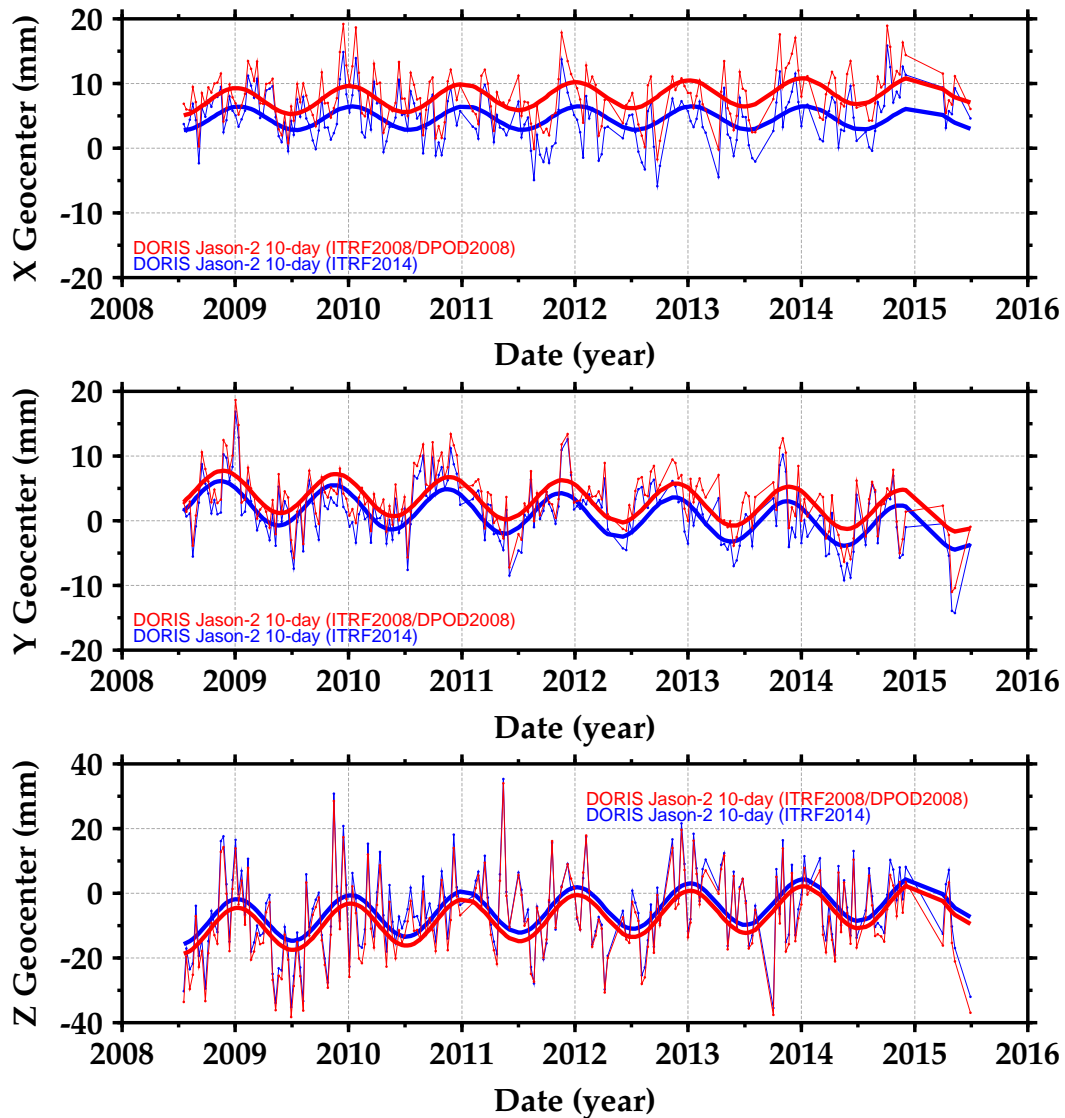


FIGURE 4.4: Ten day estimates of DORIS-derived geocenter motion from Jason-2 GDR-E-like dynamic orbit series (July 2008 to June 2015 ; Cycles 1–257), using the ITRF2008/DPOD2008 (red) and ITRF2014 (blue) coordinates for the DORIS stations. The solid curves are the results of the least squares fit to the geocenter variations of a bias, drift and annual periods.

quency drifts of the Jason-2 USO, manifesting as an offset in "SAA station" height estimates. As could have been anticipated, these final refinements mainly reflect on the Z geocenter coordinate, i.e., removing a bias and slightly shifting the phase (Fig. 4.5 and Table 4.6, respectively) of the seasonal signal.

At this last stage (see the blue solution of Fig. 4.5), each of the preceding recommendations, identified in this analysis, has been taken in consideration when solving

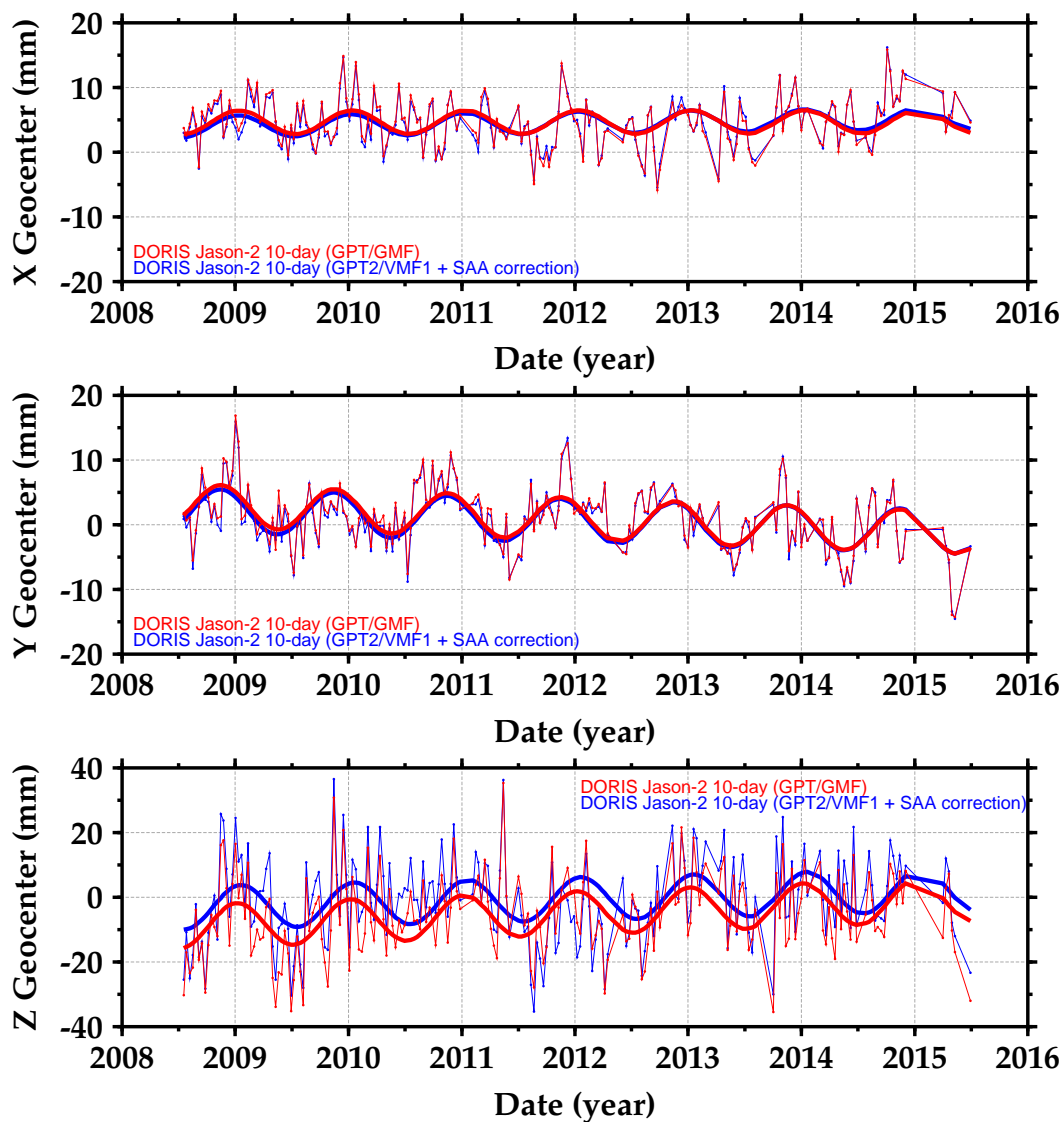


FIGURE 4.5: Ten day estimates of DORIS-derived geocenter motion from Jason-2 GDR-E-like dynamic orbit series (July 2008 to June 2015 ; Cycles 1–257), using the old tropospheric delay model GPT/GMF (red) and the new empirical model GPT2/VMF1 with the SAA effect corrected (blue). The solid curves are the results of the least squares fit to the geocenter variations of a bias, drift and annual periods.

for geocenter motion with DORIS data. Table 4.7 summarizes the different strategies deployed in this study and the degree to which they contribute to the three geocenter coordinates at the annual frequency. The picture that emerges is that adjusting station heights and incorporating low-elevation DORIS data help by providing a better depiction of the motion of CF relative to CM, and as such act on the  $X$  component of the estimated annual geocenter motion. The improvement in the associated  $Z$  component is a result of the exclusive cross-track observability of the

TABLE 4.6: Effect of updating the tropospheric delay model and mitigating the SAA perturbation on the annual components of the geocenter motion of the DORIS-derived geocenter motion from Jason-2.

Solution	$DY$		$DZ$			
	A ratio	$\delta\phi$ (day)	A ratio	$\delta\phi$ (day)		
Troposphere/SAA	0.9	-5	1.0	-2	1.0	11

*Note.* A ratio = Amplitude ratio ;  $\delta\phi$  = Phase shift.

TABLE 4.7: Sensitivity of the mitigation solutions on the annual components of the geocenter motion of the DORIS-derived geocenter motion from Jason-2.

Solution	$DY$	$DZ$
Height adjustment	X	X
Low elevations	X	X
Draconitic		X
Geopotential	X	X
ITRF		
Troposphere/SAA		(X)

$Z$  geocenter motion. Equation (4.10) also reveals the importance of SRP tuning for the axial component. Refining time-variable geopotential models, especially the atmospheric/oceanic gravitational dealiasing potentials, plays a significant role for the annual variations of the two equatorial geocenter motion components. The impact on geocenter motion estimates of using the new ITRF2014 realization is limited to offsets and drifts, as expected. Similarly, updating the tropospheric delay model and mitigating the SAA perturbation essentially remove a bias on the  $Z$  geocenter coordinate.

For validation purposes, the following subsection is devoted to comparing the optimal solution derived in this study against independent results.

### Comparison to independent estimates

To validate our DORIS-based geocenter motion time series, we derived from the same Jason-2 satellite complementary SLR-based geocenter vector estimates (using the same monthly GRACE time series and ITRF2014 coordinates for the SLR stations). The dynamic parameterization strategy depicted in section 4.3 (one drag coefficient per arc, daily cross-track/along-track OPR accelerations, and empirical along-track constant accelerations estimated for every two orbital revolutions) is

TABLE 4.8: Effect of adjusting station heights and biases on the annual components of the geocenter motion of the SLR-derived geocenter motion from Jason-2.

Solution	$DX$		$DY$		$DZ$	
	A ratio	$\delta\phi$ (day)	A ratio	$\delta\phi$ (day)	A ratio	$\delta\phi$ (day)
Bias/Height	0.6	0	1.0	6	0.8	-10

*Note.* A ratio = Amplitude ratio ;  $\delta\phi$  = Phase shift.

TABLE 4.9: Estimates of geocenter annual variations from this study and independent results.

Solution	$X$		$Y$		$Z$	
	A (mm)	$\phi$ (day)	A (mm)	$\phi$ (day)	A (mm)	$\phi$ (day)
GPS+GRACE [64]	0.9	105	3.5	334	-	-
SLR L1+L2 (CN) [124]	2.3	61	2.3	317	6.1	41
SLR L1+L2 (CF) [124]	1.7	59	2.7	322	3.6	39
DORIS J2 (this study)	1.6	13	3.2	322	6.4	18
SLR J2 (this study)	1.5	21	3.1	302	5.9	21

*Note.* A = Amplitude ;  $\phi$  = Phase.

also used when computing SLR-only Jason-2 orbits. As demonstrated in subsection 4.4 through the analysis of the Hill equations, solving for SLR station biases and heights is necessary for not compromising the observability of the  $Z$  geocenter coordinate, while better sensing the motion of CF relative to CM (subsection 4.2). Figure 4.6 shows the effect of adjusting station heights and range biases (per station/arc, unconstrained) to mitigate vertical errors and secure an exclusive cross-track observability of the  $Z$  geocenter motion. This results in lower annual amplitude for the  $Z$  and especially for the  $X$  geocenter components (Table 4.8), and may explain why their variations in the SLR geocenter solutions are often overestimated in previously published results [142].

The very good agreement between the latter SLR Jason-2-based series and the associated DORIS-derived solution (compare the blue solutions displayed in Fig. 4.5 and Fig. 4.6) confirms the robustness of the two independent geodetic estimates. To facilitate a direct comparison of the geocenter coordinates derived from these two different Jason-2 solution types, the amplitudes and phases of the annual signals in the three Cartesian components are listed in Table 4.9 for each solution.

Comparisons from this study and published results of other studies are also performed and presented in Table 4.9 and Figure 4.7. The GPS+GRACE solution (3-day

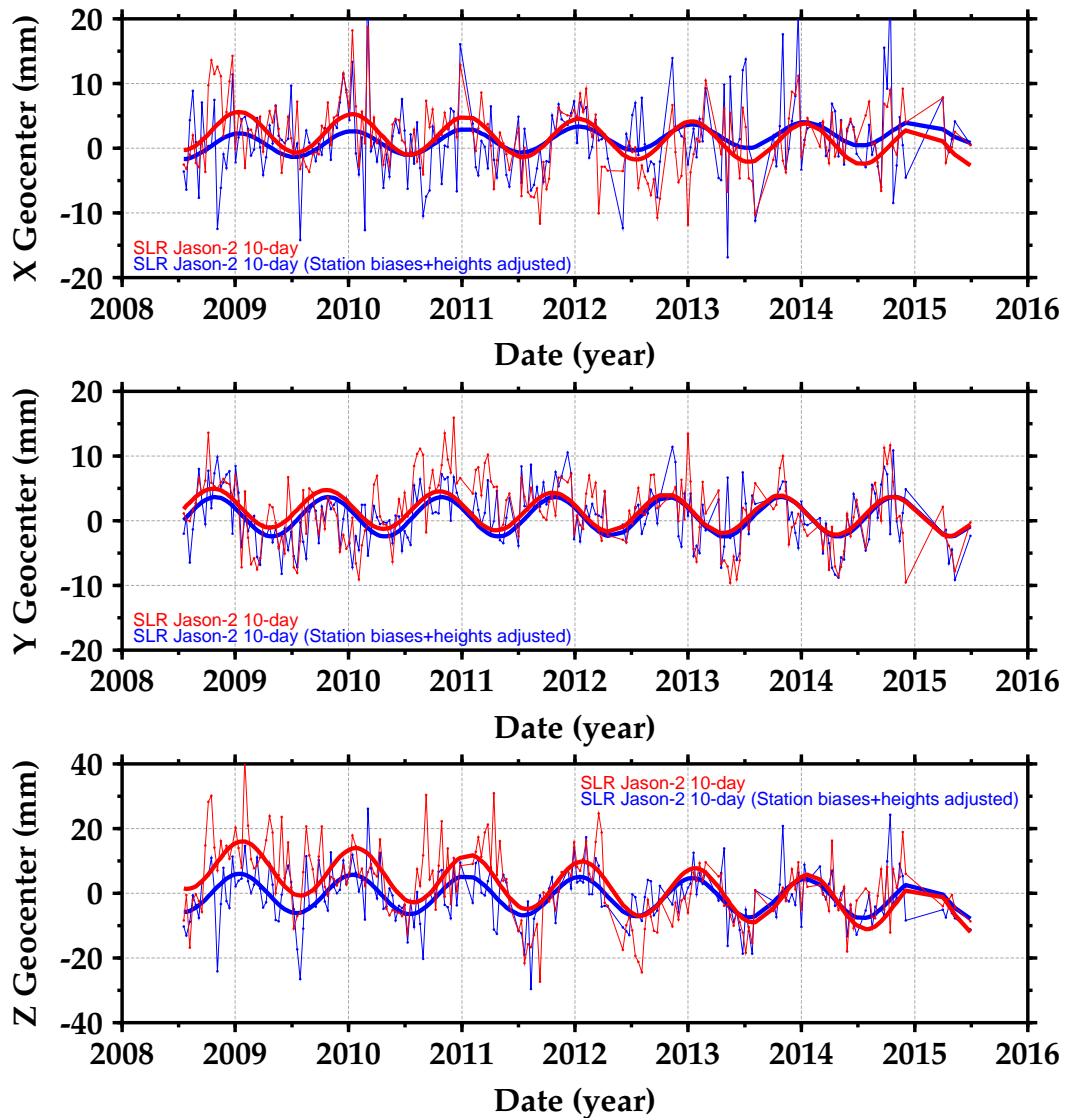


FIGURE 4.6: Ten day estimates of SLR-derived geocenter motion from Jason-2 GDR-E-like dynamic orbit series (July 2008 to June 2015 ; Cycles 1–257), with station biases and heights adjusted (blue) or not (red). The solid curves are the results of the least squares fit to the geocenter variations of a bias, drift and annual periods.

estimates) comes from Haines et al. [64]. For its Z component, the estimated annual geocenter motion should be disregarded because of spurious signals at the GRACE draconitic period ( $\sim 320$  days). The two SLR LAGEOS-1 and 2 solutions (30-day estimates) are provided by Ries [124]. The CN monthly geocenter motion time series is consistent with the definition of the ITRF2014 origin. In the "CF" monthly solution, range biases were estimated for all SLR stations with a "relatively tight" a priori constraint. This approach has similarities with the one advocated in this

study, except that we demonstrated in subsection 4.4 the necessity to also solve for station heights (DORIS and SLR solutions) *without* any constraint.

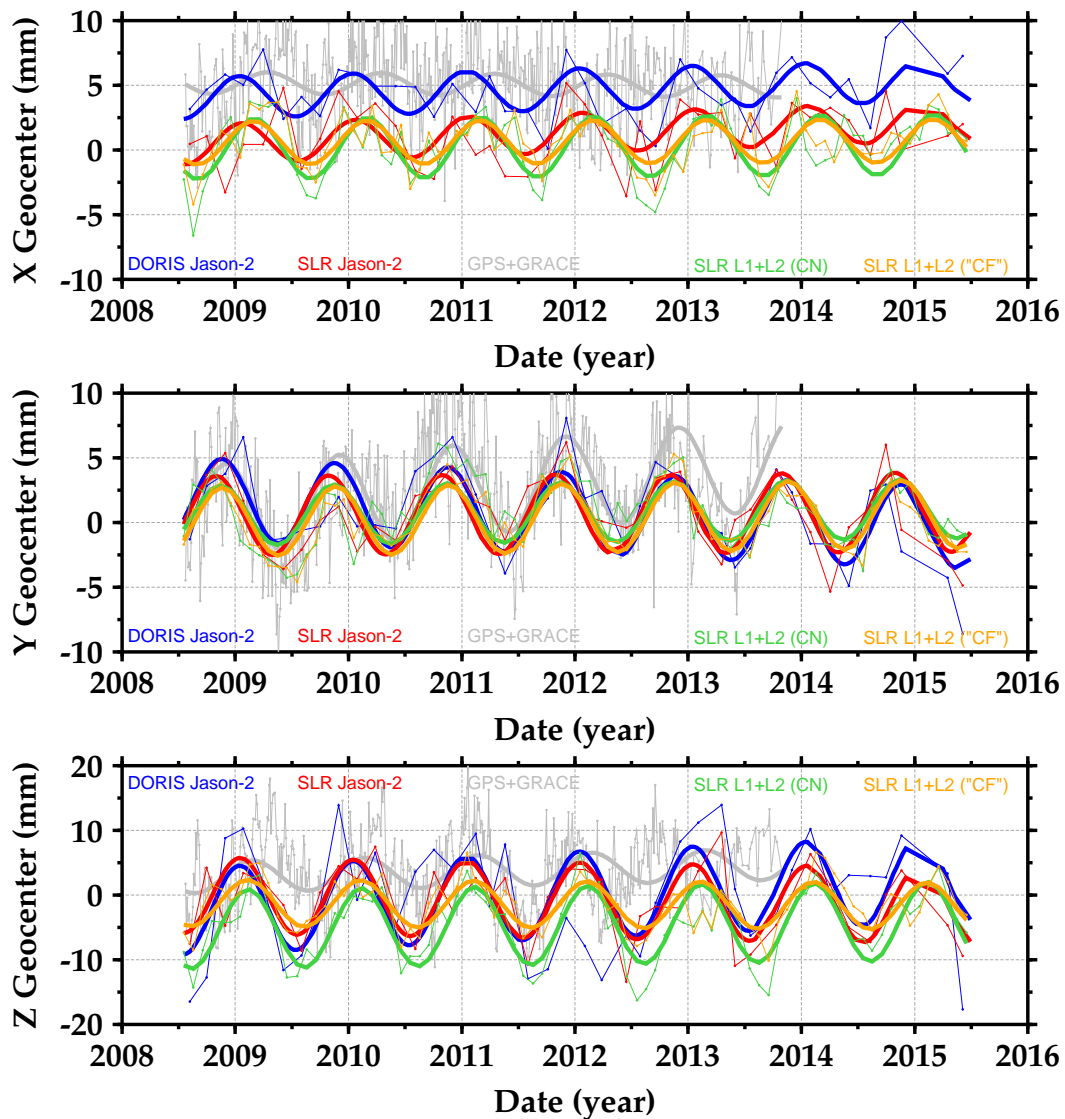


FIGURE 4.7: 3-day estimates of GPS+GRACE [64] (gray), 30-day estimates of SLR LAGEOS-1 and 2 [124] CN (green) and "CF" (orange), 10-day estimates of DORIS (blue) and SLR (red) Jason-2 geocenter coordinates (this study) sampled at 60-day epochs for clarity. The solid curves are the results of the least squares fit to the geocenter variations of a bias, drift and annual periods.

The three independent solutions (GPS+GRACE, SLR L1+L2 ("CF"), DORIS Jason-2) corroborates to better than 1 mm, the smaller annual geocenter motion (0.9 – 1.7 mm) along the  $X$  axis (despite the uncertainty on the phase due to the small magnitude of the seasonal oscillations), and higher amplitude (2.7 – 3.5 mm) along the



$Y$  axis. However, the  $Z$  annual amplitude is  $\sim 4$  mm with LAGEOS-only, whereas the DORIS/SLR-derived Jason-2 solutions from this study have a larger amplitude of  $\sim 6$  mm (cf. Table 4.9). There is also a systematic positive bias of  $\sim 5$  mm between the DORIS/GPS-derived and SLR-based geocenter motion estimates along the  $X$  axis (Fig. 4.7, upper plot). Both observations are explained away in the following subsection.

### **Disentangling uncertainties in the realization of the ITRF origin**

The network distribution of SLR stations is not as well balanced as for DORIS or GNSS, with most of the high performing stations close to the  $X$  axis in the Northern Hemisphere (cf. Figure 4.8). Also, of the total number of SLR stations, on the order of only 12-15 are substantial contributors of data (e.g., see global performance report card for the SLR network available at [https://ilrs.cddis.eosdis.nasa.gov/network/system\\_performance/global\\_report\\_cards](https://ilrs.cddis.eosdis.nasa.gov/network/system_performance/global_report_cards)). As noted in Colilieux et al. [35], this implies a higher sensitivity of the  $X$  and  $Z$  geocenter coordinate estimates to network effects, because of the suboptimal geographic distribution of SLR stations. This is particularly true for the SLR-based  $X$  geocenter motion time series derived in this study, which experience a higher scatter than the  $Y$  component (see the blue solution of Fig. 4.6). In contrast, the DORIS and GPS networks are to a great extent well balanced. As a consequence, their expected lower sensitivity to network effects may explain the better agreement between the DORIS Jason-2 and GPS+GRACE  $X$  geocenter motion estimates (Fig. 4.7, upper plot).

Difficulties exist in ascertaining whether the poor geometry of the SLR network can explain the  $\sim 5$  mm SLR-based geocenter offset along the  $X$  axis with respect to independent DORIS (and GPS) estimates. Indeed, the number of SLR stations co-located with DORIS sites is extremely small, making it impossible to solve for DORIS-only and SLR-only geocenter coordinates over a common set of stations. Moreover, not all SLR stations are permanently available, which leads to a changeable (time-varying) configuration of the network and number of SLR tracking measurements from one station to another. To assess the SLR network effect on  $X$  geocenter estimates, we decided to artificially improve and degrade the geometry of the SLR and DORIS stations, respectively, by removing stations near the Greenwich meridian and in the high-latitude area (i.e., where the stations influence the determination of the  $X$  geocenter coordinate, since the visibility of Low Earth Orbiters strongly depends on their inclination angles). To this end, the

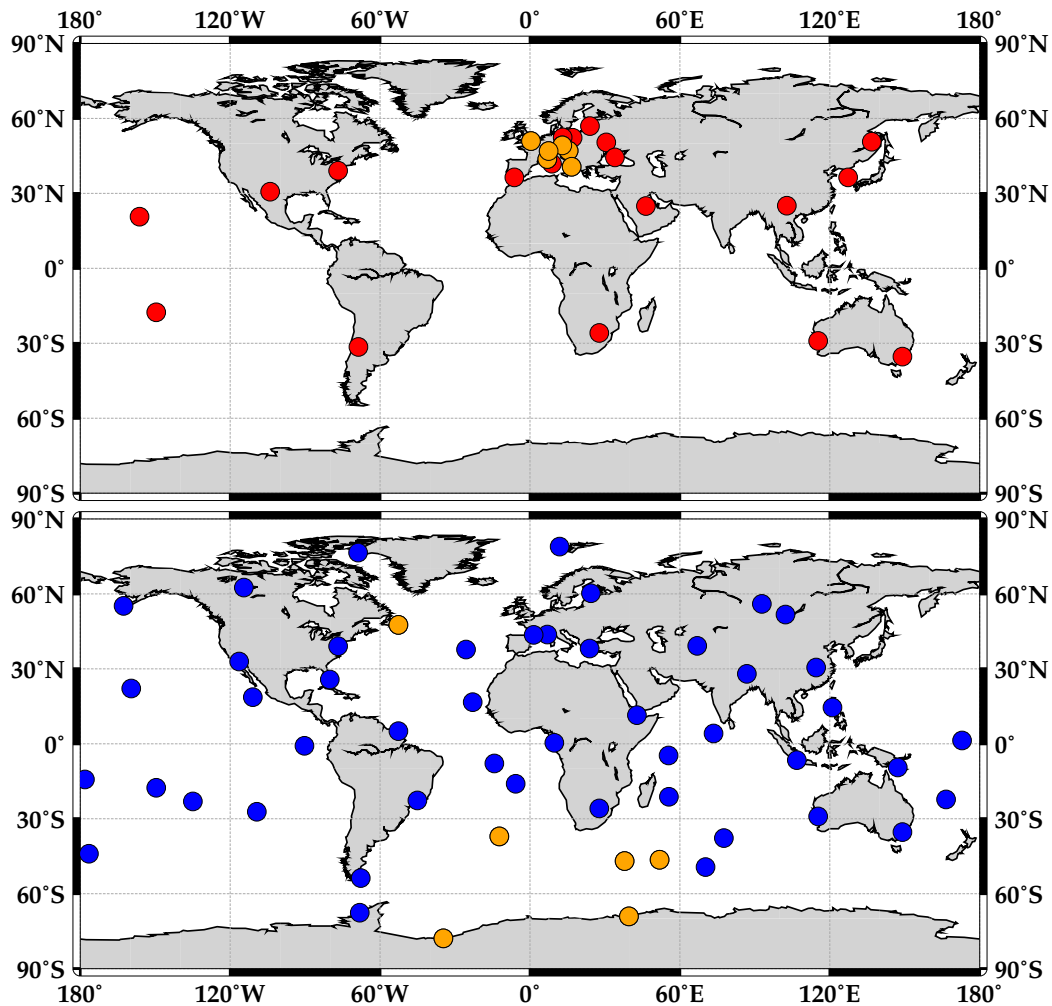


FIGURE 4.8: Ground network distribution of SLR (top) and DORIS (bottom) stations used in this study. Stations denoted with orange disks were removed to investigate network effects.

most prolific European SLR stations in terms of data yield for the Jason-2 satellite (Zimmerwald, Switzerland ; Herstmonceux, United-Kingdom ; Graz, Austria ; Grasse, France ; Wettzell, Germany and Matera, Italy) and the following DORIS stations—to mimic the high concentration of SLR sites over Europe—(Crozet, France ; Tristan-Da-Cunha, United-Kingdom (South Atlantic Ocean) ; Syowa, Antarctica (Japanese base) ; St-John’s, Canada ; Marion-Island, South Africa ; Belgrano, Antarctica (Argentine base)) were subtracted. The orange disks in Fig. 4.8 mark the stations removed for the analysis. This results in higher ( $1.2 \text{ mm} \Rightarrow 2.4 \text{ mm}$ ) and lower ( $4.6 \text{ mm} \Rightarrow 2.7 \text{ mm}$ ) SLR and DORIS  $X$  geocenter coordinate bias, respectively ; hence canceling the systematic offset between the two solutions, when bridging the gap between the two networks. These findings corroborate the simula-

tion study of Otsubo et al. [108] indicating that additional SLR sites in the southern high latitudes would benefit the  $X$  geocenter component.

In this study, efforts have been made to minimize draconitic orbital perturbations in our geocenter motion estimates, making the most of the Jason-2 draconitic period ( $\sim 118$  days) which can be well separated from one solar year (associated with the seasonal component of geophysical interest). The ITRF origin is only sensed by SLR observations of the LAGEOS-1 and 2 satellites. Assuming deficiencies in their SRP modeling at the level of 10%, a lower bound (provided that station heights and range biases are solved for, as recommended in subsection 4.4, or else the error would increase further) of the contamination of the LAGEOS draconitic errors in the  $Z$  geocenter motion time series can be described, analogously to equation (4.10), via the formula

$$Z_{\text{DraconiticError}} \simeq -10\% \times 4 \times 10^{-9} \frac{r^3 \sin \beta}{GM \cos i}, \quad (4.11)$$

where  $\beta$  is the Beta-prime angle—Sun elevation angle over the orbital planes—of LAGEOS-1 and LAGEOS-2; and  $4 \times 10^{-9}$  is the amplitude of the acceleration (in  $\text{m/s}^2$ ) due to direct SRP for the two satellites. Based on equation (4.11), the amplitude of the aliasing of LAGEOS-1 and 2 draconitic errors into the  $Z$  geocenter component is estimated at about 1 mm at the annual frequency, as can be seen in Figure 4.9.

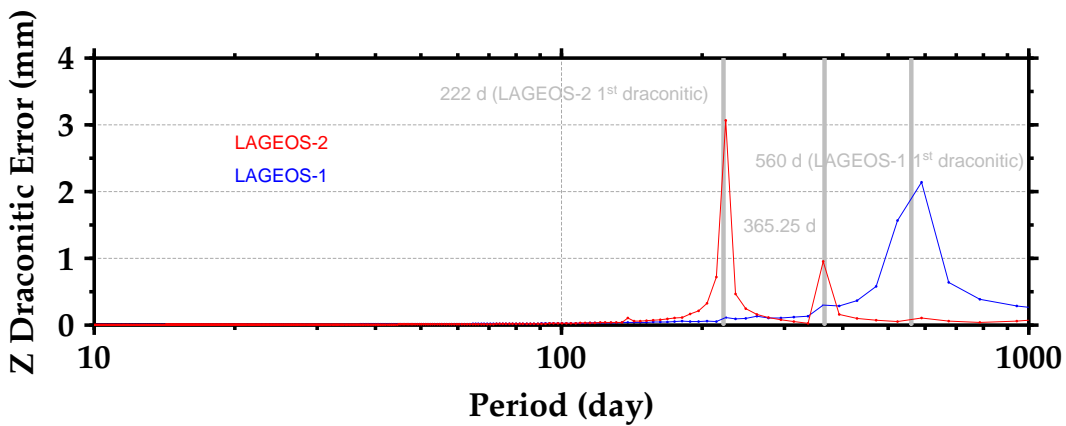


FIGURE 4.9: Amplitude spectra of estimated aliasing of LAGEOS-1 (blue) and 2 (red) draconitic errors into the  $Z$  geocenter coordinate derived from the Beta-prime angle evolution of the two satellites and equation (4.11).

The Yarkovsky-Schach thermal effect, affecting spinning satellites essentially along their spin axis, should be modeled when analyzing LAGEOS orbits. This pertur-

bation is usually not modeled in orbit determination programs since the evolution of the satellite spin axis is not precisely known as well as its amplitude itself ( $59 \text{ pm.s}^{-2}$  [2],  $89.4 \text{ pm.s}^{-2}$  [133],  $105 \text{ pm.s}^{-2}$  [139],  $241 \text{ pm.s}^{-2}$  [94], ...). Given this lack of knowledge, we calculated an updated estimate of the Yarkovsky-Schach amplitude. As this perturbing acceleration mainly acts along the spin axis of the satellites (i.e., towards a specific inertial direction), we solved for two orthogonal accelerations along inertial directions in the equatorial plan of the Earth for the LAGEOS-1 and 2 satellites (the out-of-plan behavior of this acceleration cannot be estimated simultaneously as it is collinear with the axial geocenter motion). The obtained results are displayed in Figure 4.10. Focusing on the pre-2000 era, where the analyses of Andrés et al. [6] and Kucharski et al. [73] confirm a spin axis oriented essentially in the  $Z$  inertial direction for LAGEOS-1 (declination around  $-70^\circ$ ) and LAGEOS-2 (declination around  $-80^\circ$ ), we determined the value of the full Yarkovsky-Schach effect amplitude of the two satellites to be  $\sim 600 \text{ pm.s}^{-2}$ , based on the previous equatorial amplitude estimates of Figure 4.10 ( $\sim 200 \text{ pm.s}^{-2}$  and  $\sim 100 \text{ pm.s}^{-2}$ , for LAGEOS-1 and 2, respectively) and their declination angles. This empirical finding is more than twice as large as given in Métris et al. [94].

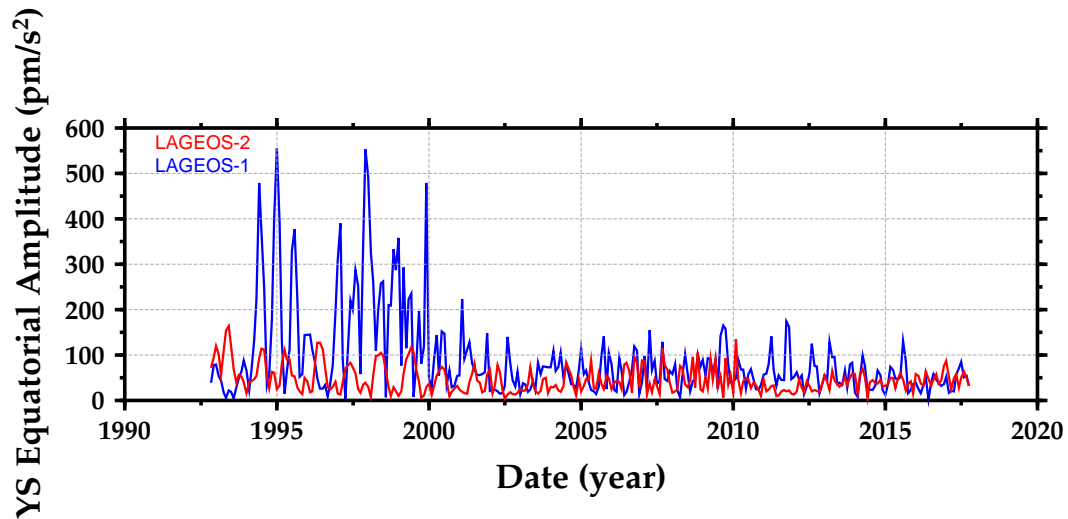


FIGURE 4.10: LAGEOS-1 (blue) and 2 (red) amplitudes of their inertial (Yarkovsky-Schach) equatorial perturbing accelerations.

An estimate of the associated annual cross-track perturbation corrupting the  $Z$  geocenter coordinate can be derived from equation (4.10)

$$Z_{Y-S_{\text{Annual Error}}} \simeq -6 \times 10^{-10} \frac{r^3}{GM}, \quad (4.12)$$

where  $6 \times 10^{-10}$  is the amplitude of our estimate of the Yarkovsky-Schach acceleration, in  $\text{m/s}^2$ ) for LAGEOS-1 and 2. Thus, not modeling the Yarkovsky-Schach effect can cause  $Z$  annual geocenter perturbations in LAGEOS-only geocenter motion time series of approximately 3 mm. The annual variations, already observed in Figure 4.10, have to do with the "seasons", i.e., the tilt of the satellites' spin plan (close to the Earth's equator here) with respect to the ecliptic. This  $Z$  annual perturbation of  $\sim 3$  mm will thus conspire to decrease the amplitude of the geocenter motion, as the Yarkovsky-Schach force is directed away from the heated pole of the satellite (mind the minus sign of equation (4.12)). From the years 2000 onwards, the spin axes of the LAGEOS satellites both appear to follow a more complex evolution pattern ([6, 73]) and their complete modeling would be required to precisely derive the annual perturbation corrupting the LAGEOS-only  $Z$  geocenter coordinate.

The coupling of both error sources of non-gravitational annual perturbations (SRP mismodelling and especially Yarkovsky-Schach thermal effect) for the orbits of LAGEOS-1 and 2 can definitely explain the 2 mm lower  $Z$  annual amplitude with LAGEOS-only than in the DORIS/SLR-derived Jason-2 solutions from this study. Indeed, when incorporating LARES data (the least perturbed LEO target by non-conservative forces and thermal effects) alongside LAGEOS-1 and 2 observations, Spatar [145] also observed a 2 mm increase in the amplitude of the annual signal in the  $Z$  geocenter vector component, while diminishing the aliasing of LAGEOS-specific errors.

### Synthesis

As pointed out in Métivier et al. [92], at the present-day, even if space geodesy geocenter estimates have proved their sensitivity to seasonal variations, we do not know exactly what kind of inter-annual geocenter motion one could expect to observe today in the context of climate change. Thus, forward modeling of the full nontidal (not only seasonal) geocenter motion is even more important nowadays for regional MSL studies. With that in mind, having an accepted model for altimeter satellite POD becomes especially a prerequisite for producing consistency between GPS-based and DORIS/SLR-derived orbits. Hence, a geocenter motion model was derived from our DORIS Jason-2-based time series to allow the investigation of seasonal and long-term variations. Figure 4.11 shows the model obtained which estimates bias, annual and semiannual sine and cosine parameters using a Kalman filter. The semiannual contribution is small compared to the annual component which seems to capture the main seasonal effects. Semiannual variations are essentially

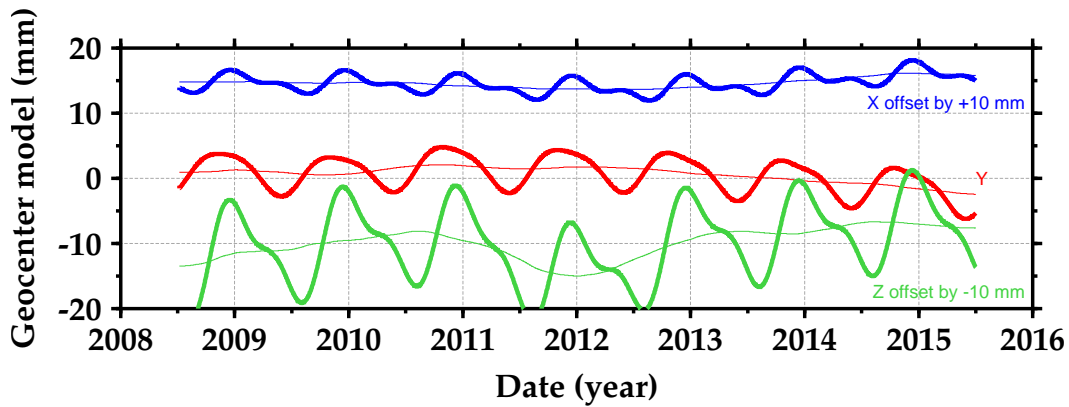


FIGURE 4.11: Smoothed DORIS-only Jason-2 geocenter motion time series using a Kalman filter. The bold lines represent the adjusted seasonal (semiannual and annual) and bias parameters, while the thin lines indicate the long-term component. Fictitious +10 mm and -10 mm offsets were introduced along the X and Z axes, respectively.

detectable in the X and Z geocenter vector components. The Z geocenter coordinate exhibits the strongest inter-annual variability. In particular, the north-south excursion over the period 2011–2012 could be attributed to Greenland’s record melt [87] and the exceptional persistence of Australian mass anomalies [55].

Figure 4.12 shows how the seasonal part of the geocenter motion model orientates when projected on the Earth’s surface. An interesting feature concerns the strong el-

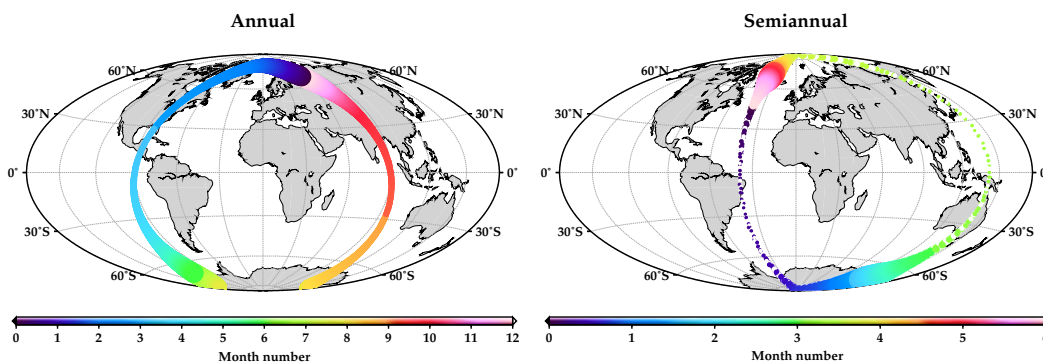


FIGURE 4.12: Annual (left) and semiannual (right) trajectories of the DORIS-only Jason-2 geocenter vector projected on the Earth’s surface. Their magnitude (illustrated by the size of the colored dots) oscillates between 2 – 7 mm and 0 – 3 mm, for the annual and semiannual components, respectively.

liptical polarisation of these trajectories, similar to what was observed by Bizouard [13] with the hydro-atmospheric mass redistributions : the annual and semiannual components evolve in the great meridian circles of longitude  $\sim 90^\circ$  East and  $\sim 150^\circ$

East, respectively. By decomposing the annual and semiannual geocenter motions in the form  $U_1 \cos(\omega t + \phi) + U_2 \sin(\omega t + \phi)$ , with  $U_1$  and  $U_2$  orthogonal vectors given in mm and  $\phi$  in days, it makes clear that the annual and semiannual geocenter motion signals lie in ellipses of parameters  $\begin{bmatrix} 1.3 & 2.2 & 6.8 \end{bmatrix} \cos(\omega t - 4) + \begin{bmatrix} 0.1 & -2.2 & 0.7 \end{bmatrix} \sin(\omega t - 4)$  and  $\begin{bmatrix} 0.8 & -0.7 & 2.8 \end{bmatrix} \cos(2\omega t + 73) + \begin{bmatrix} 0.3 & -0.3 & -0.1 \end{bmatrix} \sin(2\omega t + 73)$ , respectively. Both ellipses are essentially oriented towards the north-south direction, especially the semiannual signal which has a very low semi-minor-to-semi-major axis ratio of  $\sim 15\%$  ( $\sim 30\%$  for the annual signal). Annual variations surround the main continental regions of active terrestrial hydrological processes. Half-yearly variations are coherent and in phase with reported atmospheric pressure semiannual oscillations over northern Greenland and East Antarctica in Chen et al. [29, their Fig. 3]. Understanding the physical sources of the full spectrum of geocenter variations should be a major goal in the future analysis.

#### 4.5 Conclusions

To elucidate how model and geodetic technique errors propagate into the ITRF origin, we have examined independently derived geocenter motion time series using DORIS observations from the OSTM/Jason-2 satellite over the period 2008.5–2015.5. The analysis identified dominant sources of correlations and modeling issues, which should be mitigated when estimating the geocenter coordinates.

Overall, our results show that the Jason-2 satellite is particularly appealing for geodetic geocenter motion determination since it fulfills the useful conditions of having an inclination much below  $90^\circ$  (unlike the sun-synchronous satellites), a draconitic period not close to one solar year (in contrast to the GPS satellites), a well known inertial attitude (differently from the spinning LAGEOS satellites) and a high sensitivity to geocenter motion (with an altitude close to the optimal LEO target LARES). Based on the TOPEX/Poseidon and Jason-1 legacy missions, initiating an independent geocenter time series in 1992 is also possible. Even if it is currently not possible to benefit from combining other satellites (most altimeter missions are sun-synchronous) with Jason-2 for DORIS-based geocenter motion estimates, the upcoming consecutive launches of HY-2C (inclination of  $66^\circ$ ), Jason-CS/Sentinel-6, and SWOT (inclination of  $78^\circ$ ; draconitic period of 78.5 days) will make possible a combination in the future.

The DORIS-derived geocenter motion time series presented here are in very good agreement in both annual amplitude and phase with SLR observations also ba-

sed on Jason-2. The systematic  $\sim 5$  mm offset along the  $X$  axis between the two geodetic estimates of geocenter motion has been attributed to the unbalanced SLR network. These results are also consistent at the level of 1 mm with independent GPS+GRACE and SLR+LAGEOS solutions, for the annual variations of the two equatorial geocenter motion components. However, unlike what was derived in earlier studies based on LAGEOS-only SLR observations, the estimated amplitude of the annual signal in the axial direction is found here to be  $\sim 2$  mm higher (6.0 – 6.5 mm). The genuine differences between this analysis and past results originate from the rigorous treatment of correlations proposed in this study when estimating geocenter coordinates :

1. The adjustment of station heights (and biases for SLR stations) without constraints.
2. The inclusion of low-elevation DORIS data.
3. The identification and reduction of aliased draconitic signatures into the annual sinusoidal  $Z$  geocenter coordinate.
4. The use of state-of-the-art models (gravity and troposphere modeling).

The analysis presented here reveals that SLR geocenter solutions (from Jason-2, but also LAGEOS) are sensitive to station height modeling errors, making their estimation necessary (as well as station biases). Unfortunately, for LAGEOS-only solutions, the contribution of the Yarkovsky-Schach perturbation is not negligible (estimated to be 2 – 3 mm for the  $Z$  coordinate). The traditional CN approach does not suffer from this problem, but still may not be fully consistent with the CF estimates due to network effects. Even with less observability per pass for the DORIS technique, its large and homogeneous network should allow a better realization for CF.

A. Couhert gratefully acknowledges support by the Centre National d'Etudes Spatiales and Groupe de Recherche de Géodésie Spatiale. This work takes advantage of the IDS [158] and ILRS data [110]. The DORIS and SLR tracking data over the low Earth Jason-2/OSTM satellite are available online (<ftp://ftp.cddis.eosdis.nasa.gov/pub/doris/data/ja2> and [ftp://cddis.gsfc.nasa.gov/pub/slr/data/npt\\\_crd/jason2](ftp://cddis.gsfc.nasa.gov/pub/slr/data/npt\_crd/jason2), respectively).





*Chapitre 5***ORBITES GPS DES SATELLITES LEOS RÉFÉRENCÉES AU  
CENTRE DE MASSE DE LA TERRE (ARTICLE PUBLIÉ)**

Après être parvenu à observer le mouvement de géocentre avec DORIS, nous avons cherché à en faire de même avec le système de mesure GPS, dès 2017. Les bonnes propriétés de la mission Jason-2, identifiées au chapitre précédent, nous ont orienté naturellement sur ce satellite pour prouver qu'il était possible de déterminer son orbite autour du centre de masse "instantané" de la Terre à partir d'un suivi GPS, et donc d'en déduire une estimation des variations de géocentre. Le fait que Jason-2 embarque les trois techniques géodésiques (DORIS, GPS, SLR) permet également de valider entre elles, des observations indépendantes de ce même phénomène physique.

**GPS-based LEO orbits referenced to the  
Earth's center of mass**

Alexandre Couhert<sup>1</sup>, Nicolas Delong<sup>1</sup>, Hanane Ait-Lakbir<sup>1,2</sup>, and Flavien  
Mercier<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Centre National d'Etudes Spatiales, Toulouse, France.

<sup>2</sup> CS-SI, Toulouse, France.

Publié dans Journal of Geophysical Research : Solid Earth, Volume 125, e2019JB018293,  
2019

---

**Abstract** Global Navigation Satellite System satellite clock solutions of the International Global Navigation Satellite System Service are aligned to the International Terrestrial Reference Frame origin. This strategy is not sufficient to model correctly the Low Earth Orbit (LEO) Global Positioning System (GPS) measurements, because the geocenter motion is not taken into account for the ground station positions in these solutions. In order to be consistent with the dynamic motion of a LEO satellite, and also with the other measurement systems where the geocenter motion can

be modeled (e.g., Satellite Laser Ranging and Doppler Orbitography and Radiopositioning Integrated by Satellite), it is necessary to take into account or mitigate the miscentering effect of the constellation solution. In this paper, we use a parametric model representing the reference network translations, and this model can be adjusted in the OSTM/Jason-2 and Jason-3 LEO satellites orbit determination.

---

1. Independent geocenter coordinates were derived using GPS data and the OSTM/Jason-2 satellite
2. A GPS satellite clock correction model was derived to improve the centering of IGS GPS products
3. The advent of fixing GPS ambiguities for LEO satellites increases the sensitivity of the orbit solutions to geocenter errors

### **Plain Language Summary**

The ever-changing fluid mass (oceans, continental water, snow, atmosphere, ...) re-distributions on the Earth's surface give rise to a motion of the deformable terrestrial crust, with respect to the center-of-mass (CM) of the Earth. This motion is called "geocenter motion." Even though the expected amplitude is smaller than the size of a cherry, it is now necessary to take into account its perturbing effect on the modeling of ground station observations (tied to the crust), used to observe the natural orbital motion of the satellites about CM (according to Newton's laws). Indeed, Global Positioning System (GPS) measurement models and derived products are currently aligned to the International Terrestrial Reference Frame origin (which is referenced to the crust), instead of CM. In this paper, we derive a model to obtain CM-centered GPS data. This improves the determination of GPS-based low-Earth satellite orbits and helps to provide insight into the temporal variations of the geocenter motion.

### **5.1 Introduction**

It is now well established that not accounting properly for geocenter motion impacts satellite altimetry orbit determination and, consequently, affects regional mean sea level estimates [10, 27, 37, 89, 99, 160]. In particular, nontidal geocenter motion, which reflects major water and atmosphere mass transports occurring over large regions, is traditionally neglected, as no conclusive model was included in the latest International Earth Rotation and reference systems Service Conventions 2010

[114]. These variations, between the center-of-mass (CM) of the whole Earth and center-of-figure (CF) of the solid Earth surface, that is, the geometrical center of the Earth's surface, dominate at the annual frequency, especially along the Z component of the terrestrial reference frame (north-south direction), whose origin is approximately located with a fixed offset from CF [160]. As a consequence, spurious Z seasonal orbit differences usually manifest when relying on different tracking techniques (GPS ; Doppler Orbitography and Radiopositioning Integrated by Satellite, DORIS ; and Satellite Laser Ranging, SLR) due to their intrinsic sensitivity to the omitted geocenter motion. Starting with the release "E" [146] of Pre-

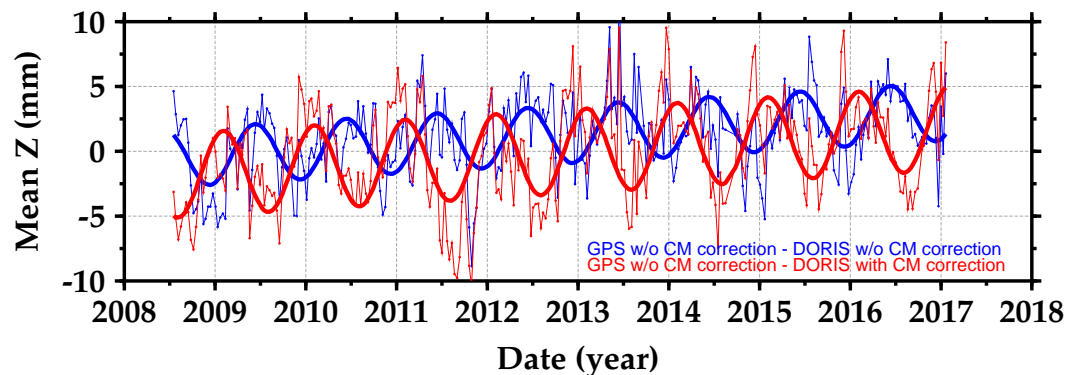


FIGURE 5.1: Jason-2 mean Z orbit differences per cycle between GPS-derived and DORIS-derived dynamic orbits (July 2008 to January 2017 ; Cycles 1–315), with or without correcting the DORIS station coordinates with the geocenter motion model of the POE-F standards. The solid curves are the result of the least squares fit to the time series of a bias, drift and annual periods.

cise Orbit Ephemerides for the Jason-2 Geophysical Data Record series (see Dumont et al. [51] available at [https://www.aviso.altimetry.fr/fileadmin/documents/data/tools/hdbk\\_j2.pdf](https://www.aviso.altimetry.fr/fileadmin/documents/data/tools/hdbk_j2.pdf)) computed by the Centre National d'Etudes Spatiales, a mean annual geocenter model (SLR derived from Ries [123]) was introduced to correct DORIS and SLR station positions. The seasonal variations in Z between GPS-based and DORIS-based orbits increased, as it does in Figure 5.1, since only the locations of DORIS beacons are referred to the geocenter. This finding contrasts with the common assumption that Low Earth Orbit (LEO) satellite GPS-derived orbits are naturally produced in a "true geophysical CM" frame. One would expect an improvement in consistency if a geocenter motion model was also applied in the GPS processing. The background models employed in the orbit solutions described in this paper are consistent with the International Earth Rotation and reference systems Service 2010 conventions and Precise Orbit Epheme-

rides F standards ; see Picot et al. [116] for details. The Repro 3.0 final GIPSY-OASIS GPS precise orbit and clock products provided by the Jet Propulsion Laboratory (available at [ftp://slideshow.jpl.nasa.gov/pub/JPL\\_GPS\\_Products/Final](ftp://slideshow.jpl.nasa.gov/pub/JPL_GPS_Products/Final)) were used for the Jason-2 GPS-based orbits.

In practice, the International Global Navigation Satellite System (GNSS) Service (IGS) clock solutions for the GPS constellation [50] are aligned to conform to the International Terrestrial Reference Frame (ITRF) origin. This is intended to allow IGS product users to access the ITRF origin when producing Precise Point Positioning station positions using both Rapid and Final products. For the Rapid products, the Analysis Centers (ACs) are asked to apply ITRF-aligned a priori station coordinates with tight constraints for the subset of Reference Frame (RF) stations (fully tied to the ITRF). However, this constraint should not be applied for the more rigorous Final products. The Final AC networks should only be aligned to ITRF in rotations (no-net-rotation orbits and network-fixed clocks), which is subsequently ensured at the combination level by applying orbit rotation corrections coming from each AC Helmert RF misalignment. But the AC frame translations are not similarly constrained or corrected. In principle, this means that the AC and combined orbits are offset in translation with respect to the ITRF origin. On the other hand, the AC (and combined) satellite clocks are supposed to be aligned to the ITRF origin, either by the a priori RF constraints in the Rapid products or by AC adjustments of their own final products before submission. Because the International Terrestrial Reference Frame (ITRF) origin is theoretically coincident with the long-term mean CM, IGS GPS products can only be used as CM solutions at secular but not seasonal time scales [16]. To be consistent with the dynamic motion of LEO satellites (around the "instantaneous" CM) and the other measurement systems such as DORIS or SLR where the geocenter motion is modeled, it is necessary to take into account or mitigate the miscentering effect of the GPS tracking data as well. Here we propose a new approach that enables IGS GPS products to be referenced with respect to the CM of the Earth. We first outline the clock correction model (section 5.2). Then we use this correction to appraise the observability of the geocenter coordinates in GPS solutions involving Jason-2 data (section 5.3). We illustrate the approach by considering other LEO satellites and evaluate the impact of fixing GPS ambiguities (section 5.4). We conclude with a brief summary and outlook (section 5.5).

## 5.2 Relation of GPS satellite clocks to ground network displacement

Accurate knowledge of the GPS constellation orbits and clocks is a prerequisite for Precision Orbit Determination of LEO satellites using GPS data. The IGS ACs deliver such precise products relying on a ground network of GPS stations. To fulfill the terrestrial positioning need of users on the Earth's surface, any of these individual AC GPS satellite clock solutions is aligned to refer to the ITRF origin [71, 72]. The point of departure of the approach described in this paper is the introduction of GPS satellite clock corrections to maintain consistency of GPS-based LEO orbits in a CM frame. Indeed, the initial miscentering effect of the IGS GPS products essentially affects GPS satellite clocks rather than their orbits, whose dynamical motion defines CM (according to Newton's laws)—the residual orbit deformations (according to Kepler's laws) are neglected to first order.

As a first step toward making more explicit the dependency of GPS satellite clocks to a global translation of all stations, we consider a parametric model for each GPS satellite clock to represent a  $T_Z$  ground network translation motion :

$$\Delta clk_{GPS} \approx -T_Z \times \sin \phi_{GPS}, \quad (5.1)$$

where  $\Delta clk_{GPS}$  consists of the clock correction applied to each GPS satellite and  $\phi_{GPS}$  is the latitude of its subsatellite point. Applying this consistency correction to each GPS satellite clock solution with a  $-1$  cm  $T_Z$  origin offset leads to the GPS station displacements shown in Figure 5.2, where only station dependent parameters (coordinates, tropospheric delay and clock corrections) were reestimated for the ground network corresponding to Figure 5.3 : the GPS network responds well ( $\sim 80\%$ ) in all directions to the "translation correction" applied to the GPS satellite clocks. The result obtained in Figure 5.2 with a  $T_Z$  origin offset ( $\Delta clk_{GPS} \approx -80\%T_Z \times \sin \phi_{GPS} = -80\%T_Z \times Z_{GPS}/R_{GPS}$ ) could be derived in the same way for  $T_X$  ( $\Delta clk_{GPS} \approx -80\%T_X \times X_{GPS}/R_{GPS}$ ) and  $T_Y$  ( $\Delta clk_{GPS} \approx -80\%T_Y \times Y_{GPS}/R_{GPS}$ ), where  $(X_{GPS}, Y_{GPS}, Z_{GPS})$  and  $R_{GPS}$  denote the GPS constellation ITRF coordinates and radii, respectively. The underlying cause of this  $\sim 80\%$  ratio is the contribution of the station clocks in the global solution.

To analyze this effect, we study hereafter the impact of a  $T_Z$  (north-south) ground network translation on the GNSS satellite and ground station clock solutions. This effect can then be easily generalized for the other axes. A pseudorange measurement  $P_j^i$  between a GNSS satellite  $i$  and a ground station  $j$  can be expressed as follows :

$$P_j^i = D_j^i + (h_{sta_j} - h_{sati}) + d_{trop_j}^i + d_{ion_j}^i + \dots, \quad (5.2)$$

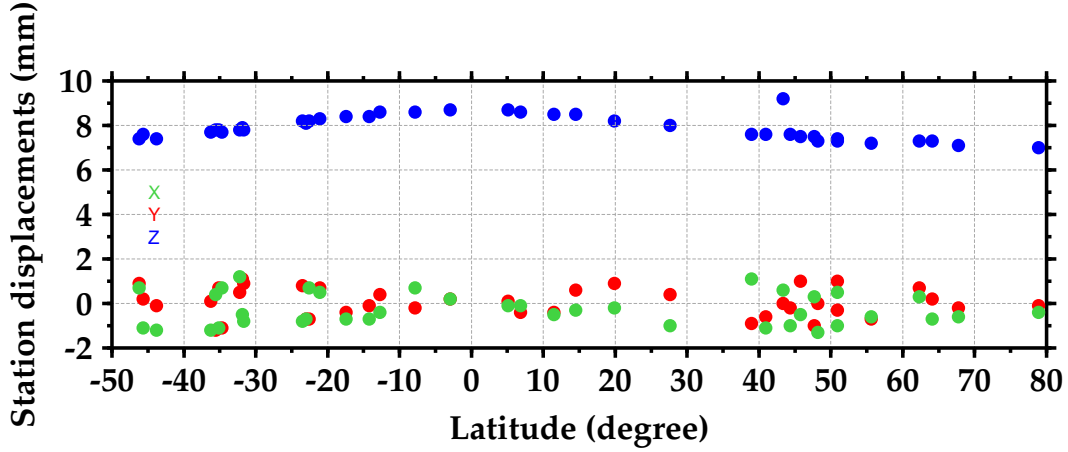


FIGURE 5.2: GPS station displacements from  $-1$  cm  $T_Z$  translation in the GPS satellite clocks.

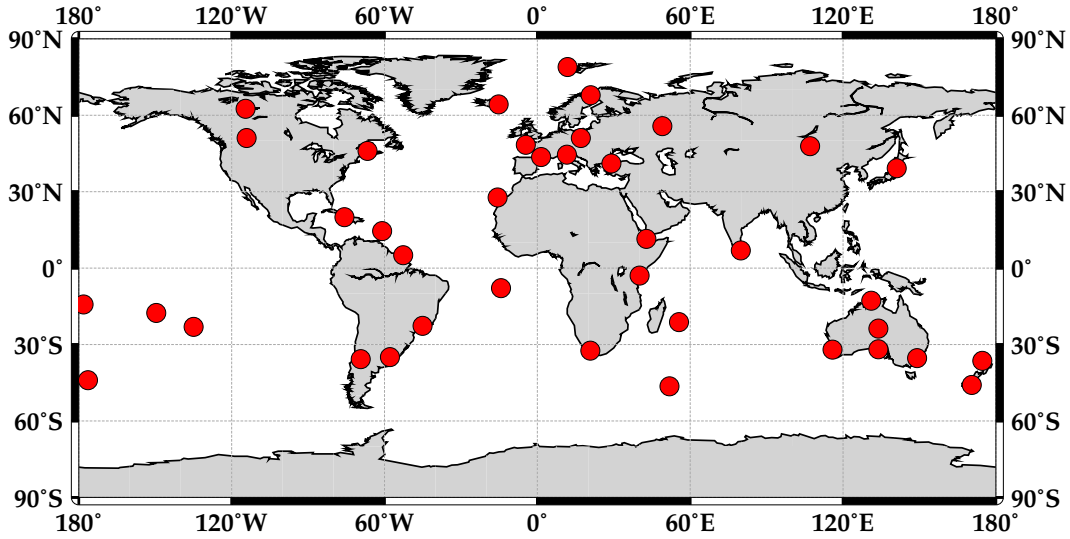


FIGURE 5.3: GPS ground-based stations used in Figure 5.2.

with  $D_j^i$  being the distance between the satellite and the station,  $h_{sta_j}$  and  $h_{sat^i}$  being the station and satellite clocks (expressed in unit of distance), and  $d_{trop}$  and  $d_{ion}$  being the tropospheric and ionospheric effects. A north-south translation,  $T_Z$ , of the station positions induces a shift  $\Delta D_j^i$  on the propagation range :

$$\Delta D_j^i = -\frac{Z_{sat^i} - Z_{sta_j}}{D_j^i} T_Z, \quad (5.3)$$

where  $Z_{sat^i}$  and  $Z_{sta_j}$  are the Z ITRF coordinates of the satellite and ground station considered. From (5.2) and (5.3), we can infer the effect on satellite  $\Delta h_{sat^i}$  and

station  $\Delta h_{sta_j}$  clocks :

$$\Delta h_{sat^i} - \Delta h_{sta_j} = \Delta D_j^i = -\frac{Z_{sat^i} - Z_{sta_j}}{D_j^i} T_Z, \quad (5.4)$$

neglecting the impact on the ionospheric and tropospheric effects, as well as on the orbit of the satellite. When now considering all stations and satellites available at any given time, we get the following global system to be solved for

$$A\Delta h_{sat} - B\Delta h_{sta} = -\frac{Z_{sat}}{D} T_Z + \frac{Z_{sta}}{D} T_Z, \quad (5.5)$$

where the matrices  $A$  and  $B$  are only filled with 0 and 1 values. Their sizes are determined by the number of measurements times the number of clocks at a given time, for the satellites and stations, respectively. Because of the particular structure of this system, we can independently solve for the satellite and station clocks, without introducing too much error, and get for the satellite clocks :

$$A\Delta h_{sat} = -\frac{Z_{sat}}{D} T_Z. \quad (5.6)$$

The clock solution for each satellite  $i$  can thus be expressed as follows :

$$\Delta h_{sat^i} = -Z_{sat^i} T_Z \left\langle \frac{1}{D_j^i} \right\rangle_{sta_{visi}}, \quad (5.7)$$

where  $\langle \rangle_{sta_{visi}}$  indicates a mean value computed on all stations visible from the satellite  $i$  at a given date. A similar formulation can be obtained for the station clocks. Assuming that the ground network of stations is uniformly distributed on the Earth, the previous mean value can be derived analytically :

$$\left\langle \frac{1}{D_j^i} \right\rangle_{sta_{visi}} = \frac{1}{R_e} \left( \sqrt{\frac{R_{GNSS} + R_e}{R_{GNSS} - R_e}} - 1 \right), \quad (5.8)$$

where  $R_e$  is the Earth's radius. For the GPS constellation,  $R_{GNSS} = R_{GPS} = 26,560$  km, and

$$R_{GPS} \left\langle \frac{1}{D_j^i} \right\rangle_{sta_{visi}} = \frac{1}{0.865}, \quad (5.9)$$

which is consistent with the  $\sim 80\%$  ratio previously observed. This result can then be further generalized for a three-axis offset  $(T_X, T_Y, T_Z)$  of the ground network. We end up with the more general formulation :

$$\Delta clk_{GNSS} = -\frac{R_{GNSS}}{R_e} \left( \sqrt{\frac{R_{GNSS} + R_e}{R_{GNSS} - R_e}} - 1 \right) \left( T_X \frac{X_{GNSS}}{R_{GNSS}} + T_Y \frac{Y_{GNSS}}{R_{GNSS}} + T_Z \frac{Z_{GNSS}}{R_{GNSS}} \right). \quad (5.10)$$



This formulation has also been tested successfully by comparison with the full resolution of orbits and clocks, for the GPS as well as for the Galileo constellations.

With the introduction of the geocenter motion model of Figure 5.1 in the GPS satellite clocks (based on the relation (5.10)), one can correct for GPS data geocenter errors (as the ITRF origin is approximately located with a fixed offset from CF [160]), while enforcing consistency between the GPS and DORIS tracking techniques. Indeed, a reduction of the  $\sim 4$  mm annual signal (Figure 5.1) to the 1-mm level (Figure 5.4), when comparing GPS-only and DORIS-only Jason-2 orbits in the north-south direction, is finally obtained.

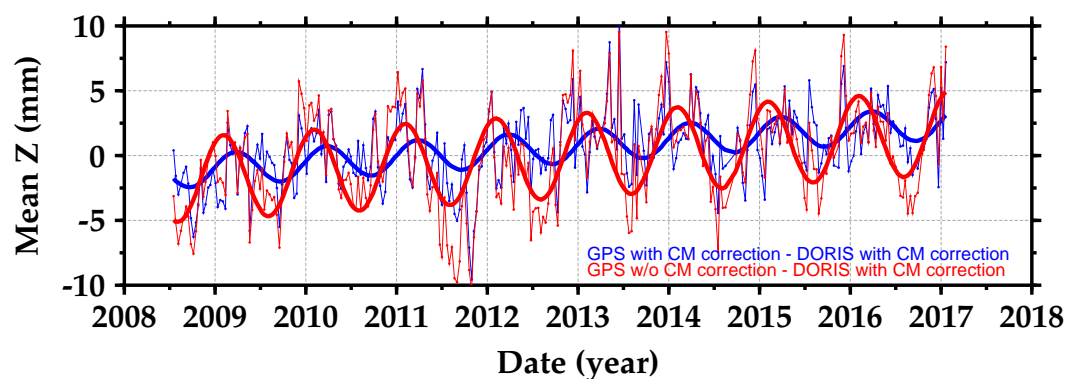


FIGURE 5.4: Jason-2 mean  $Z$  orbit differences per cycle between GPS-derived and DORIS-derived dynamic orbits (July 2008 to January 2017; Cycles 1–315), with or without correcting the GPS satellite clocks with the geocenter motion model of the POE-F standards. The solid curves are the result of the least squares fit to the time series of a bias, drift and annual periods. The annual signal is reduced from  $\sim 4$  to  $\sim 1$  mm with the GPS satellite clocks POE-F CM model.

### 5.3 Implications for geocenter motion determination

Relying on dense global observing networks, as in the case of GPS (or DORIS) tracking data, is attractive for geocenter determination. However, translational methods, such as the "network shift" approach, so far have performed particularly poorly with GPS measurements [76] (as opposed to SLR [124] or DORIS [38] estimates). The weakness of the direct geocenter recovery was attributed to deficiencies in GPS solar radiation pressure force modeling [88], the necessity to estimate GPS clock offsets simultaneously with troposphere-related parameters [121], as well as reduced sensitivity due to the GPS orbit height. Instead, indirect determinations inverting the degree-one deformation (due to surface mass variations) sensed by a set of globally distributed GPS stations have, as a result, been traditionally used [16].

A promising method to overcome the GPS-based translational approach's shortcomings is to include observations from LEOs carrying precise GPS receivers [82]. In this combined processing method, the geocenter motion observation benefits from the lower altitude of the orbiting receiver, and spurious signatures linked to the problematic GPS draconitic (or beta) period of  $\sim 352$ -day (i.e., almost one solar year) can be subverted. Kang et al. [68] and Haines et al. [64] included GPS tracking data from the GRACE satellites when estimating the orbits of the GPS satellites with ground station coordinates. If GPS draconitic orbital perturbations were minimized in their geocenter solutions, signals, which could not be well separated from the seasonal signal of geophysical interest, emerged at the GRACE beta period ( $\sim 320$  days) in return. Männel and Rothacher [83] also observed significant phase shifts in their geocenter motion time series, based on additional incorporation of the GPS GOCE Sun-synchronous ( $\sim 365$  days draconitic) satellite data.

What we propose here combines elements of the GPS-LEO geocenter motion estimation approach in a novel way : The adjustment of the three  $(T_X, T_Y, T_Z)$  translation parameters from the correction model (5.10) of the IGS GPS satellite clocks, in turn, could be used as a GPS-based measure of the geocenter variations. In contrast to previously published results on GPS geocenter motion estimates, the coordinates and clocks of a global site network, as well as GPS satellite orbital dynamics, are held fixed to the values given by the IGS weekly solutions. The only fundamental reference we care about is the transfer of the GPS satellite clocks to the ITRF origin. Since the LEO Jason-2 dynamic orbits are used here to define CM, the proposed solved for correction should directly reflect the geocenter coordinates variability. Jason-2 is not only the most well-known satellite (in terms of background force models) and history's longest altimeter mission equipped with a GPS receiver but also the draconitic ( $\sim 118$  days) and annual signals can be well separated. Additionally, based on this approach, troposphere-related parameters need not be estimated; hence, the derived geocenter motion time series are not affected by this traditional correlation issue. To illustrate the GPS+Jason-2 geocenter solution obtained, Figure 5.5 and Table 5.1 present a comparison from this study and a previously published DORIS Jason-2 solution [38]. The amplitudes and phases of the annual signals in the three Cartesian components of the two measurement-independent solutions are in good agreement (better than 1 mm amplitude and no phase delay larger than 2 weeks).

Figure 5.6 shows the spectral analysis of the GPS-derived  $Z$  geocenter component.

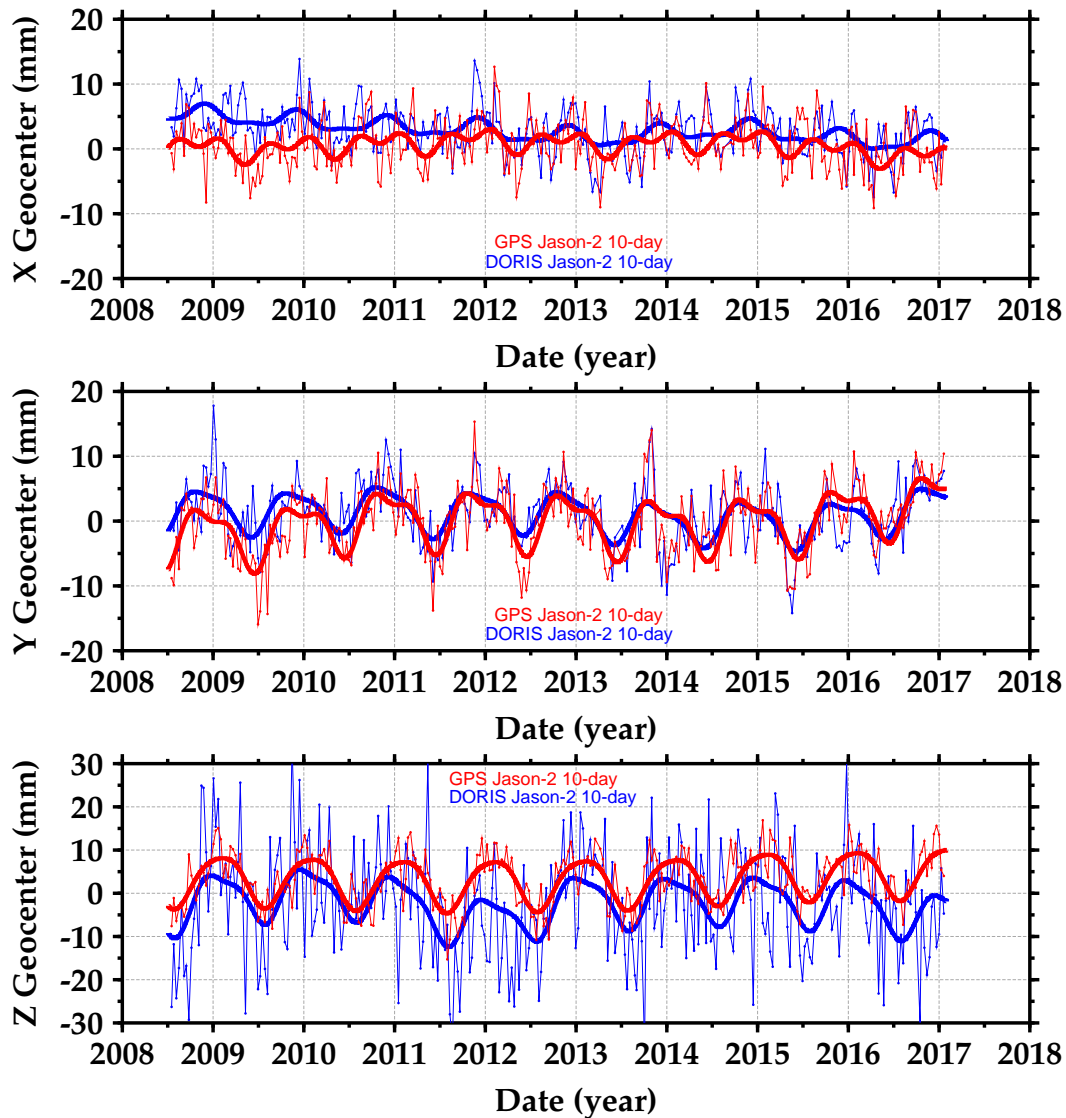


FIGURE 5.5: Ten-day estimates of DORIS-derived (blue, from Couhert et al. [38]) and GPS-based (red, this study) geocenter coordinates from Jason-2 POE-F dynamic orbit series (July 2008 to January 2017 ; Cycles 1–315). The bold lines represent the adjusted seasonal (semiannual and annual) and bias parameters (smoothed geocenter motion time series) using a Kalman filter.

Non geophysical signals, such as the Jason-2 ( $\sim 118$ -day) and GPS ( $\sim 352$ -day) draconitic years and their integer multiples, do not alias into the  $Z$  geocenter coordinate estimated from GPS and the Jason-2 LEO satellite data. The primary peak centered at the period of one solar year can be easily distinguished.

TABLE 5.1: Estimates of Geocenter Annual Variations for Two Independent GPS-Based and DORIS-Derived Solutions.

Solution	X		Y		Z	
	A (mm)	$\phi$ (day)	A (mm)	$\phi$ (day)	A (mm)	$\phi$ (day)
GPS+Jason-2	1.1	0	4.1	337	5.7	27
DORIS Jason-2	1.3	15	3.3	323	5.8	17

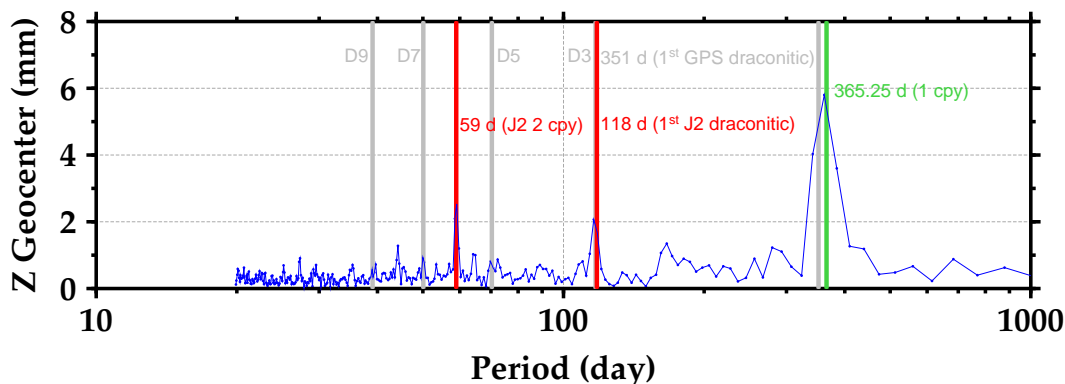


FIGURE 5.6: Amplitude spectra of the Z geocenter coordinate obtained using the Lomb-Scargle method for the 10 day estimates of GPS-derived geocenter motion from Jason-2 POE-F dynamic orbit series (July 2008 to January 2017; Cycles 1–315). The vertical lines mark the annual frequency, the first draconitic frequencies of Jason-2 and GPS, as well as their integer multiples.

#### 5.4 Effect of resolving GPS ambiguities to their integer values

The new type of observability presented by this combined GPS-LEO geocenter motion estimation makes it tempting to develop the approach further on other LEO satellites, for which the GPS integer ambiguities can be resolved, such as Jason-2’s successor mission, Jason-3. Figure 5.7 and Table 5.2 show the geocenter coordinates estimated from GPS and the Jason-3 LEO satellite data, when fixing or not the GPS ambiguities on integer values. The GPS orbit, clock, and wide-lane bias products provided by the Centre National d’Etudes Spatiales (Collecte Localisation Satellite) analysis center [80] of the IGS (available at <ftp://igs.ensg.ign.fr/pub/igs/products>) were used, in both ambiguity float and fixed solutions. As discussed in Couhert et al. [38], the Solar Radiation Pressure coefficient ( $C_r$ ) was tuned to 0.95 in the float ambiguity geocenter motion solution to minimize draconitic orbital perturbations. An abrupt change in the X geocenter motion time series can be seen around 2017.7, especially for the integer ambiguity solution. The

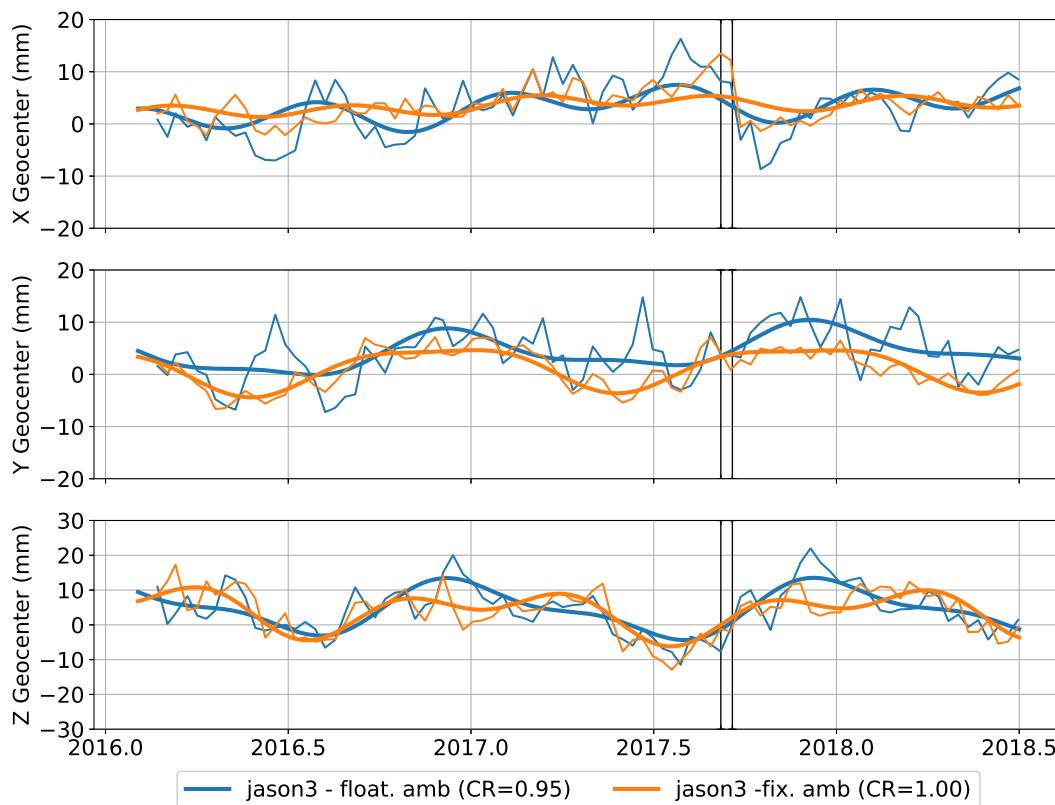


FIGURE 5.7: Ten day estimates of GPS-based geocenter coordinates from Jason-3 POE-F dynamic orbit series (February 2016 to June 2018 ; Cycles 1–88), for ambiguity float (blue) and fixed (orange) solutions. The vertical lines mark the two major earthquakes which occurred in Mexico on 8 and 19 September 2017. The bold lines represent the adjusted seasonal (semiannual and annual) and bias parameters (smoothed geocenter motion time series) using a Kalman filter.

culprit has nothing to do with the spacecraft dynamics (maneuver, satellite’s attitude, ...) or measurement (wrong or missing tracking data) modeling errors. Yet, the discontinuity coincides with the 2017 Chiapas-Puebla earthquakes that occurred in Mexico. Such great earthquakes can affect the location of the center of network, used to solve for the GPS constellation orbits and clocks, when a large number of stations are simultaneously displaced [163]. The corruption of geocenter motion estimates with this network effect may be pronounced, all the more so as the IGS GPS network selected is unevenly distributed or includes stations in the vicinity of the earthquake. Thus, for the  $X$  component, the estimated annual geocenter motion should be disregarded, given the short time span of the data set. If the ambiguity fixed solutions are less scattered (Figure 5.7), the amplitudes and phases of the annual geocenter motion variations are similarly recovered in both ambiguity float and

TABLE 5.2: Estimates of Geocenter Annual Variations for Float and Fixed Ambiguity Jason-3 GPS-Based Solutions.

Solution	$X$		$Y$		$Z$	
	$A$ (mm)	$\phi$ (day)	$A$ (mm)	$\phi$ (day)	$A$ (mm)	$\phi$ (day)
Float ambiguity	0.9	79	3.5	347	6.1	8
Integer ambiguity	0.6	49	4.2	331	5.4	34

TABLE 5.3: Mean Orbit Error in  $Z$  Transferred to the Jason-3 and Sentinel-3 LEO Satellites From a 10 mm Miscentering of the GPS Tracking Data in  $Z$  (Applied in the GPS Satellite Clocks).

$DZ$ orbit transfer (mm)	Jason-3	Sentinel-3
Float ambiguity	3.7	4.0
Integer ambiguity	6.0	7.0

fixed solutions (Table 5.2), even though longer time series would stabilize further the value of these estimates.

Satellite geodetic techniques do not have the same tie to the reference network origin : SLR stations transfer 100% of the geocenter motion to the orbit in  $Z$  [4], DORIS stations transfer about 75% [99], and the GPS tracking system transfers about 30% with floating ambiguities [27]. These characteristics have more to do with the tracking techniques process than the dynamic parameterization of the orbit. To what extent such results generalize when GPS phase ambiguity parameters are resolved to integer numbers ? Table 5.3 helps to better understand how the initial miscentering effect of the IGS GPS products in  $Z$  will shift LEO (such as Jason-3 and Sentinel-3) float and fixed ambiguity GPS-derived orbits in the same direction. The results with floating ambiguities confirm the previous estimate for GPS, with a transfer of 37–40% for both missions. When fixing GPS ambiguities, the transfer function increases significantly, showing that the floating ambiguities unduly absorb parts of the GPS tracking data centering information which should bear upon the orbit. For Jason-3, 60% of the  $Z$ -miscentering effect of the GPS constellation is mirrored in an orbit  $Z$ -shift. It reaches values up to 70% for Sentinel-3, which is more comparable to what has been observed for the SLR and DORIS tracking systems.

Overall, the feasibility of ambiguity fixing for GPS-based Precision Orbit Determination of more and more altimeter missions makes it now necessary to correct for GPS data geocenter errors. The increased transfer function, previously identified, for the solved-for fixing ambiguities would have reduced the differences further in the Jason-2 mean  $Z$  orbit differences between GPS-derived and DORIS-only dynamic orbits when correcting the GPS satellite clocks in Figure 5.4.

## 5.5 Discussion and conclusions

In summary, we presented in this paper a parametric model representing the GPS reference network translations, and this model was adjusted in the Jason-2 LEO satellite orbit determination. Even though the lack of a geocenter model is less critical for GPS measurements, compared to the DORIS and SLR techniques (more rigidly tied to the crust) in float ambiguity solutions, it is no longer the case when integer ambiguities can be fixed for the LEO satellites. Also, one should expect to get consistent satellite altimetry orbit time series regardless of the tracking system used. The approach presented here enables the IGS GPS products to be referenced with respect to the CM of the Earth, instead of the ITRF origin. The observation of the geocenter motion with GPS and the Jason-2 LEO satellite seems possible based on these results. Further progress is within reach using its successor Jason-3, where fixing GPS ambiguities, over a longer time span than currently available, is possible.

We gratefully acknowledge support by the Centre National d'Etudes Spatiales, as well as the JPL (available at [ftp://slideshow.jpl.nasa.gov/pub/JPL\\_GPS\\_Products/Final](ftp://slideshow.jpl.nasa.gov/pub/JPL_GPS_Products/Final)) and CNES/CLS (available at <ftp://igs.ensg.ign.fr/pub/igs/products>) IGS analysis centers for providing their precise GPS orbit and clock products. The DORIS tracking data over the low Earth Jason-2/OSTM satellite are available online (<ftp://ftp.cddis.eosdis.nasa.gov/pub/doris/data/ja2>). We also thank Jim Ray for more than helpful discussions and comments on drafts.

## Chapitre 6

### ETUDE DES EFFETS VISCOÉLASTIQUES À PARTIR DES COEFFICIENTS (2,1) DU GÉOPOTENTIEL ET DU MOUVEMENT DU PÔLE

#### 6.1 Introduction

Il existe des directions privilégiées, orthogonales entre elles, indiquant comment la masse de la Terre se répartit préférentiellement : ce sont les axes d'inertie de la matrice

$$\mathbf{I} = \begin{pmatrix} I_{11} & I_{12} & I_{13} \\ I_{21} & I_{22} & I_{23} \\ I_{31} & I_{32} & I_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \int y^2 + z^2 dm & -\int xy dm & -\int xz dm \\ -\int xy dm & \int x^2 + z^2 dm & -\int yz dm \\ -\int xz dm & -\int yz dm & \int x^2 + y^2 dm \end{pmatrix}. \quad (6.1)$$

L'axe Nord–Sud de plus grande inertie est d'ailleurs appelé *axe de figure*, en référence à la forme d'ellipsoïde aplatie aux pôles de la Terre [34]. Les coefficients de degré deux du champ de pesanteur terrestre ont un sens physique et correspondent à l'aplatissement de la Terre

$$\bar{C}_{2,0} = \sqrt{\frac{1}{5}} \frac{1}{MR_e^2} \left[ -I_{33} + \frac{I_{11} + I_{22}}{2} \right], \quad (6.2)$$

ainsi qu'aux coordonnées terrestres équatoriales de l'axe de figure (proportionnelles à  $\bar{C}_{2,1}$  et  $\bar{S}_{2,1}$ )

$$\begin{cases} \bar{C}_{2,1} &= -\sqrt{\frac{3}{5}} \frac{I_{13}}{MR_e^2} \\ \bar{S}_{2,1} &= -\sqrt{\frac{3}{5}} \frac{I_{23}}{MR_e^2}. \end{cases} \quad (6.3)$$

L'expression instantanée de ces termes de degré deux et d'ordre un, auxquels on s'intéresse ici, met en évidence la multiplicité des phénomènes physiques qui entrent en jeu dans leur excitation

$$\bar{C}_i^*(t) = \bar{C}_i(t_0) + \Delta\bar{C}_i^{st} + \Delta\bar{C}_i^{ot} + \Delta\bar{C}_i^{spt} + \Delta\bar{C}_i^{opt} + \Delta\bar{C}_i^{da} + \Delta\bar{C}_i^l, \quad (6.4)$$

où  $i = 1$  pour  $\bar{C}_{2,1}^*$  et  $i = 2$  pour  $\bar{S}_{2,1}^*$ .  $\bar{C}_j^*(t_0)$  représente la position moyenne de l'axe de figure de la Terre à une date de référence  $t_0$ . Les exposants *st* (*solid tide*) et *ot* (*ocean tide*) désignent l'action de la marée luni-solaire sur la Terre solide et les océans, *da* (*dealiasing*) celle de la gravité atmosphérique et la réponse océanique



à ce forçage, *spt* (*solid pole tide*) et *opt* (*ocean pole tide*) celle de la marée polaire sur la Terre solide et les océans, et *l* (*load*) celle des effets de charge liés aux redistributions de masses fluides à la surface de la Terre (hydrologie continentale essentiellement). A l'exception des corrections de charge ( $\Delta\bar{C}_i^l$ ), toutes les autres contributions sont considérées comme bien modélisées par les Conventions IERS 2010 [114], et seront donc par la suite retirées de l'observation des termes  $\bar{C}_{2,1}^*$  et  $\bar{S}_{2,1}^*$  pour analyser les variations temporelles de l'axe de figure de la Terre.

Pour ce qui suit, il ne faut pas confondre axe d'inertie et axe de rotation de la Terre. La détermination de l'orientation de ce deuxième axe de référence se fait par rapport au point d'intersection de l'axe de rotation, moyenné à l'échelle du jour, avec l'hémisphère nord de la sphère céleste centrée sur la Terre, appelé *pôle<sup>1</sup> céleste intermédiaire* (Celestial Intermediate Pole, CIP). Le CIP est "intermédiaire" au sens où il permet de faire la connexion entre l'ITRF et son équivalent GCRF (Geocentric Celestial Reference Frame) quasi-inertiel, partageant la même origine mais dont l'orientation est fixe par rapport aux radio-sources extragalactiques (quasars) uniquement observables par la technologie VLBI. Les fluctuations du CIP s'expriment par rapport au repère céleste ou à la croûte terrestre, selon la période de l'oscillation considérée [114]. Le *mouvement du pôle* regroupe les déplacements à la surface de la Terre du CIP à l'exclusion de ses mouvements dans la bande *rétrograde diurne* (entre -1.5 et -0.5 cycles par jour sidéral). Il est essentiellement provoqué par des processus géophysiques (c.-à-d. propres au système Terre). Le *mouvement céleste du pôle*, ou *précession-nutation*, désigne les oscillations exclues dans le mouvement terrestre du pôle et dont les périodes sont supérieures à deux jours sidéraux dans le repère céleste. Il est principalement constitué de la précession en 25800 ans et de la nutation principale en 18.6 ans. C'est un phénomène d'origine astronomique, provoqué par l'action gravitationnelle conjuguée de la Lune et du Soleil sur le renflement équatorial de la Terre, du fait de son inclinaison par rapport au plan de l'écliptique, dans lequel se trouve la Terre et ces corps perturbateurs. Seul le mouvement terrestre du pôle nous intéresse dans ce qui va suivre.

Comme le mouvement de l'axe de figure de la Terre est régi par les redistributions de masses à la surface de la Terre, il est précieux pour étudier les processus hydro-atmosphériques, en particulier ceux découlant du réchauffement climatique. De plus, en donnant la réponse de la Terre à ces excitations, il permet d'extraire des caractéristiques rhéologiques à plusieurs milliers de kilomètres sous nos pieds.

---

1. Le pôle de rotation est proche de l'Etoile Polaire, nommée pour cette raison.

En particulier, ce chapitre et le suivant s'attachent à l'étude des écarts entre l'axe de rotation de la Terre et son axe de figure aux *échelles de temps décennales*, pour lesquelles nous manquons d'observations. Les améliorations récentes (notamment depuis 1984) sur la précision des mesures de géodésie spatiale et des modèles de perturbations associées permettent désormais une estimation fiable de la direction terrestre de ces deux axes. En l'absence de force extérieure, les axes de figure et de rotation de la Terre devraient être confondus, une fois leur position d'équilibre atteinte. Ce constat est en accord avec le comportement de dérive séculaire, d'environ 12 cm/an vers le Groenland, observé parallèlement sur les deux axes. Par contre, cet alignement n'est plus valide aux échelles de temps sub-décennales, où l'axe de rotation tourne autour de l'axe de figure, à la manière d'une valse lente et hésitante. En 1765, Euler démontra (en considérant la Terre comme un corps rigide) qu'un défaut d'alignement entre les axes de rotation et d'inertie provoquait un mouvement circulaire uniforme spontané du pôle de rotation sur la surface terrestre, d'une période d'environ 10 mois ( $\sim 304$  jours). La pulsation d'Euler ( $\sigma_e$ , d'après la Section 6.2 et le rôle de l'ellipticité dynamique  $e$ ) croit avec la différence relative des moments d'inertie. Après un siècle de recherche, cette oscillation (de plusieurs mètres à la surface de la Terre) fut finalement découverte par l'astronome américain Seth Carlo Chandler en 1891, mais avec une période de 14 mois ( $\sim 430$  jours) et accompagnée d'un signal annuel d'amplitude moindre (observé plus tôt par l'astronome allemand Karl Friedrich Küstner en 1885). L'alternance destructrice et constructive de ces deux signaux fait également apparaître une modulation d'amplitude à six ans, visible dans les séries temporelles du mouvement du pôle (Figure 6.1).

L'écart entre les périodes d'Euler et de Chandler s'explique par la non-rigidité de la Terre réelle. Ainsi, la rhéologie *quasi-élastique* du manteau, la réaction hydrostatique des océans, et la passivité du noyau fluide induisent une fréquence propre différente de la fréquence d'Euler ; la dissipation qui accompagne les déformations correspondantes est à l'origine d'une atténuation progressive de l'oscillation. C'est ce qui va être démontré à la section suivante.

## **6.2 Equations d'Euler-Liouville ou couplage entre moment d'inertie et rotation terrestre**

La manière dont se redistribuent les masses internes de la Terre est encore bien moins connue que pour celles évoluant à sa surface. Par conséquent, définir l'orientation exacte des axes principaux d'inertie par rapport à la croûte terrestre n'est pas

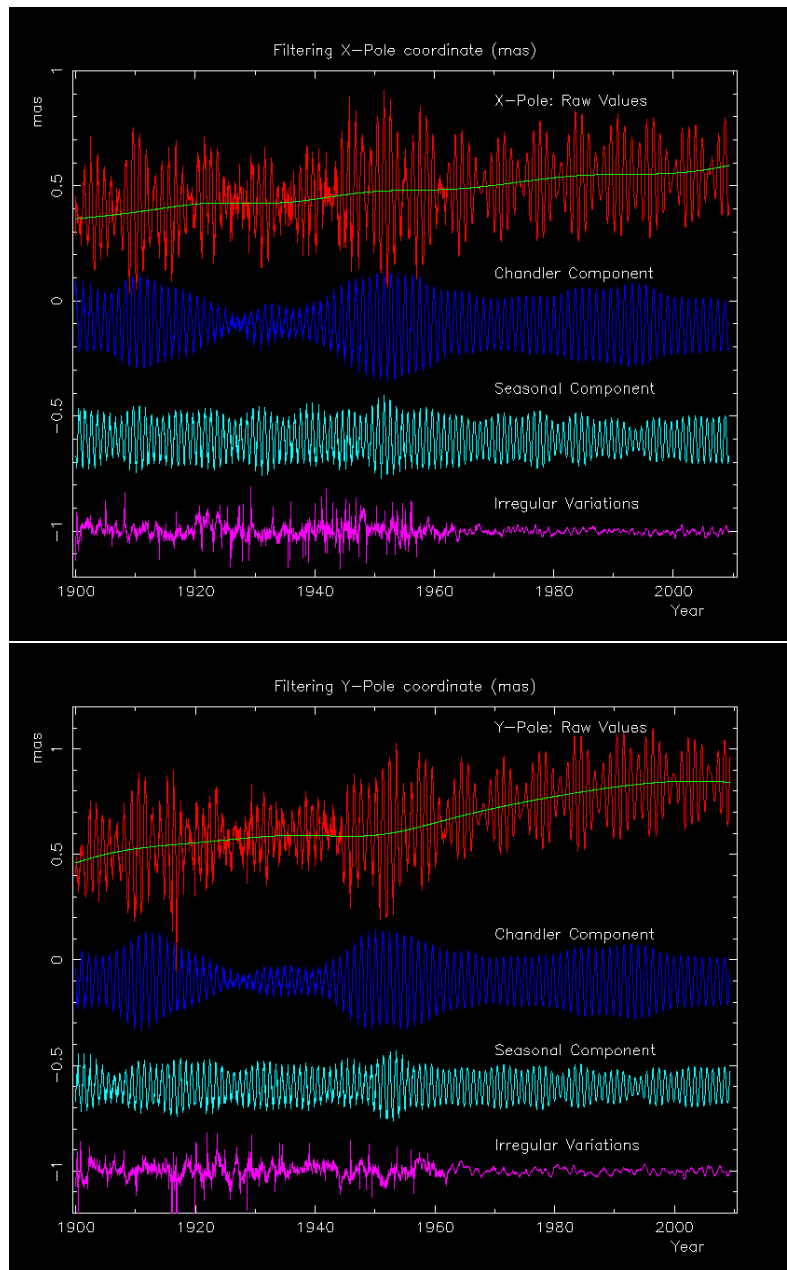


FIGURE 6.1: Décomposition de la coordonnée  $x$  (haut) et  $y$  (bas) du mouvement du pôle, depuis 1890 en une tendance, un terme saisonnier, et un terme de Chandler ([hpiers.obspm.fr/eop-pc/index.php?index=pm&lang=fr&change\\_lang=true](http://hpiers.obspm.fr/eop-pc/index.php?index=pm&lang=fr&change_lang=true)).

simple. Le référentiel terrestre reste néanmoins voisin d'un tel repère (de l'ordre de  $-15^\circ$  autour de l'axe des pôles géographiques de l'ITRF). Dans le repère terrestre, le *tenseur d'inertie*  $\mathbf{I}$  traduit d'abord la forme ellipsoïdale axisymétrique de la Terre (aplatie aux pôles et de révolution) :

$$\mathbf{I} = \begin{pmatrix} A + c_{11} & c_{12} & c_{13} \\ c_{21} & A + c_{22} & c_{23} \\ c_{31} & c_{32} & C + c_{33} \end{pmatrix}, \quad (6.5)$$

où  $C$  est le plus grand des moments d'inertie principaux moyen, dont l'axe est précisément l'axe de symétrie ou de figure de la Terre, et où  $e = \frac{C-A}{A} \approx \frac{1}{304.5}$  est induit par le potentiel centrifuge invariable qui déforme la Terre. Cette différence  $e$  entre les moments d'inertie équatoriaux et axial, appelée *ellipticité dynamique*, joue un rôle fondamental dans les oscillations de l'axe de rotation. Les incréments d'inertie  $c_{ij}$  désignent des quantités plus petites de sept ordres de grandeurs que les moments d'inertie principaux aux échelles de temps inférieures au siècle. En notant  $\vec{\omega}$  le *vecteur instantané de rotation de la Terre*, le moment cinétique total de la Terre s'écrit

$$\vec{H} = \mathbf{I}\vec{\omega} + \vec{h}, \quad (6.6)$$

où  $\mathbf{I}\vec{\omega}$  représente la composante "matière" et  $\vec{h}$  le terme de "mouvement" créé par les déplacements de masses fluides à la surface de la Terre (vents atmosphériques, courants des océans, ...). L'application du théorème du moment cinétique au système Terre (comprenant sa partie solide, son noyau, l'atmosphère, les océans et eaux continentales) dans le référentiel terrestre, impose la *conservation de son moment cinétique total*  $\vec{H}$

$$\frac{d(\mathbf{I}\vec{\omega} + \vec{h})}{dt} + \vec{\omega} \wedge (\mathbf{I}\vec{\omega} + \vec{h}) = \vec{L}, \quad (6.7)$$

où  $\vec{L}$  est le moment des forces extérieures et le produit vectoriel provient du caractère non-inertiel du référentiel terrestre.

En explicitant les composantes du vecteur instantané de rotation  $\vec{\omega}$  dans le repère terrestre

$$\vec{\omega} = \Omega(m_1, m_2, 1 + m_3), \quad (6.8)$$

où  $\Omega$  est la *vitesse de rotation (sidérale) nominale de la Terre* correspondant à une période de rotation d'environ 86164.1 secondes, avec  $m_1 \sim m_2 \sim 10^{-6}$  et  $m_3 \sim 10^{-8}$  aux échelles de temps considérées. Du fait de la contribution négligeable des termes  $c_{ij}$ ,  $h_i$  et  $m_i$ , une linéarisation du système d'équations (6.7) et (6.8) permet :

- (i) de découpler les mouvements de l'axe de rotation de la Terre des variations de sa vitesse de rotation, et donc d'ignorer l'équation en  $m_3$  dans l'étude du mouvement du pôle,

- (ii) de négliger les termes du second ordre ou supérieurs ( $c_{ij}m_k$ ,  $h_im_j$ ,  $c_{ij}m_k$ ,  $c_{ij}\dot{m}_k$ ,  $c_{ij}m_k m_l$ , ...),
- (iii) de découpler l'effet d'une redistribution de masse interne du moment de force externe, et donc d'éliminer celui-ci dans l'analyse du problème qui nous concerne.

Ainsi on obtient

$$m + \frac{i}{\sigma_e} \dot{m} = \chi - \frac{i}{\Omega} \dot{\chi}, \quad (6.9)$$

en regroupant les composantes équatoriales selon les quantités complexes

$$\begin{cases} m = m_1 + im_2 \\ \chi = \frac{c_{13}+ic_{23}}{C-A} + \frac{h_1+ih_2}{\Omega(C-A)} \end{cases} \quad (6.10)$$

et la *pulsation d'Euler*  $\sigma_e = \frac{C-A}{A}\Omega$ , correspondant à une période de 304.4 jours sidéraux dans le cas d'une Terre rigide. Pour une Terre déformable, les fluctuations de la rotation de la Terre perturbent le potentiel centrifuge qui engendre à son tour une déformation (pour l'instant considérée élastique) de la Terre, elle même responsable d'une variation de ses moments d'inertie : c'est le phénomène de la marée polaire. En incluant ce terme rotationnel dans la *fonction d'excitation*  $\chi^r = \frac{k_2}{k_s} m$ , où  $k_2$  et  $k_s$  sont les nombres de Love de marée de degré deux et séculaire d'après la théorie éponyme, on obtient

$$m + \frac{i}{\sigma_c} \dot{m} = \frac{k_s}{k_s - k_2} \left( \chi - \frac{i}{\Omega} \dot{\chi} \right), \quad (6.11)$$

où  $\sigma_c = \left(1 - \frac{k_2}{k_s}\right) \sigma_e$  est la *pulsation de Chandler* qui correspond à une période de 440 jours sidéraux. La non-rigidité de la Terre a ainsi pour conséquence d'amplifier l'effet de la fonction d'excitation. L'introduction des coordonnées terrestres  $p = x_p + iy_p$  du CIP (où  $x = x_p$  et  $y = -y_p$  sont les *coordonnées du pôle*) dans les variations du pôle de rotation  $m = p - \frac{i}{\Omega} \dot{p}$  (en dehors de l'intervalle rétrograde diurne) permet d'éliminer la dérivée temporelle dans le second membre du système différentiel (6.11)

$$p + \frac{i}{\sigma_c} \dot{p} = \frac{\chi^{ma} + \chi^{mo}}{1 - \frac{k_2}{k_s}}, \quad (6.12)$$

où la fonction d'excitation  $\chi$  a été décomposée en ses termes matière  $\chi^{ma} = \frac{\tilde{c}}{C-A}$  et mouvement  $\chi^{mo} = \frac{\tilde{h}}{\Omega(C-A)}$ , où  $\tilde{c} = c_{13} + ic_{23}$  et  $\tilde{h} = h_1 + ih_2$  d'après (6.10). Néanmoins, la Terre solide ne se comporte pas rigoureusement de manière élastique, des frottements apparaissent qui retardent la déformation centrifuge par rapport à sa cause. Cela est confirmé par l'amplitude finie de la résonance à la période de

Chandler, séparée du reste du mouvement du pôle sur la Figure 6.1. La diminution du terme de Chandler peut résulter à la fois du changement de phase de son excitation et de son amortissement. La prise en compte de ce phénomène se fait en remplaçant le nombre de Love réel  $k_2$  par le complexe  $\tilde{k}_2$  et  $\sigma_c$  par la pulsation complexe  $\tilde{\sigma}_c$ . Cet *amortissement* est fort mal connu, alors que la période de résonance est bien mieux déterminée. Par ailleurs, la redistribution de masses fluides (atmosphère, océans, eaux continentales, ...) développe à la surface de la Terre un champ additif de pression, se traduisant non seulement par les moments d'inertie  $c_s$  propres à cette charge, mais également par une déformation de la Terre solide. Cette déformation produit à son tour une variation additionnelle des moments d'inertie  $\Delta c_s$  de la Terre solide, donnée par  $\Delta c_s = \tilde{k}'_2 c_s$ , où  $\tilde{k}'_2$  est appelé nombre de Love de charge de degré deux. Les *équations d'Euler-Liouville* s'écrivent alors

$$p + \frac{i}{\tilde{\sigma}_c} \dot{p} = \frac{(1 + \tilde{k}'_2) \chi^{ma} + \chi^{mo}}{1 - \frac{\tilde{k}_2}{k_s}}. \quad (6.13)$$

Si nous quittons le cadre restreignant d'une Terre homogène, et introduisons les océans qui ne couvrent pas la surface terrestre de façon uniforme, il faut tenir compte de la marée du pôle océanique. Dans l'approximation d'une réponse hydrostatique des océans au potentiel de marée du pôle, le nombre de Love de degré deux  $\tilde{k}_2$  est remplacé par le nombre de Love effectif  $\tilde{k}$ , dont la partie réelle est supérieure à celle de  $\tilde{k}_2$ . Par conséquent, les océans ont pour effet de diminuer la pulsation de Chandler

$$\tilde{\sigma}_c = \left(1 - \frac{\tilde{k}}{k_s}\right) \sigma_e, \quad (6.14)$$

provoquant un allongement supplémentaire de la période d'Euler à 485 jours. Cela était sans compter sur l'influence du noyau fluide, situé entre 1215 km et 3485 km du centre de la Terre. Pour des périodes supérieures à quelques jours, le noyau suit le manteau dans les irrégularités de sa rotation, tel un oeuf cru que l'on ferait tourner doucement. Cette rigidification du système Terre a pour effet d'augmenter la pulsation de Chandler dans le rapport  $\frac{A}{A_m} = 1.13$ , ramenant la période de Chandler à 437 jours, proche de la période observée des oscillations du pôle. Tout cela corrobore l'observation de Seitz et al. [136], indiquant que la partie réelle du nombre de Love effectif  $\tilde{k}$  est fortement contrainte par la valeur de la période des oscillations de Chandler. Finalement, les équations d'Euler-Liouville s'écrivent

$$\begin{cases} p + \frac{i}{\tilde{\sigma}_c} \dot{p} = \frac{(1 + \tilde{k}'_2) \chi^{ma} + \chi^{mo}}{1 - \frac{\tilde{k}}{k_s}} \\ \tilde{\sigma}_c = \left(1 - \frac{\tilde{k}}{k_s}\right) \sigma_e \frac{A}{A_m}. \end{cases} \quad (6.15)$$

### 6.3 Rôle de la viscoélasticité sur la rotation de la Terre

Le comportement de la Terre dépend de l'échelle de temps considérée. Aux temps courts, de quelques secondes à quelques heures, caractérisant les processus sismiques, la Terre solide réagit instantanément de manière élastique. Déjà à la période du mode propre de Chandler, l'oscillation de l'axe de rotation paraît amortie eu égard à son excitation, engendrée par les échanges de masses atmosphériques et océaniques. Ce phénomène dénote un premier écart au comportement purement élastique : on parle d'*anelasticité*. A l'échelle des temps géologiques, de quelques dizaines de milliers d'années à plusieurs millions d'années, le manteau terrestre "s'écoule" irréversiblement comme un fluide visqueux, via des courants de convection. Aux échelles de temps intermédiaires, de l'année aux milliers d'années, des effets à la fois élastiques et visqueux interviennent, et la Terre a un comportement dit *viscoélastique*. C'est ce que montre par exemple le lent mouvement vertical (pouvant atteindre 15 mm/an), encore visible aujourd'hui, des terres scandinaves, de la Sibérie, ainsi que d'une partie du continent nord-américain, en réponse au retrait progressif des glaciers dans ces régions polaires, faisant suite à la dernière période de glaciation (fin du Pléistocène), il y a quelques 10000 ans. Ce mouvement, qualifié de rebond post-glaciaire (Post-Glacial Rebound, PGR) ou *ajustement glacio-isostasique* (Glacial Isostatic Adjustment, GIA) est probablement la manifestation géophysique la plus évidente du comportement viscoélastique du manteau terrestre à long terme. Cette mémoire de la Terre, des charges et décharges de masses à sa surface, s'illustre aussi dans la persistance du mouvement de son axe de rotation, bien longtemps après que ces perturbations superficielles de l'inertie de la Terre aient cessé [111, 112]. C'est ainsi que les régions reposant sur un manteau fortement visqueux ( $10^{20} - 10^{21}$  Pas), seront sensibles au passé ancien des fluctuations de masses glaciaires (de l'ordre de plusieurs millénaires), alors que pour celles recouvrant un manteau faiblement visqueux ( $10^{18} - 10^{19}$  Pas), seule l'histoire contemporaine, de quelques années aux décennies, compte encore [154].

Ce sont justement à ces échelles de temps décennales, que nous allons nous intéresser. Avec près de 40 ans de données de géodésie spatiale, nous pouvons découvrir le comportement de l'axe d'inertie de la Terre par rapport à son axe de rotation [95]. Présente-il la même évolution aux périodes décennales ? Où se situe la frontière entre réponse élastique et viscoélastique à l'horizon de quelques dizaines d'années [12, 30, 153] ? La Figure 6.2 illustre comment ces deux axes évoluent l'un par rapport à l'autre sur la période de 34 ans, 1984–2017. Des écarts de l'ordre de 20 mas, soit tout de même  $\sim 60$  cm à la surface de la Terre, sont visibles sur cette période

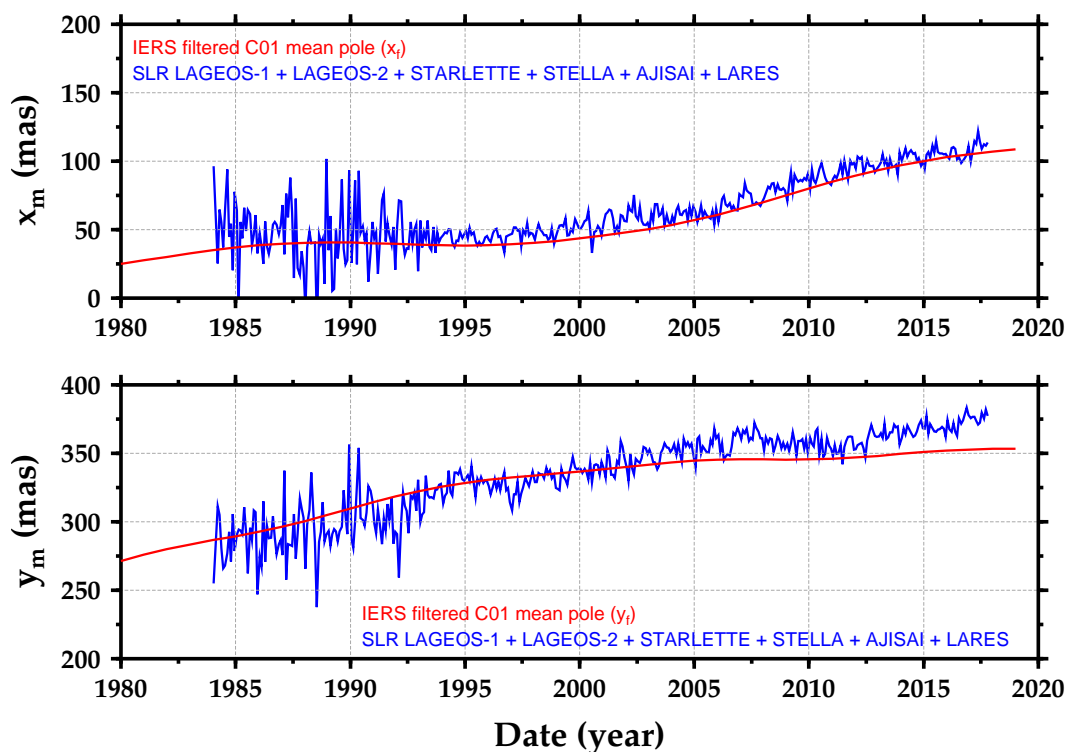


FIGURE 6.2: Coordonnées moyennes du pôle de rotation terrestre (hpiers.obspm.fr/iers/eop/eopc01/filtered-pole.tab; rouge) et de l'axe de figure (solution déduite des observations combinées de LAGEOS-1, LAGEOS-2, Starlette, Stella, Ajisai, et LARES; bleu)  $x_m$  (haut) et  $y_m$  (bas), en milliarcsecondes (mas).

(notamment entre leurs composantes  $y$ ). Les séries temporelles des coordonnées de l'axe de figure terrestre respecte la convention de modélisation de l'équation (6.4), selon laquelle l'effet de la marée polaire notamment, supposé bien connu, a été retiré par un modèle a priori [114]. Nous verrons par la suite que cette hypothèse n'est pas forcément valide, et qu'un meilleur accord entre ces deux axes peut être obtenu (via les équations d'Euler-Liouville) à condition de ne pas éliminer a priori cette contribution potentiellement mal modélisée. Des fluctuations quasi-périodiques, à ces échelles de temps, du mouvement du pôle ont été reportées empiriquement par le passé [144], sous le nom d'*oscillations de Markowitz* (en l'honneur de leur découvreur en 1970). La cause de ces fluctuations décennales est actuellement inconnue. L'objectif de l'étude présentée dans ce chapitre et le suivant est de quantifier dans quelle mesure les redistributions de masses fluides à la surface de la Terre (atmosphère, océans, hydrologie continentale, ...) peuvent expliquer comment s'accordent les axes d'inertie et de rotation de la Terre. En particulier, est-ce que la



prise en compte des effets viscoélastiques (habituellement négligés) de la réponse de la Terre à l'horizon d'une décennie permet de rendre compte des écarts entre la reconstruction actuelle des excitations massiques et le mouvement terrestre du pôle qu'elles suscitent ?

Une autre implication de cette étude concerne les limitations actuelles du calcul de la marée polaire. Ni la marée du pôle de la Terre solide, ni la marée du pôle océanique, ne font en fait l'objet de déterminations certaines. Dans la théorie de Love communément admise, d'après les équations (6.11) et (6.14), l'effet sur les moments d'inertie est linéaire par rapport aux composantes équatoriales du vecteur de rotation et ne dépend pas de la fréquence. Si cette linéarité venait à être brisée, le terme de Chandler pourrait être excité par des processus oscillant dans d'autres gammes de fréquences. Dans le cas d'une Terre viscoélastique, la proportionnalité entre  $m$  et la réponse rotationnelle ne tient que dans le domaine des fréquences : le nombre de Love dépend de la fréquence, en sorte que la réponse viscoélastique de la Terre s'exprime par la convolution temporelle du nombre de Love avec le mouvement du pôle. A défaut de considérer cette dépendance en fréquence, les Conventions IERS 2010 [114] recommandent malgré tout de modéliser la réponse anélastique du manteau terrestre aux échelles de temps contemporaines par l'introduction d'une partie imaginaire au nombre de Love de degré deux :  $\tilde{k}_2 = 0.3077 + 0.0036i$ , comme pour l'équation (6.13) lors du calcul de la marée polaire. La contribution de la marée du pôle océanique à l'équilibre donne l'appoint réel 0.048 sur  $\tilde{k}_2$  (en se référant au modèle proposé par Desai [43]), et le nombre de Love effectif devient  $k = 0.3557 + 0.0036i$ . Néanmoins, la précision de la partie imaginaire reste encore aujourd'hui très mal connue. Benjamin et al. [12] avance même que la correction anélastique serait trop faible.

Un modèle analogique élémentaire, celui dit de *Maxwell*, permet de rendre compte des effets viscoélastiques. Cette représentation simplifiée combine en série un *ressort* et un *piston visqueux* (Figure 6.3). Le ressort modélise la déformation élastique (instantanée et réversible) de la Terre et le piston, son écoulement visqueux (retardé et irréversible). Cette modélisation est très répandue car elle permet de représenter une réponse élastique à courte période (telle que la propagation des ondes sismiques), ainsi qu'un comportement visqueux aux longues périodes (comme le rebond post-glaciaire). Sous l'action d'une contrainte  $\sigma$ , le ressort se déforme linéairement de la grandeur  $\epsilon_{\text{ressort}} = \frac{\sigma}{\mu}$ , où  $\mu$  désigne sa raideur qui le caractérise. D'après le principe de l'action et de la réaction, une contrainte identique est

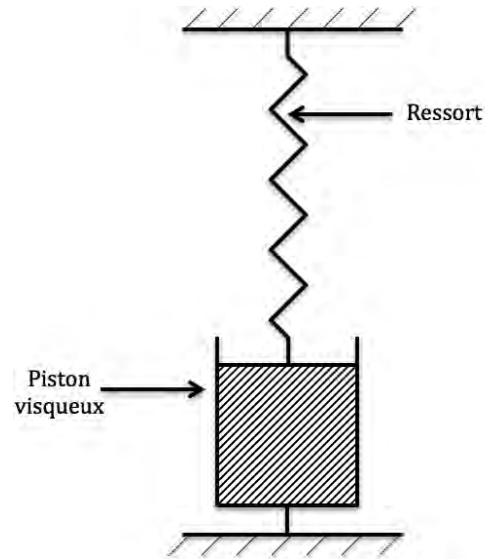


FIGURE 6.3: Modèle de Maxwell.

subie par le piston et elle s'avère proportionnelle à la dérivée temporelle de sa déformation  $\sigma = \eta \dot{\epsilon}_{\text{piston}}$ , avec  $\eta$  sa viscosité. Une contrainte appliquée au système de Maxwell engendrera une déformation cumulée de ces deux sous éléments,  $\epsilon_{\text{ressort}} + \epsilon_{\text{piston}}$ , qui s'exprimera temporellement par l'équation

$$\dot{\epsilon} = \frac{\dot{\sigma}}{\mu} + \frac{\sigma}{\eta}. \quad (6.16)$$

Le *temps de relaxation*  $\tau = \frac{\eta}{\mu}$  décrit l'importance relative du comportement élastique ou visqueux du modèle. Par exemple, pour un temps de relaxation de l'ordre de 1000 ans ( $\eta \gg \mu$ ), le corps se comporte essentiellement comme un fluide visqueux. Lorsque la viscosité devient infinie, le matériel de Maxwell devient un fluide purement élastique, ce qui correspond à un temps de relaxation infini. La raideur caractéristique  $\mu$  de la Terre est relativement bien connue entre  $10^{10}$  et  $10^{11}$  Pa. Par contre, sa viscosité peut être très variable entre sa croûte et son centre, ce qui se traduit par des temps de relaxation pouvant aller de quelques jours à plusieurs milliards d'années.

L'introduction des effets viscoélastiques sur le mouvement terrestre du pôle revient à remplacer la multiplication par des nombres de Love constants dans les équations d'Euler-Liouville (6.15), par des *produits de convolution* avec des nombres de Love

dépendants du temps. Etant donné  $p = x - iy$  on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} x + \frac{A_m}{\Omega(C-A)} \dot{y} - \frac{1}{k_s} \int_{-\infty}^t k(t-\tau)x(\tau)d\tau = \\ \quad \chi_1^{\text{ma+mo}} + \int_{-\infty}^t k'_2(t-\tau)\chi_1^{\text{ma}}(\tau)d\tau \\ -y + \frac{A_m}{\Omega(C-A)} \dot{x} + \frac{1}{k_s} \int_{-\infty}^t k(t-\tau)y(\tau)d\tau = \\ \quad \chi_2^{\text{ma+mo}} + \int_{-\infty}^t k'_2(t-\tau)\chi_2^{\text{ma}}(\tau)d\tau. \end{array} \right. \quad (6.17)$$

Il en est de même concernant la prise en compte de ces effets sur les cosinus directs équatoriaux  $\alpha_1 + i\alpha_2$  de l'axe principal d'inertie de la Terre affranchis de l'effet de marée polaire viscoélastique

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha_1 = -\sqrt{\frac{5}{3}} \frac{MR_e^2}{C-A} \bar{C}_{2,1}^* - \frac{1}{k_s} \int_{-\infty}^t k(t-\tau)x(\tau)d\tau = \\ \quad \chi_1^{\text{ma}} + \int_{-\infty}^t k'_2(t-\tau)\chi_1^{\text{ma}}(\tau)d\tau \\ \alpha_2 = -\sqrt{\frac{5}{3}} \frac{MR_e^2}{C-A} \bar{S}_{2,1}^* + \frac{1}{k_s} \int_{-\infty}^t k(t-\tau)y(\tau)d\tau = \\ \quad \chi_2^{\text{ma}} + \int_{-\infty}^t k'_2(t-\tau)\chi_2^{\text{ma}}(\tau)d\tau, \end{array} \right. \quad (6.18)$$

où les séries temporelles  $(\bar{C}_{2,1}^*, \bar{S}_{2,1}^*)$ , à la différence des composantes de l'axe de figure  $(\bar{C}_{2,1}, \bar{S}_{2,1})$  définies par l'équation (6.4) et tracées à la Figure 6.2, comprennent la contribution complète (élastique et visqueuse) de la marée polaire et des variations court-terme de la gravité atmosphérique (sur les continents et océans), puisque ces phénomènes n'ont pas été modélisés lors de l'estimation des coefficients  $(\bar{C}_{2,1}^*, \bar{S}_{2,1}^*)$ . L'expression (6.18) ne fait que transcrire que les cosinus directs de l'axe de figure—après retrait de la marée du pôle—représentent l'excitation viscoélastique (terme matière) du mouvement terrestre du pôle.

La différence des équations (6.17) et (6.18) relie directement l'observation des coordonnées du CIP à celles de l'axe de figure sans nécessiter l'introduction de modèle d'excitation, étant donné l'amplitude négligeable du terme mouvement de la fonction d'excitation aux échelles de temps décennales :

$$\left\{ \begin{array}{l} x + \frac{A_m}{\Omega(C-A)} \dot{y} = -\sqrt{\frac{5}{3}} \frac{MR_e^2}{C-A} \bar{C}_{2,1}^* \\ y - \frac{A_m}{\Omega(C-A)} \dot{x} = +\sqrt{\frac{5}{3}} \frac{MR_e^2}{C-A} \bar{S}_{2,1}^*, \end{array} \right. \quad (6.19)$$

La Figure 6.4 représente en rouge la résultante des premiers membres de l'équation (6.19), et en bleu les seconds membres. Le relativement bon accord des courbes

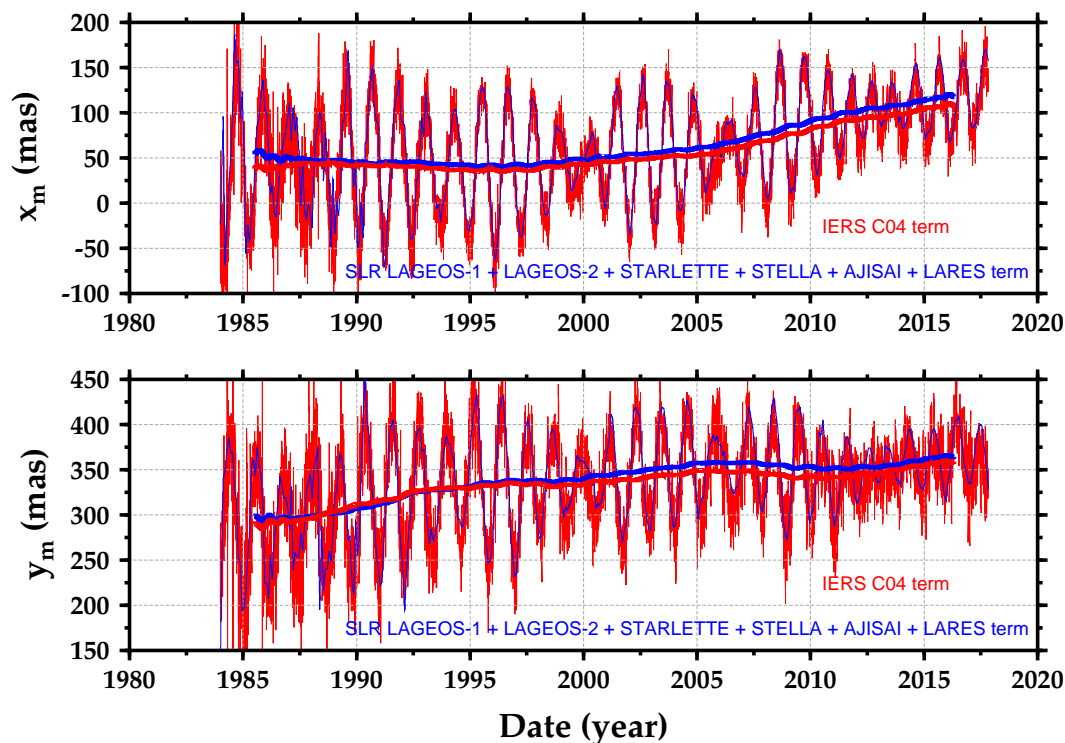


FIGURE 6.4: Premiers membres de l'équation (6.19), calculés à partir des coordonnées journalières du pôle de rotation terrestre ([hpiers.obspm.fr/iers/eop/eopc04/eopc04\\_IAU2000.62-now](http://hpiers.obspm.fr/iers/eop/eopc04/eopc04_IAU2000.62-now); rouge), et seconds membres, issus des coordonnées mensuelles de l'axe de figure (solution combinée  $(\bar{C}_{2,1}^*, \bar{S}_{2,1}^*)$  à partir des observations de LAGEOS-1, LAGEOS-2, Starlette, Stella, Ajisai, et LARES ; bleu)  $x_m$  (haut) et  $y_m$  (bas), en mas. Les courbes rouges, en gras, représentent la composante multi-annuelle ou décennale (filtrée) des premiers membres, cohérente avec les données gravimétriques en bleu.

en gras montre qu'il est dorénavant possible d'utiliser la détermination spatiale des variations des coefficients de Stokes de degré deux et d'ordre un pour estimer la composante multi-annuelle du terme matière, indépendamment d'un recours à la modélisation géophysique. La Figure 6.4 fait apparaître un biais résiduel inexpliqué d'environ 10 mas entre les courbes en gras rouge et bleu. La Figure 6.5 montre les fluctuations temporelles de ces écarts pour les composantes  $x$  et  $y$ . Ces signaux pourraient résulter d'une excitation multi-annuelle de mouvement (donc visible uniquement dans les coordonnées terrestres du pôle), ignorée dans l'équation (6.19). Comme elle semble absente dans les fonctions de moment cinétique hydro-

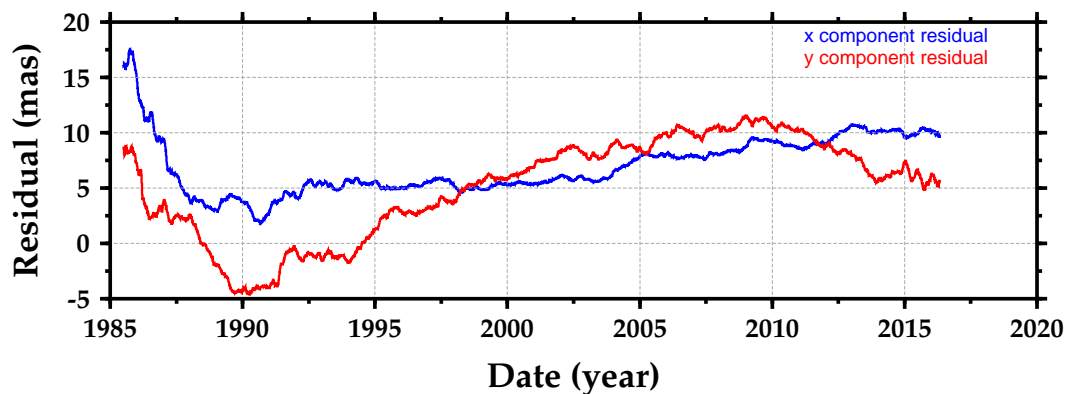


FIGURE 6.5: Ecart entre les courbes en gras des variations interannuelles de la Figure 6.4, pour la composante  $x_m$  (bleu) et  $y_m$  (rouge), en mas.

atmosphérique, elle pourrait provenir du noyau fluide de la Terre et ainsi expliquer les oscillations de Markowitz.

Les écueils rencontrés jusque là dans le bilan géophysique sont en grande partie attribuables aux imperfections des modèles de transports de masses hydrologiques. L'approche développée ici, ainsi qu'au Chapitre 7, consiste justement à utiliser au mieux l'observation des coordonnées du pôle et de l'axe de figure, pour estimer la réponse viscoélastique de la Terre solide par la réunion des systèmes (6.17) et (6.18).

D'autres approches, par le passé, se sont focalisées essentiellement sur l'examen de la dérive séculaire de l'axe de rotation par rapport à la surface terrestre ( $\sim 1^\circ$  par million d'années en direction de la baie d'Hudson au Canada), interprétée comme l'empreinte du rebond post-glaciaire. Les analyses ont alors porté sur l'observation de la dérivée temporelle de l'*harmonique zonale de degré deux* ( $\overline{C}_{2,0}$ ), durant plus de vingt ans [104], pour en déduire des propriétés sur la structure rhéologique du manteau [162]. Notre méthode s'appuie sur une analyse combinée du mouvement du pôle et de ce celui de l'axe de figure aux échelles de temps allant de l'année à la période des données disponibles de 34 ans. Une des difficultés consistera à séparer dans les variations à long terme de ces deux axes celles qui manifestent le rebond post-glaciaire de celles produites par la fonte contemporaine des glaces au Groenland ou en Antarctique [62]. En outre, la réponse de la Terre aux variations climatiques actuelles peut contenir à la fois des effets élastiques et visqueux, qu'il conviendra également d'identifier. Enfin, le fait de se baser sur l'analyse de composantes harmoniques sphériques de degré deux, donc de grandes longueurs d'ondes, donne accès à des informations globales sur la structure interne de la Terre (donc

principalement sur le manteau inférieur qui en est le principal constituant), tout en se reposant sur des fonctions d'excitations, intervenant dans les équations (6.17) et (6.18), dont la modélisation hydrologique reste encore aujourd'hui relativement incertaine.

Pour toutes les raisons évoquées précédemment, nous avons retenu le modèle volontairement simple de Maxwell pour estimer simultanément ses paramètres viscoélastiques, des oscillations saisonnières du pôle au terme de Markowitz, malgré la signature à plus long terme dans les observations du rebond post-glaciaire. Cette dernière contribution sera prise en compte par le découpage des intégrales des équations (6.17) et (6.18) en deux parties : l'une avant 1984, qui représente cette intrusion du passé lointain et qui sera ajustée, l'autre après 1984, qui est conservée dans le système d'équations (6.21).

Ainsi, en considérant la Terre comme incompressible, nous développons l'expression temporelle des nombres de Love viscoélastiques,  $k(t)$  et  $k'_2(t)$ , sous la forme "apparente" d'un simple mode de relaxation

$$\begin{cases} k(t) = k\delta(t) + qe^{-st}\mathcal{H}(t) \\ k'_2(t) = k'_2\delta(t) + q'e^{-st}\mathcal{H}(t), \end{cases} \quad (6.20)$$

où  $\delta(t)$  et  $\mathcal{H}(t)$  désignent la distribution de Dirac et la fonction de Heaviside,  $k$  et  $k'_2$  les nombres de Love élastiques instantanés de degré deux,  $q$  et  $q'$  leur amplitude visqueuse, et  $s$  l'inverse du temps de relaxation (cohérent avec la période d'observation de 34 ans).

Comme le temps de relaxation considéré est de l'ordre de la décennie et qu'il est par conséquent associé à une viscosité transitoire plutôt faible, l'effet d'une viscosité supérieure de plusieurs ordres de grandeur (compatible avec ce que l'on sait de la viscosité du manteau inférieur d'après la littérature récente sur le rebond post-glaciaire [93], soit  $10^{22}$ – $10^{23}$  Pas) est introduite par l'intermédiaire d'un terme de biais et de dérive temporelle. Cette modélisation "rustique" permet malgré tout de considérer des phénomènes géodynamiques viscoélastiques intervenant sur des échelles de temps courtes (décennales) et longues (vues comme séculaires sur la période d'observation) [3, 113, 131]. Toujours dans le but d'éviter d'avoir à ajuster trop de variables pour limiter les risques de corrélations, tous les paramètres viscoélastiques introduits précédemment seront estimés via le système d'équations (6.21), à l'exception du terme  $k'_2$ , considéré comme suffisamment bien connu [114].

$$\left\{ \begin{array}{l}
\frac{k_s - k}{k_s} x + \frac{A_m}{\Omega(C - A)} \dot{y} - \frac{q}{k_s} \int_{1984}^t e^{-s(t-\tau)} x(\tau) d\tau = \\
\quad D_1 + E_1 t + \chi_1^{\text{mo}} + (1 + k'_2) \chi_1^{\text{ma}} \\
\quad + q' \int_{1984}^t e^{-s(t-\tau)} \chi_1^{\text{ma}}(\tau) d\tau + B_1 e^{-st} \\
\frac{k - k_s}{k_s} y + \frac{A_m}{\Omega(C - A)} \dot{x} + \frac{q}{k_s} \int_{1984}^t e^{-s(t-\tau)} y(\tau) d\tau = \\
\quad D_2 + E_2 t + \chi_2^{\text{mo}} + (1 + k'_2) \chi_2^{\text{ma}} \\
\quad + q' \int_{1984}^t e^{-s(t-\tau)} \chi_2^{\text{ma}}(\tau) d\tau + B_2 e^{-st} \\
-\sqrt{\frac{5}{3}} \frac{MR_e^2}{C - A} \bar{C}_{2,1}^* - \frac{q}{k_s} \int_{1984}^t e^{-s(t-\tau)} x(\tau) d\tau = \\
\quad \frac{k}{k_s} x + D_1 + E_1 t + (1 + k'_2) \chi_1^{\text{ma}} \\
\quad + q' \int_{1984}^t e^{-s(t-\tau)} \chi_1^{\text{ma}}(\tau) d\tau + B_1 e^{-st} \\
-\sqrt{\frac{5}{3}} \frac{MR_e^2}{C - A} \bar{S}_{2,1}^* + \frac{q}{k_s} \int_{1984}^t e^{-s(t-\tau)} y(\tau) d\tau = \\
\quad -\frac{k}{k_s} y + D_2 + E_2 t + (1 + k'_2) \chi_2^{\text{ma}} \\
\quad + q' \int_{1984}^t e^{-s(t-\tau)} \chi_2^{\text{ma}}(\tau) d\tau + B_2 e^{-st},
\end{array} \right. \quad (6.21)$$

Exploitant la qualité des observations du mouvement du pôle de la Terre et de son axe de figure, l'objectif est alors de fournir des contraintes sur la structure rhéologique du manteau inférieur (ayant le plus grand volume), en particulier sur la composante viscoélastique du nombre de Love  $k$  de degré deux, essentiellement sensible au manteau très profond par sa grande longueur d'onde [22]. C'est ce qui va être présenté à la section suivante.

#### 6.4 Informations rhéologiques sur la couche profonde $D''$

Il est couramment admis que la viscosité du manteau inférieur est plus importante que celle du manteau supérieur, mais l'ampleur de cet écart et la manière dont s'opère la transition entre ces deux couches continuent aujourd'hui d'être débattues. Nous avons vu précédemment que la Terre devait dissiper de l'énergie pour expliquer l'oscillation de Chandler de son axe de rotation. Ce phénomène intervient lorsque le manteau terrestre se déforme, mais les mécanismes responsables de cette dissipation ne sont toujours pas bien compris [102]. Les observations sis-

miques montrent que cette dissipation a tendance à varier à l'intérieur du manteau, et dépend en outre de la fréquence de l'excitation [12]. Cela se traduit dans le domaine fréquentiel par un nombre de Love complexe fonction de la pulsation de la force perturbatrice. Cette dépendance en fréquence des nombres de Love de degré deux, jouant un rôle dans la déformation du manteau inférieur, est donnée par la transformée de Laplace des expressions temporelles  $k(t)$  et  $k'_2(t)$ , introduites par les équations (6.20),

$$\begin{cases} k(p) = k + \frac{q}{p+s} \\ k'_2(p) = k'_2 + \frac{q'}{p+s}, \end{cases} \quad (6.22)$$

où  $p = i\omega$  désigne la pulsation complexe. Les paramètres viscoélastiques "contemporains" ( $s, k, q, q'$ ), ainsi que les termes ( $D_i, E_i, B_i$ ) associés aux effets long terme du passé (comme ceux liés au GIA) sont obtenus par minimisation de l'écart entre l'excitation observée (déterminée par les axes de rotation ou de figure) et l'excitation reconstruite sur la base des modèles de circulation hydro-atmosphérique. On obtient en particulier un temps de relaxation ( $1/s$ ) autour de la dizaine d'années. Cette période est compatible avec l'observation des redistributions de masses contemporaines, par exemple associées à la fonte des calottes polaires. La valeur élastique  $k$  s'observe très bien à partir des oscillations du pôle à la période de Chandler, alors que la partie visqueuse, associée aux déformations du manteau inférieur [44], est plus délicate à déterminer. La sensibilité de cette composante s'étend d'ailleurs aux régions les plus profondes du manteau [150], et peut être utilisée pour analyser notamment la structure visqueuse de la couche  $D''$ , la plus proche du noyau de la Terre.

La couche  $D''$  est représentée en jaune sur la Figure 1.1. Cette zone profonde de la Terre se situe à l'interface avec le noyau terrestre. Si nous savons que le manteau terrestre représente  $\sim 80\%$  du volume total de la Terre, nous n'avons aucune certitude sur sa composition exacte. La base du manteau inférieur et cette couche  $D''$  en font partie. Aux échelles de temps décennales (en accord avec les résultats obtenus par Benjamin et al. [12]), c'est la viscosité des couches profondes de la Terre qui a le plus d'influence sur la dissipation observée [9, 104]. Par conséquent, les paramètres visqueux que nous avons obtenus ont été interprétés comme représentatifs de la rhéologie de la base du manteau inférieur, pouvant aller jusqu'à la couche  $D''$  [103].

Les résultats obtenus sont présentés et discutés plus en détail au Chapitre 7, où



nous avons cherché à contraindre la viscosité du manteau inférieur à partir de forçages, allant de l'année à la période de l'onde de marée en 18.6 ans, présentes dans les observations géodésiques employées. Cette analyse est menée dans le domaine fréquentiel en faisant varier la pulsation complexe  $p$  introduite dans les équations (6.22). Les estimations antérieures, comme celle de Scheidegger [134], étaient davantage fondées sur une analyse de l'atténuation de l'oscillation chandlérienne, que l'on suppose provoquée par le manteau ; mais on en déduit une composante anélastique uniquement valable à cette période. La compréhension des transitions rhéologiques du manteau inférieur des fréquences annuelles à 18.6 ans, voire à des échelles temps plus longues, reste encore un enjeu majeur, notamment pour séparer les effets du rebond post-glaciaire de la fonte courante des glaces, et par conséquent améliorer notre compréhension de la manière dont répond la Terre aux variations climatiques actuelles. En effet, les estimations de cette fonte contemporaine se basent sur les mesure satellitaires de la pesanteur terrestre, auxquelles il faut soustraire par modélisation les manifestations de la marée polaire et du rebond post-glaciaire (dû à une fonte de masse pouvant être bien antérieure, comme celle de la dernière période de glaciation). C'est la seule façon d'estimer précisément la perte de masse d'eau douce qui est en train de se dérouler. C'est ainsi que les incertitudes sur l'histoire ancienne de la planète impactent notre connaissance de l'évolution présente du climat.

*Chapitre 7***DÉTERMINATION COHÉRENTE DES TROIS PREMIERS  
DEGRÉS DU GÉOPOTENTIEL (ARTICLE SOUMIS)**

Ce dernier article est le plus conséquent des trois, car il s'appuie sur les observations laser des satellites sphériques historiques (LAGEOS-1, LAGEOS-2, Starlette, Stella, Ajisai, et LARES) pour déterminer simultanément la valeur du  $GM$ , le mouvement du géocentre, et l'orientation de l'axe de figure de la Terre, aux échelles de temps multi-annuelles. Ces satellites n'étant pas traités dans le cadre des activités de notre groupe pour l'océanographie spatiale, il m'a fallu auparavant mettre en place la chaîne de traitement des mesures, ainsi que le calcul d'orbite de ces six missions géodésiques. Pour les variations obtenues du géocentre, la comparaison avec les résultats antérieurs relatifs au satellite d'altimétrie Jason-2, équipé du même système de mesure SLR, révèle des lacunes potentielles dans les estimations issues des satellites sphériques.

**Self-consistent determination of the first three degree  
Earth gravity coefficients**

Alexandre Couhert<sup>1</sup>, Christian Bizouard<sup>2</sup>, Flavien Mercier<sup>1</sup>,  
Kristel Chanard<sup>3</sup>, Marianne Greff<sup>4</sup>, and Pierre Exertier<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Centre National d'Etudes Spatiales, Toulouse, France.

<sup>2</sup> Observatoire de Paris, Paris, France.

<sup>3</sup> Institut National de l'Information Géographique et Forestière, Paris, France.

<sup>4</sup> Institut de Physique du Globe de Paris–Sorbonne Paris Cité, Paris, France.

<sup>5</sup> Observatoire Midi-Pyrénées, Toulouse, France.

Soumis à Journal of Geodesy, Septembre 2019

---

**Abstract** The very low-degree Earth's gravity coefficients, associated with the largest-scale mass redistribution in the Earth's fluid envelope (atmosphere, oceans and continental hydrology), are the most poorly known. In particular, the first three

degree geopotential terms are important, as they relate to intrinsic Earth's mass references : gravitational coefficient ( $GM$ ) of the Earth (degree 0), geocenter motion (degree 1), Earth's figure axis orientation (degree 2). This paper presents a self-consistent determination of these three characteristics of the Earth. The main objective is to deal with the remaining sources of altimetry satellite orbit uncertainties affecting the fundamental record of sea surface height measurements. The analysis identifies the modeling errors, which should be mitigated when estimating the geocenter coordinates from Satellite Laser Ranging (SLR) observations. The long-term behavior of the degree-0 and -2 spherical harmonics is also observed over the 34-year period 1984–2017 from the long-time history of satellite laser tracking to geodetic spherical satellites. From the analysis of the evolution of these two coefficients, constraints regarding the Earth's rheology and uncertainties in the value of  $GM$  could be inferred. Overall, the influence of the orbit characteristics, SLR station ranging/position biases and satellite signature effects, measurement modeling errors (troposphere wet biases, nontidal deformations) are also discussed.

---

## 7.1 Introduction

The long record of laser tracking (for over four decades) of the first passive geodetic spherical satellites, Starlette and LAGEOS-1 (LAsER GEOdetic Satellite), makes possible the monitoring of the long-term (seasonal to decadal time scales) behavior of the Earth's long-wavelengths gravity field. Here, we investigate temporal variations in the most poorly known geopotential spherical harmonic components [31, 40, 143] : the geocentric gravitational coefficient ( $GM$  or degree 0), the three coordinates of the geocenter offset (i.e. degree 1), the Earth's figure axis (i.e. degree 2). Our focus is on the 34-year period 1984–2017, once advances in the SLR technology improved instrument accuracy from the decimeter to the centimeter level [42, 140].

The last official determination of the zero-degree Stoke coefficient,  $GM$  (or mass monopole of the Earth), dates back to 1992 [126]. Since the advent of the SLR system, dynamic and measurement models have improved over these last three decades, and our understanding of the current limiting errors affecting the  $GM$  estimation may have evolved as well. Our goal here is to identify the various processes that may produce systematic errors. The same goes for the International Terrestrial Reference Frame (ITRF) origin, solely based on SLR observations of the twin

LAGEOS-1 and 2 satellites, sharing nearly identical altitudes. How far this limitation in the current modeling of the long-term degree-1, geocenter motion, may still be considered valid? The degree-2 spherical harmonic coefficients refer to the Earth's moment of inertia, and yield the direction cosines of the axis of maximum inertia [34], namely the figure axis, in the terrestrial frame. The (2,1) coefficients also correspond to the mass term of the equatorial excitation of the Earth rotation, associated with Earth's mass redistributions. Relating oscillations of the figure axis to those of the Earth rotation axis could be used to provide global constraints on the rheological properties of the deep Earth.

In particular, the misalignment of the Earth's figure axis and its rotation axis gives rise to the well known 433-day Chandler wobble. However, at secular time scales, both inertia and rotation poles have a similar drift motion (true polar wander) relative to the crust. On intermediate time scales, the comparison between the two axes needs to be addressed [95]. There is also a time-dependent nature of the response of the Earth's mantle to external forces, where it behaves either elastically on short time scales (seconds), or like a viscous fluid over geological time scales (millions of years). At decadal periods, the viscoelastic (frequency-dependent) rheology of the Earth is poorly constrained and considering the Earth as purely elastic may not be valid [12, 153]. Most previous studies of these past and present-day changes of the Earth's geopotential have focused on the degree-2 zonal coefficient ( $C_{2,0}$ ). Here we propose to analyze the temporal variations of the degree-2 order-1 spherical harmonic potential coefficients  $C_{2,1}$  and  $S_{2,1}$ , to study the mass-related excitation of polar motion.

The rearrangement of mass within the Earth's fluid envelopes (atmosphere, oceans, continental water/snow/ice) causes the geocenter motion (by moving the Earth's center-of-mass (CM) with respect to its crust), the rotation pole to move with respect to the crust (by varying its inertia tensor), the Earth's shape to change (by changing the load acting on it). Since these three fundamental geodynamic processes all occur on the same system, in response to the same variations in surface mass load, observations of these quantities must be consistent with each other; however, it is not yet obvious how this consistency can be achieved. This paper aims at developing a unified recovery of the low-degree portion of the gravity field.

## **7.2 Data, models, and methods**

### **Enhancing LAGEOS with low Earth orbiters**

SLR observations of the two traditionally used Medium Earth Orbit (MEO) LAGEOS-1 and LAGEOS-2 geodetic satellites were complemented here by those of the four Low Earth Orbit (LEO) Starlette, Stella, Ajisai, and LARES (LAsER RELativity Satellite) passive satellites, having spherical shapes with low area-to-mass ratios in common. The data used in this study span 34 years, from January 1984 to October 2017. The orbit inclination ranges from  $49\text{--}110^\circ$ , and the altitudes range from 800–6000 km (Table 7.1).

TABLE 7.1: Main characteristics of the six SLR geodetic satellites considered in this study.

	LAGEOS-1/2	Starlette/Stella	Ajisai	LARES
Mission	NASA/NASA-ASI	CNES	JAXA	ASI
Launch	1976/1992	<b>1975</b> /1993	1986	2012
Diameter (m)	0.60	0.24	2.15	0.36
Mass (kg)	407/405	48	685	387
Area-to-mass ( $\text{m}^2\text{kg}^{-1}$ )	0.0007	0.0009	0.0053	<b>0.0002</b>
Orbit altitude (km)	5850/5630	<b>800</b> –1100/820	1490	1450
Eccentricity	0.004/0.014	0.021/ <b>0.001</b>	0.002	<b>0.001</b>
Inclination (deg)	110/53	<b>49</b> /99	50	70
$\beta'$ period (days)	560/222	<b>73</b> /182	89	133
Estimated SRP coef. [a priori]	1.13[1.13]/1.10[1.13]	1.16[1.13]/1.14[1.13]	1.04[1.04]	1.09[1.13]

*Note.* Favorable properties are indicated in bold letters.

The higher altitude, of about one Earth radius, of the two LAGEOS satellites makes the modeling of their orbits easier (i.e., less empirical parameters need to be solved for, as can be seen from Table 7.2). The first passive laser geodetic satellite, Starlette, can fly as low as 800 km above the Earth. As reported in Table 7.1, its low inclination of  $49^\circ$  also favors a good tracking from equatorial SLR stations, while its draconitic period of 73 days, not close to one solar year, is an asset when seasonal signals are at stake [38].

A data screening of the SLR measurements is performed, so that no a priori assumed information on the quality of the laser stations is introduced. For each arc analysis, once a preliminary orbit has been obtained, any observation exhibiting range residuals, derived from the initial orbit solution, higher than 1 m is considered as an outlier. Also, passes are omitted when their number of measurements is lower than 5, and when they show inconsistencies with respect to the validation orbit of 10 cm and 50 cm, in the range and along-track directions, respectively. In the end, passes corrected from the inconsistencies reflected in these two directions, which exhibit root mean square (RMS) residuals above 10 cm are excluded. Based on this processing and the worst-case laser range residuals RMS obtained, we assume a noise of 5 cm for the remaining SLR data.

### **CNES POE-F orbital standard**

All MEO and LEO satellites were homogeneously processed using CNES' Precise Orbit Determination (POD) software ZOOM [26]. The background dynamic and measurement models employed in this analysis are consistent with the IERS 2010 Conventions [114] and CNES' release "F" of Precise Orbit Ephemerides (POE) standard; see Picot et al. [116] for details. In particular, the new conventional linear mean pole model (called secular pole in the IERS Conventions updates) is used for the modeling of the solid Earth and ocean pole tides. For each spherical satellite, a Solar Radiation Pressure (SRP) coefficient was self estimated and fixed to the value listed in Table 7.1, even though it may marginally differ from the a priori values found in the literature. Nontidal loading corrections were not considered, as recommended by the IERS Conventions, given their relatively high uncertainty.

### **Combination strategy for deriving consistent geodetic parameters**

For the purposes of the current investigation, orbit arcs with a standard length of one month were simultaneously analyzed for all six geodetic satellites. The set of estimated, without any constraint, empirical and physical parameters is summarized

in Table 7.2.



TABLE 7.2: Estimated empirical and physical parameters in the combined solution.

Parameter	Spacing		Satellite dependency
<i>Empirical parameters</i>			
Initial position and velocity	<i>MEOs</i>	<i>LEOs</i>	
Empirical along-track accelerations	Monthly	Monthly	Satellite-specific
Empirical OPR along-track accelerations	Weekly	Daily	Satellite-specific
Empirical OPR cross-track accelerations	Weekly	Daily	Satellite-specific
<i>Physical parameters</i>			
<i>GM</i>	Constant		Combined multi-satellite
Geocenter coordinates	Monthly		Combined multi-satellite
Equatorial rotations	Monthly		Combined multi-satellite
Gravity field coefficients (degree 2)	Monthly		Combined multi-satellite
Range biases	Yearly		Satellite-specific*
Station heights	Monthly		Combined multi-satellite

\*Combined solutions for LAGEOS-1/2 and Starlette-Stella.

Empirical terms have to be introduced for better modeling of the orbital motion of the passive spheres, and as such depend on the satellite considered. Within each monthly arc, six orbit parameters (initial position and velocity of the satellite) and five empirical accelerations are adjusted : a constant along-track acceleration and periodic Once-Per-Revolution (OPR) accelerations, in the along-track and cross-track directions, with 7-day and 1-day intervals for MEO and LEO orbits, respectively.

Whenever possible, physical parameters are solved for from the combination of all available SLR observations, in order to take advantage of the various orbit characteristics of the satellites. The geopotential coefficients up to degree and order two, including a constant gravitational coefficient of the Earth ( $GM = C_{0,0}$ ), three monthly components of the geocenter offsets ( $T_X = C_{1,1}$ ,  $T_Y = S_{1,1}$ ,  $T_Z = C_{1,0}$ ), and monthly ( $C_{2,1}$ ,  $S_{2,1}$ ,  $C_{2,2}$ ,  $S_{2,2}$ ) linked to the inertia moments of the Earth, were estimated from 1984 on.  $C_{2,0}$  was not solved for here because of its correlation with the OPR out-of-plane accelerations. ( $R_X$ ,  $R_Y$ ) rotations around the  $X$  and  $Y$  axes of the ITRF were simultaneously adjusted with the geocenter translations, in order to stabilize the latter, given the SLR network imbalance [35, 53] (this is not the case, for instance, when considering the optimal DORIS station geometry [38]). The determination of station heights was also carried out for all stations each month, for mitigating their modeling inaccuracy (lack of nontidal loading corrections).

As a result, most of the physical parameters are common in the different satellite solutions and can be stacked in a combination process. The only individually estimated parameters are range biases, estimated for all SLR stations as station-satellite specific. More precisely, we can use observations of two satellites to derive a common mean value, if they share the same design (i.e., LAGEOS-1 and LAGEOS-2, Starlette and Stella). Since range biases and station heights can be correlated, station biases are adjusted yearly, so that annual unexpected signals (making no physical sense for SLR range errors) are not reflected in these estimates.

### 7.3 Gravitational coefficient of the Earth

#### Context

Accurate knowledge of the geocentric gravitational constant  $GM$  (product of the universal gravitational constant  $G$  with the mass  $M$  of the Earth) enables an absolute determination of the scale of the terrestrial reference frame. The IERS adopted value for  $GM$ ,  $398600.4415 \pm 0.0008 \text{ km}^3\text{s}^{-2}$  (TT-compatible) was determined by

Ries et al. [126]. Because of its relatively large uncertainty of 2.0 ppb (reflecting in an unresolved bias of about  $\pm 5$  mm in the radial orbit position of LEOs, and  $\pm 8$  mm for the MEO LAGEOS satellites), at least part of this unknown quantity may be responsible for the persistent ITRF2014 scale offset between SLR satellite and VLBI (Very Long Baseline Interferometry) observations of 1.37 ppb at epoch 2010.0 [5].

Improved center-of-mass (CoM) correction for the LAGEOS-1 satellite had already driven the refinement of the previously adopted value for  $GM$  of  $398600.4405 \pm 0.001 \text{ km}^3\text{s}^{-2}$  [125], with the approximated CoM value of 240 mm, in place of the correction of 251 mm used in the analysis of Ries et al. [126]. A more recent determination of  $GM$ , by Dunn et al. [52], yielded a slightly higher value ( $398600.4419 \pm 0.0002 \text{ km}^3\text{s}^{-2}$ ), but without mentioning that station heights were simultaneously solved for, though this is prerequisite given their high correlation. With the advent of system-dependent CoM corrections for the spherical geodetic satellites [106, 107], it became clear that the assumption made in previous studies (i.e., using a single "standard" value for each satellite regardless of the detector types and the ranging policies of SLR stations) could no longer be considered valid at mm-levels of precision. These corrections still represent an ongoing area of concern for years to come. Thus, unless treating a selected number of ranging stations as error-free, as was done in Appleby et al. [7], sharpening the numerical value of  $GM$  remains illusive.

In addition, another potential source of deficiencies lies in systematic biases in the laser range measurements, which are at least at the level of a few millimeters for any SLR station [7]. If one uses the standard center-of-mass corrections without adjusting the range bias or applying any corrections, the estimated geodetic parameters, such as the gravitational coefficient of the Earth, are at risk of systematic errors. Although it may be challenging from a practical point of view, solving simultaneously for  $GM$ , station heights, CoM offset and systematic range errors appear inevitable. The purpose of this section is to present a strategy for the determination of the geocentric gravitational constant, based on these considerations. To this end, the 34-year SLR spherical satellite dataset was used to estimate  $GM$  in a multi-satellite solution.

## Method

A simple means to ease the separation of these highly correlated geodetic parameters, to "increase" the number of observations, and to mitigate the noise level, is first to increase the arc length. This motivated our choice to process monthly orbit arcs, instead of the classical 7-day interval used for the International Laser Ranging Service (ILRS) analysis products [110]. Since the dominant error sources which influence the estimation of  $GM$  are biases in the laser ranges, the explored strategy consists in stacking SLR station bias estimates in the form of yearly averages (to further help their temporal decorrelation with  $GM$ ) per station and satellite design (i.e., common for twin satellites such as LAGEOS-1/LAGEOS-2 or Starlette/Stella). Long-term systematic range error excursions identified in this way will also accommodate deficiencies in the CoM modeling of the different missions.

Range biases are only correlated with station heights for poor observation geometries, as can be seen by the lower sensitivity of SLR residuals to a 5 mm offset in station height or bias at high elevations, regardless of the satellite considered (Fig. 7.1). This is fortunately barely the case over monthly intervals and with yearly bias estimates. However, Fig. 7.1 also suggests a coupling between the range biases and  $GM$ , especially for the high-altitude LAGEOS satellites, and another one between the station heights and  $GM$ , especially for the low-altitude Stella satellite. As a consequence, when simultaneously solving for  $GM$ , station heights and range biases, based on LAGEOS-only or Stella-only observations, artificial combinations of station heights and biases can spuriously fit  $GM$  estimates (Fig. 7.2). This loss of observability can be remedied with the combined contribution of the two extreme-altitude LAGEOS-1 and Stella satellites (Fig. 7.3). Indeed, the additional constraint of common station height (and common  $GM$ ) for the two satellites restored observability of the single-satellite system, while preventing a combination of station heights and range biases from abusively fitting the  $GM$  observations. This finding has to do with the different sensitivities of SLR station residuals to the gravitational coefficient of the Earth depending on the satellite altitude (Fig. 7.1).

The previously-mentioned result unambiguously advocates for the necessity of including the LEO spherical satellites to the two LAGEOS ones, when range biases are considered. Yet, observations to the two MEOs are still the primary resource used for the SLR contribution to the ITRF [81], despite the long tracking histories of Starlette, Stella, Ajisai and LARES. The justifications for their omissions are not tenable, especially since the gravitational sensitivity to the low-degree terms

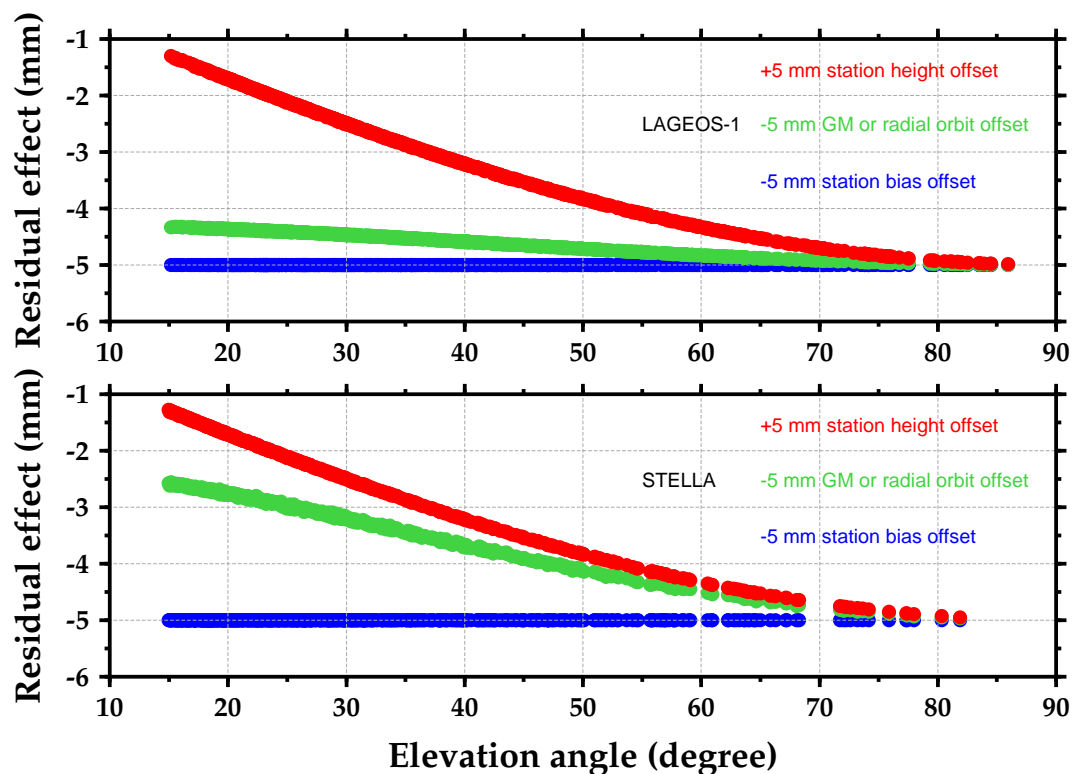


FIGURE 7.1: Impact on SLR station residuals of a +5 mm bias (blue), -5 mm height (red), and -5 mm  $GM$  or radial orbit (green) offsets, for the satellites LAGEOS-1 (top) and Stella (bottom). The residuals were computed for the SLR station of Yarragadee (7090), in Australia, over the month of June 2007, but the results are independent of the station and the period of time.

is greatly attenuated for the MEO satellites, and the accuracy of the geopotential field models (required to accurately determine LEOs' orbits) are about one order of magnitude better than a decade ago. When range biases are not estimated, Fig. 7.1 shows that the high-altitude LAGEOS satellites lead to better separation of the geocentric gravitational constant and station height estimates. This may explain why the LEO satellites so far have not received due attention.

## Results

Before presenting the results obtained, we first need to point out a troublesome source of error that had to be overcome, related to the "satellite signature effect"—caused by the reflections of the optical pulse signals towards multiple onboard reflectors [106]. It manifests as an elevation-dependent variation of the SLR residuals, and thus can lead to corrupting the determination of station heights. The effect is all the more pronounced as the SLR stations do not (or cannot because of the signature

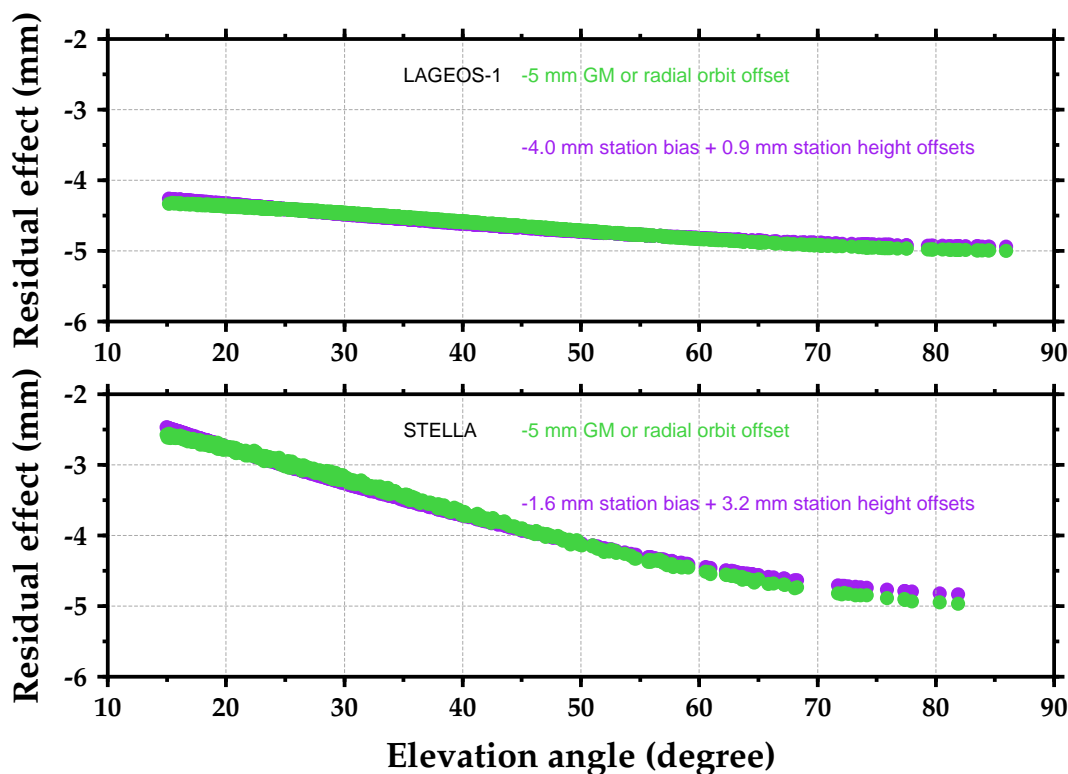


FIGURE 7.2: Least square adjustment of station bias and height offsets (purple) over a  $-5$  mm  $GM$  or radial orbit offset (green), for the satellites LAGEOS-1 (top) and Stella (bottom), as seen by SLR residuals. The residuals were computed for the SLR station of Yarragadee (7090), in Australia, over the month of June 2007, but the results are independent of the station and the period of time.

effect) control strictly the variable intensity in their laser returns when tracking at different elevation angles (e.g., atmospheric attenuation or telescope/laser pointing may introduce variable return signal strengths between the zenith and low-elevation observations [135]). This is illustrated in Fig. 7.4, which shows the station heights seen by the LAGEOS-1/2, Starlette/Stella, Ajisai, and LARES satellites for three different laser ranging systems : the Micro-Channel Plate (MCP) Yarragadee (7090) station with a high-energy or multi-photon (i.e., registering ten to several hundred photons) detector, the Single-Photon Herstmonceux (7840) station, and the Compensated Single-Photon Avalanche Diode (C-SPAD) Graz (7839) station detecting single to a few photons. As noted in Otsubo and Appleby [106], the MCP system shows in principle a small energy dependence on elevation angle of the range measurements (i.e., all missions see the same height for the Yarragadee SLR station in Fig. 7.4). The situation is different for the C-SPAD system. When controlling the return energy at the single-photon level (Herstmonceux) or operating at the low-

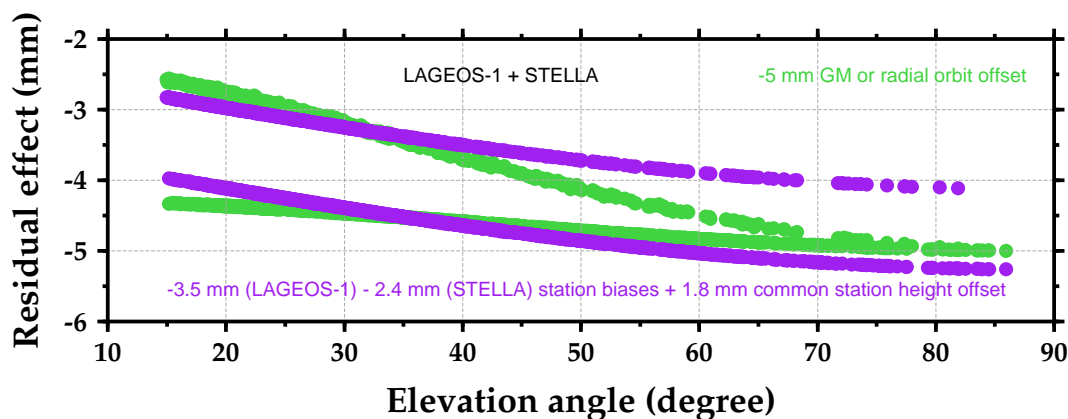


FIGURE 7.3: Least square adjustment of satellite-dependent station biases and a common station height offset (purple) over a  $-5$  mm  $GM$  or radial orbit offset (green), for the satellites LAGEOS-1 and Stella, as seen by SLR residuals. The residuals were computed for the SLR station of Yarragadee (7090), in Australia, over the month of June 2007, but the results are independent of the station and the period of time.

energy mode (Graz), the satellite signature effect can be minimized (see the good height estimate overlaps between the different missions since 2002 for Herstmonceux, since 2008 for Graz in Fig. 7.4). However, when the intensity dependence cannot be fully compensated by the system, effects of  $\sim 8$  mm for Starlette/Stella or LARES,  $\sim 1$  cm for LAGEOS-1/2, and  $\sim 5$  cm for Ajisai [106, 107] will inevitably affect station height estimates (see the vertical excursions before 2002 for Herstmonceux, before 2008 for Graz in Fig. 7.4), which is more than detrimental for Ajisai [77]. The only way to overcome this problem is to combine several missions when solving for station heights (see the combined solution in Fig. 7.4). Other Laser Reflector Array (LRA) designs may be considered in the future, so that this perturbation becomes ineffective, such as single cube-corner reflectors or even like the Jason mission, for which the laser reflexion is almost always allowed from only one corner cube during the satellite pass.

Now as the satellite signature effect has been reduced, Fig. 7.5 shows annual estimates of  $GM$  based on our combined solution of the 34-year SLR spherical satellites. Over the whole time span 1984–2017, the derived  $GM$  value is  $398600.4420 \pm 0.0003$   $\text{km}^3\text{s}^{-2}$ , with the  $3\text{-}\sigma$  uncertainty derived from the 34-year associated formal errors  $\sigma$ . When starting the determination in 1992, after improvements in accuracy for several important SLR stations in anticipation of the TOPEX/Poseidon mission [140], we derive a comparable value of  $398600.4419 \pm 0.0003$   $\text{km}^3\text{s}^{-2}$ . Focu-

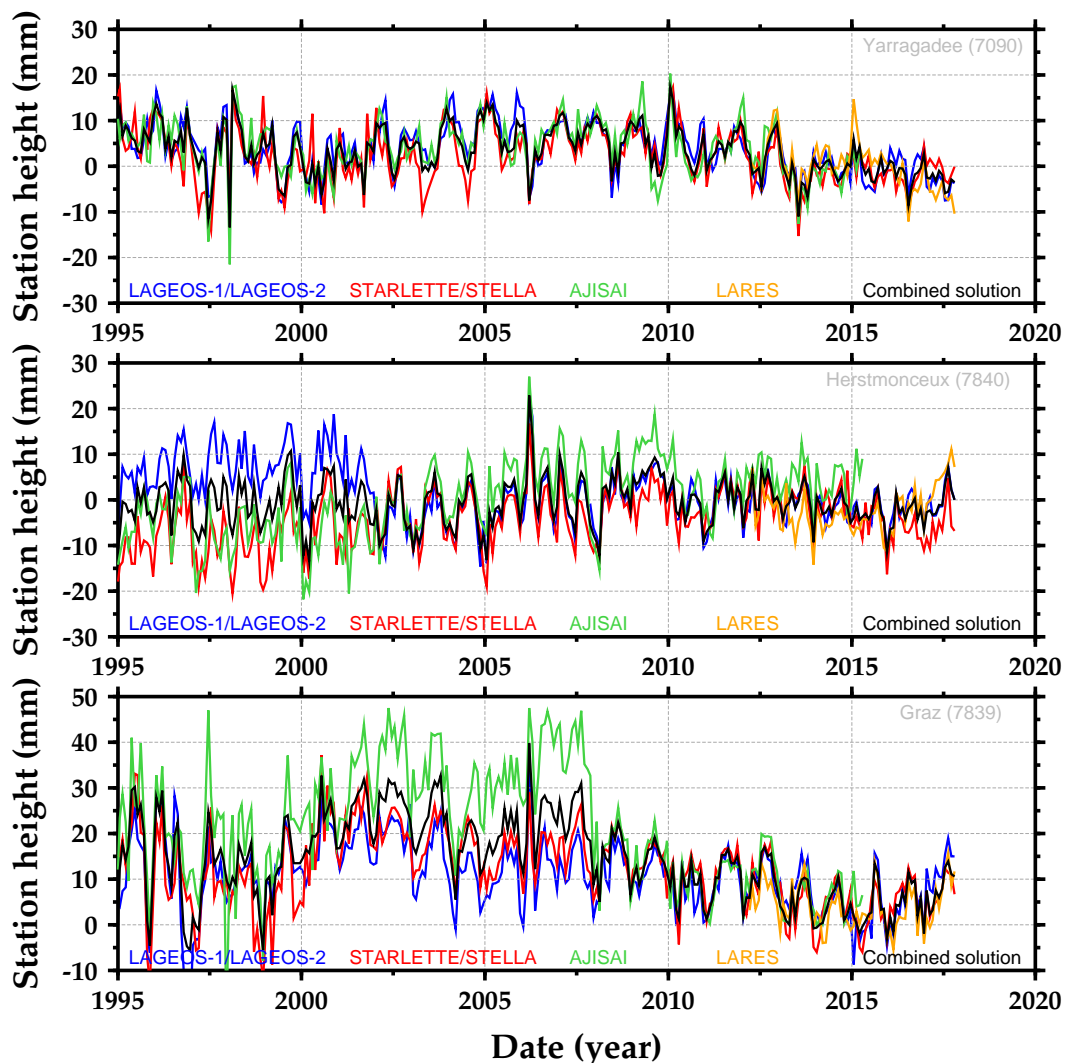


FIGURE 7.4: SLRF2014 height residual time series at three SLR sites : Micro-Channel Plate (MCP) Yarragadee, 7090 (top), Single-Photon Herstmonceux, 7840 (middle), Compensated Single-Photon Avalanche Diode (C-SPAD) Graz, 7839 (bottom). LAGEOS-1/2, Starlette/Stella, Ajisai, LARES observations are plotted in blue, red, green, orange, respectively. The combined solution is plotted over in black.

sing on the shorter GRACE era (from 2002), the calculated value is  $398600.4414 \pm 0.0004 \text{ km}^3\text{s}^{-2}$ . Given the scattering of the annual  $GM$  estimates observed in Fig. 7.5, we retain for the rest of this paper, the  $GM$  value determined over the longest time span available (i.e., 1984–2017) :  $GM = 398600.4420 \pm 0.0003 \text{ km}^3\text{s}^{-2}$ . A further justification for this preferred  $GM$  value (considering the satellite CoM offset and station range errors) can be provided from the use of the newly computed CoM corrections [127], kindly provided by José Rodríguez (NERC Space Geodesy Facility,



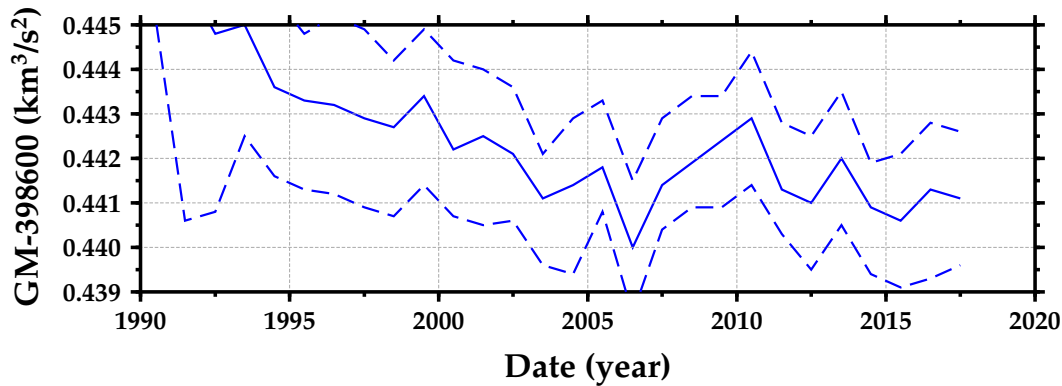


FIGURE 7.5: Annual determinations of  $(GM - 398600 \text{ km}^3\text{s}^{-2})$  from LAGEOS-1/2, Starlette/Stella, Ajisai, and LARES data since 1990 (blue solid line). The two dashed lines correspond to the annual error estimates for  $GM$  ( $3\text{-}\sigma$ , where  $\sigma$  refers to the associated formal errors).

Herstmonceux Castle, United Kingdom). In that second case, no range bias will be estimated for the SLR station of Graz (7839), in Austria, so that the introduced CoM values could become effective, while still taking into account station range errors for all the other stations of the network. The consideration of this particular station as "error-free" (i.e., for ranging biases and station height) is supported by the analyses of Arnold et al. [8], Hackel et al. [63], and Jinyun et al. [67], which all concur to show that the Graz station is the least biased station of the ILRS network (based on independent GPS-derived precise orbit determination of LEO satellites) :  $\sim 1.7 \text{ mm}$  in 2016,  $\sim -2.5 \text{ mm}$  in 2012,  $\sim -0.7 \text{ mm}$  over the period 2012–2017, respectively. Also, as shown in Subsection 7.4 and Fig. 7.7, this station does not introduce satellite signature errors manifesting in erroneous station heights. Ultimately, the estimated  $GM$  values resulting from the observations made during these specific periods were  $398600.4418 \pm 0.0006 \text{ km}^3\text{s}^{-2}$  in 2016,  $398600.4420 \pm 0.0005 \text{ km}^3\text{s}^{-2}$  in 2012, and  $398600.4419 \pm 0.0002 \text{ km}^3\text{s}^{-2}$  over the period 2012–2017.

### Validation and uncertainties

Validating that this updated value for  $GM$  ( $398600.4420 \pm 0.0003 \text{ km}^3\text{s}^{-2}$ ) brings an improvement over the standard value ( $398600.4415 \pm 0.0008 \text{ km}^3\text{s}^{-2}$ ) from the IERS 2010 Conventions is a difficult task. According to Kepler's laws, unbiased laser measurements from a single station would be simply enough to accurately estimate the gravitational coefficient of the Earth. Yet, Appleby et al. [7] showed that no ILRS station was currently providing such measurements. One should probably think about a dedicated measurement campaign, where a reference station could

be carefully monitored, in order to deliver and maintain "error-free" observations over a few years. If laser station biases cannot be reduced further, improving the knowledge, down to the millimeter-level, of the center-of-mass corrections for the spherical geodetic satellites is prerequisite. Indeed, they could hence be used as a priori and the station biases could then be solved for per station, in place of per station and per satellite, in combined multi-satellite solutions. At present, this is not possible as the uncertainty of these corrections is still of  $\sim 1$  cm [106, 107].

Ries et al. [126] identified that the primary source of uncertainty in the estimate of  $GM$  was the possibility of biases in the laser range measurements. This dominant error source was taken here into account for the first time, combining LEO and MEO observations to compensate for the decrease in observability when solving for range biases (per station and satellite). Biases in the modeled effect of tropospheric refraction will also affect the determinations of  $GM$ . Ries et al. [126] corrected the zenith atmospheric delay of laser signals using the model of Marini and Murray [84]. In this analysis, we adopt the more recent mapping functions and zenith total delay model of Mendes and Pavlis [90], Mendes et al. [91]. The influence of errors in the modeling of the tropospheric refraction on  $GM$  was evaluated to be lower than  $0.0002 \text{ km}^3\text{s}^{-2}$ , over the whole time span 1984-2017 (below  $0.0004 \text{ km}^3\text{s}^{-2}$ , when shortening the determination starting in 1992 or 2002). This uncertainty was derived from an alternative estimation of  $GM$  using the older model of Marini and Murray [84], from which lower values were obtained ( $398600.4418 \text{ km}^3\text{s}^{-2}$  since 1984,  $398600.4415 \text{ km}^3\text{s}^{-2}$  since 1992,  $398600.4410 \text{ km}^3\text{s}^{-2}$  since 2002). This finding may also explain why Ries et al. [126]'s value of the geocentric gravitational constant is smaller than that derived in our analysis. The remaining error sources affecting the  $GM$  estimation will come from the dynamic models employed. To check the consistency of our inference, we tested its sensitivity to a change in the background time-variable gravity field model, as LEO observations (sensitive to geopotential coefficients of higher degree and order than for the MEO satellites) were introduced in the determination. Fortunately, the variations did not exceed  $0.0001 \text{ km}^3\text{s}^{-2}$ . Also, a 100% error in the Solar and Earth radiation pressure model was assumed for each of the satellites involved in the estimation of  $GM$ , and it resulted in a negligible effect, because of the low area-to-mass ratios of the geodetic spheres. The relativistic effect corrections are modeled following the IERS 2010 Conventions [114], though they could be refined in the future, and our derived  $GM$  value is TT-compatible, consistently with the time scale used in our orbit determination software.

TABLE 7.3: Estimates of geocenter annual variations from ITRF2014 [5], this study LAGEOS-only and combined solutions.

Solution	$X$		$Y$		$Z$	
	$A$	$\phi$	$A$	$\phi$	$A$	$\phi$
LAGEOS-only	0.9	61	2.6	324	2.2	26
Combined	1.3	49	2.1	329	2.2	31
ITRF2014	2.6	46	2.9	320	5.7	28

*Note.*  $A$  = Amplitude (mm);  $\phi$  = Phase (day).

## 7.4 Geocenter motion

### Comparison to the ITRF2014 results

The geocenter variations between the CM of the whole Earth and center-of-figure (CF) of the solid Earth surface, i.e., the geometrical center of the Earth's surface, dominate at the annual frequency, especially along the  $Z$ -component of the terrestrial reference frame (north-south direction), whose origin is approximately located with a fixed offset from CF [160]. Because of the limited geographical coverage of the SLR network, CF remains a purely theoretical concept and only its center-of-network (CN) realization is accessible in practice, giving rise to "network effects". Fig. 7.6 shows two SLR-based geocenter estimates, only relying on the LAGEOS satellites or combining LAGEOS-1–LAGEOS-2–Starlette–Stella–Ajisai–LARES' observations, from 1993.0 to 2015.0, over which the ITRF2014 origin was realized. The two time series are very similar, despite the expected reduced noise level for the combined solution. However, striking differences can be noticed with respect to the ITRF2014 solution, where our derived time series, with estimation of range biases and vertical station coordinates, exhibit smaller annual geocenter motions along the  $X$  and  $Z$  axes (Table 7.3). These observations were already reported in Couhert et al. [38], and at least partly explained by the higher sensitivity of the ITRF2014  $X$  geocenter coordinate to network effects (whereas the effect of un-modeled station nontidal deformations on the nontidal geocenter solutions is lowered when estimating individual vertical site displacements in this study solutions), and a possibly not negligible contribution of the Yarkovsky-Schach perturbation in the  $Z$  coordinate when station heights and range biases are adjusted. The following subsection analyzes further the cause of this loss in annual amplitude for the  $Z$  geocenter component.

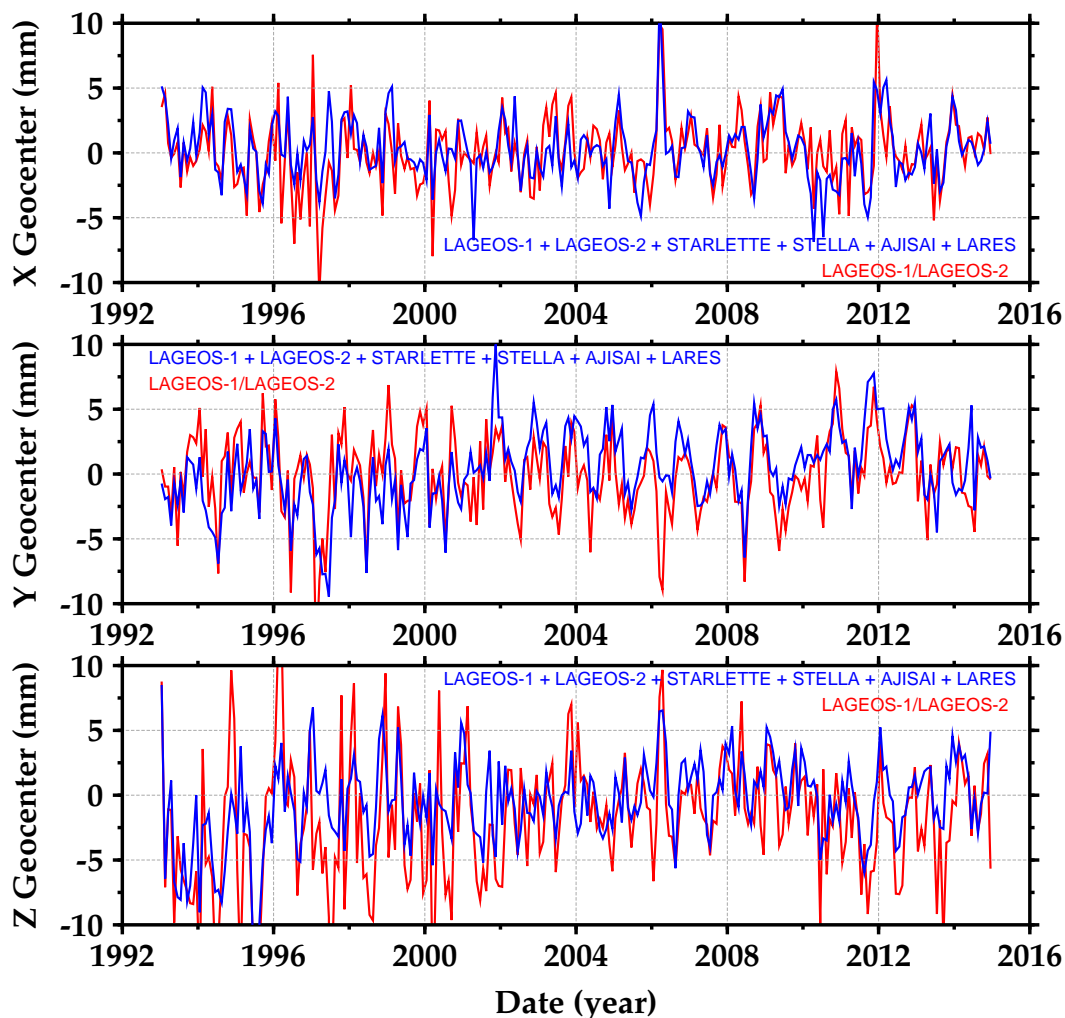


FIGURE 7.6: Monthly estimates of SLR-derived geocenter coordinates from LAGEOS-only (red) and LAGEOS-1/2, Starlette/Stella, Ajisai, LARES (blue) observations, over the time span of the ITRF2014 computation (1993.0–2015.0).

### Satellite signature corruption

As pointed out in Section 7.3, the MEO and LEO spherical satellites are affected by the satellite signature effect. This is illustrated in Fig. 7.7 (between 2008.6 and 2015.3), where the Graz station, operating in the low-energy regime, controls well the signal strength, and thus does not introduce elevation-dependent errors manifesting in erroneous station heights. On the contrary, the McDonald system has more troubles strictly controlling the return energy, and its station height cannot be properly determined from the SLR geodetic spheres. The diagnosis made for these two representative stations is compatible with the analysis of Otsubo et al. [109], evaluating the presence of intensity-dependent bias for a number of

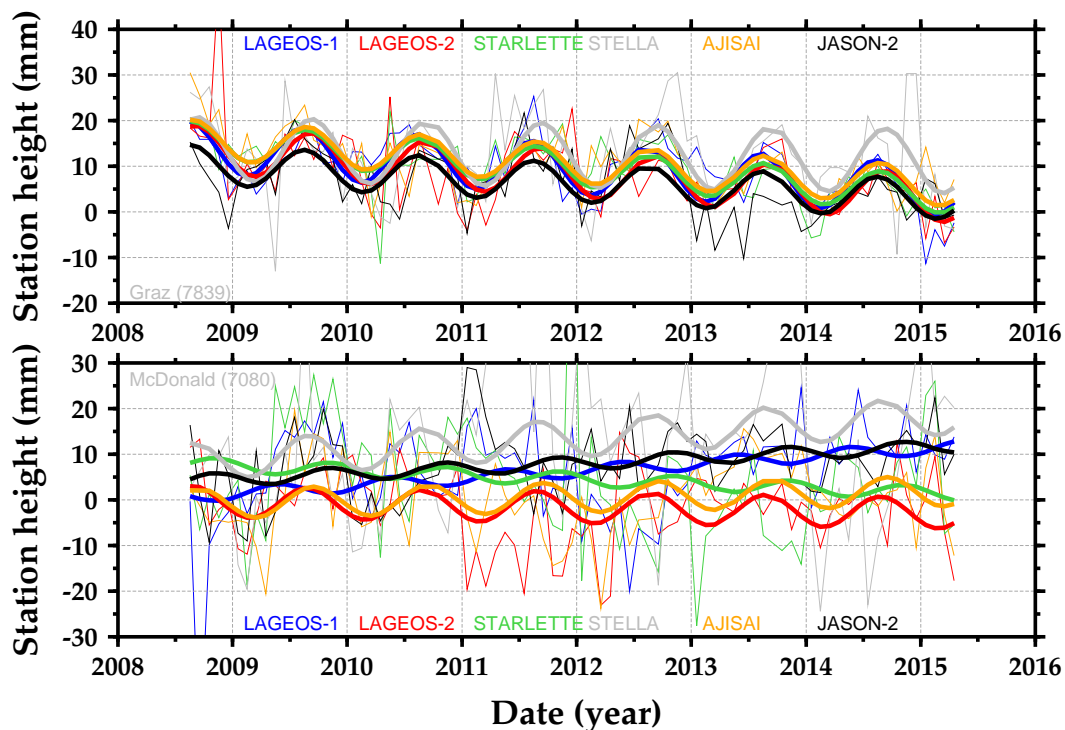


FIGURE 7.7: SLRF2014 height residual time series at Graz, 7839 (top), and McDonald, 7080 (bottom), between 2008.6 and 2015.3. LAGEOS-1, LAGEOS-2, Starlette, Stella, Ajisai, Jason-2 observations are plotted in blue, red, green, grey, orange, black, respectively. The solid curves are the results of the least squares fit to the time series of a bias, drift and annual periods.

stations from July 2014 to June 2015, at <http://geo.science.hit-u.ac.jp/slr/bias/2015sp/SortIntensity5.pdf>. Nonetheless, this is not the case for the Jason-2 altimeter satellite, which is not impacted by this perturbation (cf. Section 7.3), thanks to the design of its LRA. As such, the estimation of station heights with Jason-2 (or any other satellite ensuring single-reflector returns) are of higher quality, and should be considered more reliable than those provided by the spherical satellites. Since the determination of accurate vertical station coordinates is a necessary (yet not sufficient) condition for observing the motion of the CM of the whole Earth with respect to the CF of the solid Earth surface, the geocenter motion estimates inferred from these passive spheres will be consequently in error (especially for the  $Z$  component when vertical station positions are solved for, given its higher collinearity with station height). The amplitudes and phases of the annual signals in the three geocenter coordinates, derived from each satellite for the same period as Fig. 7.7, are listed in Table. 7.4.

TABLE 7.4: Estimates of geocenter annual variations (over the common 6-year time span 2008.6–2015.3) and number of observations (over a typical one-year period, 08/09–07/10) for the six satellites considered in Fig. 7.7.

	Jason-2	Ajisai	Starlette	LAGEOS-1	LAGEOS-2	Stella
X/Y/Z Amplitude (mm)	2.0/1.6/5.5	2.0/1.6/3.5	2.3/1.6/3.9	0.6/3.6/1.8	1.7/2.1/2.6	0.5/4.2/2.1
X/Y/Z Phase (day)	16/281/10	46/266/31	39/265/26	90/336/61	25/286/23	83/322/62
Number of valid passes	7162	8883	3078	6360	5411	3616
Number of valid measurements	181735	133893	83007	74623	68153	36579

The relatively large dispersion of the estimated annual amplitudes in the axial direction from the spherical satellites (between 1.8–3.9 mm) further advocates for relying on Jason-2-based geocenter time series ( $\sim 5.5$  mm for its estimated amplitude of the annual signal along the  $Z$  axis) whose inertial attitude is well known (differently from the spinning satellites where the contribution of the Yarkovsky-Schach perturbation may not be negligible for the  $Z$  coordinate [38]), all the more so as the altimeter mission is not impacted by the satellite signature effect. This finding is further confirmed by the experiment performed in Couhert et al. [38] showing that the effect of adjusting station heights and biases on the  $Z$  annual component of the geocenter motion from Jason-2 SLR observations was much lower than observed here with the geodetic spheres. Also, the Jason-2 (and Jason-3 since 2016) satellite is two to three times better tracked by SLR than the LAGEOS satellites (Table. 7.4). As a consequence, the satellite signature effect may be blamed for this loss in annual amplitude for the  $Z$  geocenter component derived from these passive geodetic spherical satellites.

## 7.5 Earth's figure axis orientation

### Background

The principal figure axis of the Earth refers to its mean axis of maximum inertia. In the absence of external torques, the latter should closely coincide with the rotation pole, when averaged over many years. However, because of tidal and nontidal mass redistributions within the Earth system, the rotational axis executes a circular motion around the figure axis essentially at seasonal time scales. In between, it is not clear what happens at decadal time periods and how well the two axes are aligned.

The long record of accurate SLR observations to geodetic spheres makes it possible to directly measure the long-term displacement of the figure axis with respect to the crust, through the determination of the degree-2 order-1 geopotential coefficients of the 34-year period 1984–2017. On the other hand, the pole coordinate time series (mainly from GPS and VLBI data) yield the motion of the rotation pole with even a greater accuracy. This section is focused on the analysis of the long-term behavior of the two time series, as well as the derivation of possible explanations for their discrepancies.

### Relating the mean figure axis to the rotation axis

The spherical harmonic coefficients  $\overline{C}_{2,1}$  and  $\overline{S}_{2,1}$  can be accurately determined from analysis of SLR data to study the mean Earth's figure axis and its long-term varia-

tions. Our SLR analyses for the degree-2 order-1 geopotential coefficients, spanning 34 years from multiple geodetic satellites, are examined here. The residual varia-

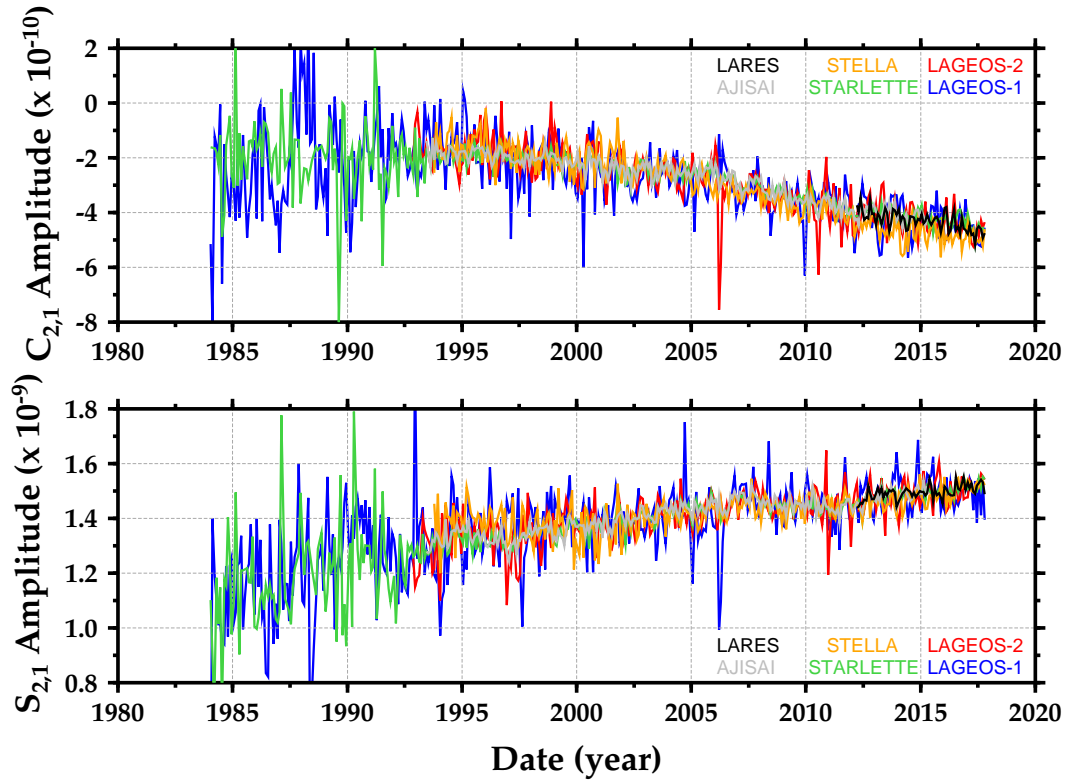


FIGURE 7.8: Independent monthly estimates of SLR LAGEOS-1 (blue), LAGEOS-2 (red), Starlette (green), Stella (orange), Ajisai (gray), and LARES (black),  $\bar{C}_{2,1}$  (top) and  $\bar{S}_{2,1}$  (bottom) coefficients.

tions in  $\bar{C}_{2,1}/\bar{S}_{2,1}$  (cf. Fig. 7.8) reveal a marked change in  $\sim 1992$ , especially for the  $\bar{C}_{2,1}$  solutions. This mid-1990s anomaly is confirmed from SLR observations to both MEO and LEO satellites, and was already observed in the  $J_2$  component by Roy and Peltier [130] and attributed to a sharp decrease in ice-sheet mass.

To analyze the differences between the two mean axes, Fig. 7.9 shows the combined LAGEOS-1–LAGEOS-2–Starlette–Stella–Ajisai–LARES estimation of the figure axis components  $(\bar{C}_{2,1}, \bar{S}_{2,1})$ , superimposed on the "low-frequency pole" coordinates  $(x_f, y_f)$ , obtained from the International Earth Rotation and Reference Systems Service (IERS) by Gaussian filter of the IERS C01 pole coordinates to remove sub-decadal signals, especially the annual and 14-month Chandler wobbles. The geometric relation (7.1) given in the IERS 2010 Conventions [114],

$$\begin{cases} \bar{C}_{2,1}(t) = \sqrt{3}x_I(t)\bar{C}_{2,0} - x_I(t)\bar{C}_{2,2} + y_I(t)\bar{S}_{2,2} \\ \bar{S}_{2,1}(t) = -\sqrt{3}y_I(t)\bar{C}_{2,0} - y_I(t)\bar{C}_{2,2} - x_I(t)\bar{S}_{2,2}, \end{cases} \quad (7.1)$$



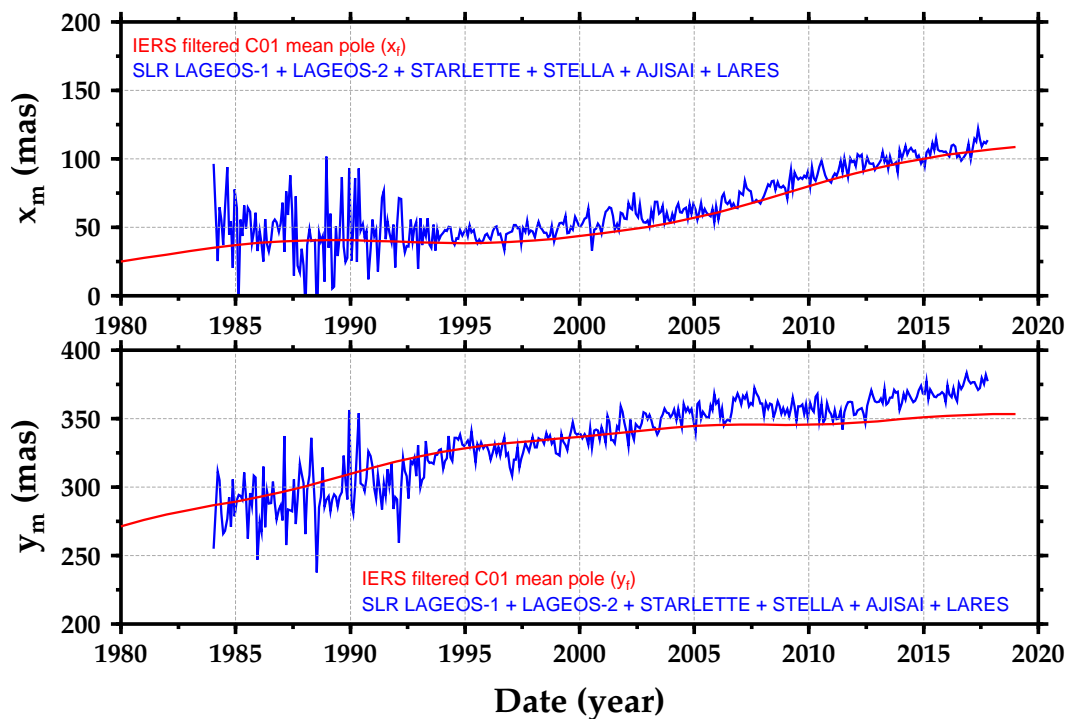


FIGURE 7.9: Mean pole (hpiers.obspm.fr/iers/eop/eopc01/filtered-pole.tab ; red) and mean figure (combined solution of LAGEOS-1, LAGEOS-2, Starlette, Stella, Ajisai, and LARES ; blue) axis coordinates  $x_m$  (top) and  $y_m$  (bottom), in mas.

can be used to derive the mean figure axis coordinates  $(x_I, y_I)$  corresponding to the geopotential spherical harmonic components  $(\bar{C}_{2,1}, \bar{S}_{2,1})$ , and express both sets of mean figure axis and rotation pole coordinates in mas. Note that  $\bar{C}_{2,2}$  and  $\bar{S}_{2,2}$  have a minor influence (at a 1 mas level). Comparing the solid blue and red lines from Fig. 7.9, it is not clear that assuming the figure axis "closely" coincides with the rotation pole averaged over many years is valid for decadal time periods (see the excursions of  $\sim 20$  mas  $\approx 60$  cm on the Earth's surface). In the following subsection, we shall have a closer look at the handling of the pole tide, while discussing whether the elastic Earth approximation could be revisited, to explain the discrepancies between the observed terrestrial path of the rotation pole and our current knowledge of its surface mass-related excitation.

### Modeling the Earth viscoelastic response

We focus here on the development of an inverse approach with the objective of estimating viscoelastic (and elastic) model parameters using geodetic observations of Earth polar motion (i.e., IERS Earth orientation parameter (EOP) 14C04 series from Bizouard et al. [14], based upon space geodetic measurements since 1982),

and consistent atmospheric, oceanic, hydrological, sea level geophysical model data as constraints (angular momentum functions from Dobslaw and Dill [46], computed by the Earth System Modeling group at Deutsches GeoForschungsZentrum (ESMGFZ), based on operational and re-analysis data from the ECMWF and the ocean model MPIOM). Applying the principle of conservation of angular momentum to the Earth system (or Euler-Liouville equations), we have (see Chapter 6, Eq. (6.17))

$$\begin{cases} x + \frac{A_m}{\Omega(C-A)}\dot{y} - \frac{1}{k_s} \int_{-\infty}^t k(t-\tau)x(\tau)d\tau = \\ \chi_{1\text{ ma+mo}}^{\text{Atm/Oce/Hyd}} + \int_{-\infty}^t k'_2(t-\tau)\chi_{1\text{ ma}}^{\text{Atm/Oce/Hyd}}(\tau)d\tau \\ -y + \frac{A_m}{\Omega(C-A)}\dot{x} + \frac{1}{k_s} \int_{-\infty}^t k(t-\tau)y(\tau)d\tau = \\ \chi_{2\text{ ma+mo}}^{\text{Atm/Oce/Hyd}} + \int_{-\infty}^t k'_2(t-\tau)\chi_{2\text{ ma}}^{\text{Atm/Oce/Hyd}}(\tau)d\tau, \end{cases} \quad (7.2)$$

where  $\Omega = 7.292115 \times 10^{-5} \text{ rads}^{-1}$  [114] is the mean angular velocity of the Earth,  $R_e = 6378136.46 \text{ m}$  and  $M \simeq 5.9722 \times 10^{24} \text{ kg}$  [114] the Earth's equatorial radius and mass,  $C = 8.0364059 \times 10^{37} \text{ kgm}^2$  and  $A = 8.0100963 \times 10^{37} \text{ kgm}^2$  [32] the two principal inertia moments of the Earth. The factor  $\frac{A_m}{C-A}$  (with  $A_m = 7.0985730 \times 10^{37} \text{ kgm}^2$  [32]) assumes that the Earth core has the same polar motion as the mantle. This assumption is valid over common periods of the polar motion (i.e., larger than a few days).  $k(t)$ ,  $k'_2(t)$ , and  $k_s = \frac{3G(C-A)}{R_e^5\Omega^2} \simeq 0.94$  are the degree-2 effective pole tide (solid Earth and equilibrium ocean), load, and secular Love numbers, respectively. These equations governing the rotation of the Earth account here for the viscoelastic deformation of the solid Earth, in response to rotational fluctuations and surface mass loading excitations, using the convolution integral of the degree-2 pole tide and load Love numbers (in place of the more common multiplication by constant Love numbers under the quasi-elastic Earth hypothesis). Additionally, updated  $(\bar{C}_{2,1}^*, \bar{S}_{2,1}^*)$  time series of the previously SLR-derived degree-2 order-1 spherical coefficients  $(\bar{C}_{2,1}, \bar{S}_{2,1})$  were solved for with pole tide and non-tidal short-term atmospheric/oceanic variations left unmodeled, thus representing the effect of glacial isostatic adjustment (GIA), mass variations in the continental hydrology, ice mass change, pole tide and short-term atmospheric/oceanic effects. These new potential coefficient estimates mirror the viscoelastic mass-related excitation of polar motion, and can also be used to constrain the model parameters of

(7.2) (see Eq. (6.18))

$$\left\{ \begin{array}{l} -\sqrt{\frac{5}{3}} \frac{MR_e^2}{C-A} \bar{C}_{2,1}^* - \frac{1}{k_s} \int_{-\infty}^t k(t-\tau)x(\tau)d\tau = \\ \chi_{1\text{ ma}}^{\text{Atm/Oce/Hyd}} + \int_{-\infty}^t k'_2(t-\tau)\chi_{1\text{ ma}}^{\text{Atm/Oce/Hyd}}(\tau)d\tau \\ -\sqrt{\frac{5}{3}} \frac{MR_e^2}{C-A} \bar{S}_{2,1}^* + \frac{1}{k_s} \int_{-\infty}^t k(t-\tau)y(\tau)d\tau = \\ \chi_{2\text{ ma}}^{\text{Atm/Oce/Hyd}} + \int_{-\infty}^t k'_2(t-\tau)\chi_{2\text{ ma}}^{\text{Atm/Oce/Hyd}}(\tau)d\tau. \end{array} \right. \quad (7.3)$$

Following the formalism of Peltier and Luthcke [112] and considering the Earth as incompressible, the viscoelastic time domain Love numbers  $k(t)$  and  $k'_2(t)$  can be expressed as an "apparent" normal mode expansion of the form

$$\left\{ \begin{array}{l} k(t) = k\delta(t) + qe^{-st}\mathcal{H}(t) \\ k'_2(t) = k'_2\delta(t) + q'e^{-st}\mathcal{H}(t), \end{array} \right. \quad (7.4)$$

in which  $s$  is an inverse relaxation time,  $q$  and  $q'$  viscoelastic amplitude coefficients,  $k$  and  $k'_2$  the corresponding elastic Love numbers,  $\delta(t)$  and  $\mathcal{H}(t)$  are the Dirac and Heaviside step functions, respectively. A Maxwell type rheology (single relaxation time) should primarily reflect the lower mantle rheological properties. Indeed, as the Earth's rotation depends on the global deformation of the planet, the lower mantle should play a dominant role due to its large volume and depth range [22, 150]. The long-term viscoelastic behavior of the Earth is introduced through bias and drift terms ( $D_i$ ,  $E_i$ ), corresponding to the effects of GIA observed in  $(x, y)$  and  $(\bar{C}_{2,1}^*, \bar{S}_{2,1}^*)$ , but lacking in the modeled excitation functions  $(\chi_{1\text{ ma}}^{\text{Atm/Oce/Hyd}}, \chi_{2\text{ ma}}^{\text{Atm/Oce/Hyd}})$ . A rheology encompassing two different characteristic times can explain geodynamical phenomena spanning both short and long time scales [131], such as the response of the Earth's mantle to ice mass changes : contemporary ones (e.g., present-day melting of the polar ice sheets) as well as historical ones (e.g., GIA signal following

the last deglaciation event). Reporting (7.4) in equations (7.2) and (7.3) yields

$$\left\{ \begin{aligned}
 & \frac{k_s - k}{k_s} x + \frac{A_m}{\Omega(C - A)} \dot{y} - \frac{q}{k_s} \int_{1984}^t e^{-s(t-\tau)} x(\tau) d\tau = \\
 & \quad D_1 + E_1 t + \chi_{1 \text{ mo}}^{\text{Atm/Oce/Hyd}} + (1 + k'_2) \chi_{1 \text{ ma}}^{\text{Atm/Oce/Hyd}} \\
 & \quad + q' \int_{1984}^t e^{-s(t-\tau)} \chi_{1 \text{ ma}}^{\text{Atm/Oce/Hyd}}(\tau) d\tau + B_1 e^{-st} \\
 & \frac{k - k_s}{k_s} y + \frac{A_m}{\Omega(C - A)} \dot{x} + \frac{q}{k_s} \int_{1984}^t e^{-s(t-\tau)} y(\tau) d\tau = \\
 & \quad D_2 + E_2 t + \chi_{2 \text{ mo}}^{\text{Atm/Oce/Hyd}} + (1 + k'_2) \chi_{2 \text{ ma}}^{\text{Atm/Oce/Hyd}} \\
 & \quad + q' \int_{1984}^t e^{-s(t-\tau)} \chi_{2 \text{ ma}}^{\text{Atm/Oce/Hyd}}(\tau) d\tau + B_2 e^{-st} \\
 & -\sqrt{\frac{5}{3}} \frac{MR_e^2}{C - A} \bar{C}_{2,1}^* - \frac{q}{k_s} \int_{1984}^t e^{-s(t-\tau)} x(\tau) d\tau = \\
 & \quad \frac{k}{k_s} x + D_1 + E_1 t + (1 + k'_2) \chi_{1 \text{ ma}}^{\text{Atm/Oce/Hyd}} \\
 & \quad + q' \int_{1984}^t e^{-s(t-\tau)} \chi_{1 \text{ ma}}^{\text{Atm/Oce/Hyd}}(\tau) d\tau + B_1 e^{-st} \\
 & -\sqrt{\frac{5}{3}} \frac{MR_e^2}{C - A} \bar{S}_{2,1}^* + \frac{q}{k_s} \int_{1984}^t e^{-s(t-\tau)} y(\tau) d\tau = \\
 & \quad -\frac{k}{k_s} y + D_2 + E_2 t + (1 + k'_2) \chi_{2 \text{ ma}}^{\text{Atm/Oce/Hyd}} \\
 & \quad + q' \int_{1984}^t e^{-s(t-\tau)} \chi_{2 \text{ ma}}^{\text{Atm/Oce/Hyd}}(\tau) d\tau + B_2 e^{-st},
 \end{aligned} \right. \quad (7.5)$$

where  $B_1$  and  $B_2$  denote constant viscoelastic initial conditions that will be determined with the other geophysical parameters of the model ( $k$ ,  $s$ ,  $q$ ,  $q'$ ) within the constraint that the residuals of the Euler-Liouville equation system (7.5) are minimized (using least square adjustment), and that the product  $qk'_2$  remains close to  $q'k_2$  (where  $k_2 = 0.2947$  [114] is the degree-2 elastic solid Earth pole tide Love number) since the complex Love numbers  $k_2(p)$  and  $k'_2(p)$  (where  $p = i\omega$ ) should have similar phases as demonstrated by Saito [132]. The elastic value of the degree-2 load Love number is assumed to be  $k'_2 = -0.3075$  [54].

### Derived model versus previous theories

The drift terms ( $E_1$ ,  $E_2$ ) represent the long-term viscoelastic behavior of the Earth's lower mantle. The remaining inverse relaxation time  $s$  represents the short-term (transient) viscoelastic mode, and first needs to be identified before solving for the other components of the model, as this is the only non-linear parameter of

the problem. It was identified to be  $\sim 1/10$  years $^{-1}$  by fitting the observations to the model. Fig. 7.10 shows how this relaxation time was determined minimizing the least squares criterion. This first result confirms the findings of Benjamin et al.

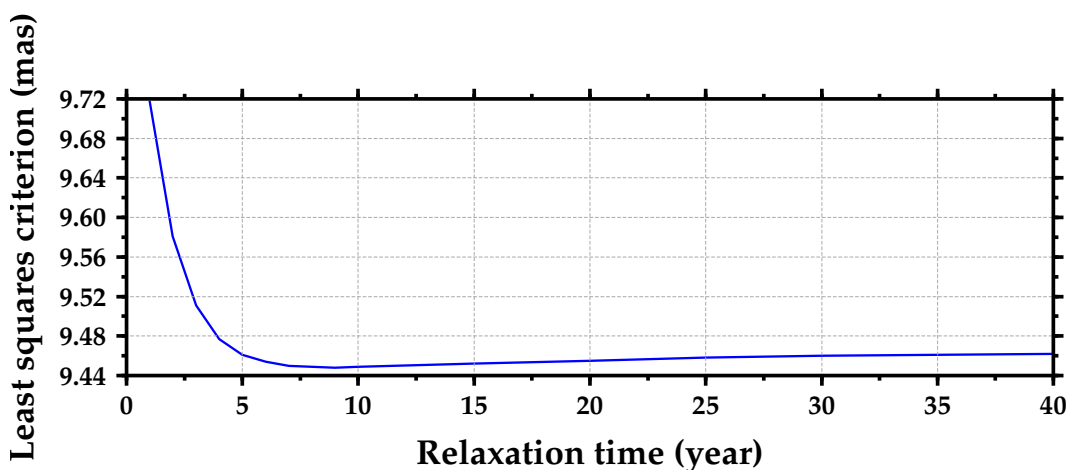


FIGURE 7.10: Variations of the least squares criterion for different values of the relaxation time  $\frac{1}{s}$ , over the 34-year time scale.

[12], who exhibited dissipative processes extending across the seismic period out as far as  $\sim 20$  years. The analysis in Peltier et al. [113] led to unchanged conclusions about the benefit of determining a rheology with two characteristic time scales where  $s_1 \ll s_2$ , to simultaneously fit free oscillations ( $s_2$ ) and postglacial rebound data ( $s_1$ ), giving us confidence that the inferences for our derived model are robust. The Laplace domain form of the Love numbers  $k(t)$  and  $k'_2(t)$  from equations (7.4) can be written as

$$\begin{cases} k(p) = k + \frac{q}{p + s} \\ k'_2(p) = k'_2 + \frac{q'}{p + s}, \end{cases} \quad (7.6)$$

Once the elastic ( $k$ ) and viscoelastic ( $q, q'$ ) geophysical parameters have been estimated, as well as the set of initial conditions ( $B_1, B_2$ ), from equations (7.5), one can then derive the following frequency-dependent values using equations (7.6)

$$\begin{cases} k_{\text{annual period}} = 0.353 - 0.007i \\ k_{18.6 \text{ year tide}} = 0.384 - 0.117i \\ k'_{2\text{annual period}} = -0.308 + 0.007i, \end{cases} \quad (7.7)$$

on the 34-year time scale. When starting the estimation in 1996, the polar motion observation uncertainty was reduced by a factor of 3.5 with respect to the period

1984–1995,

$$\begin{cases} k_{\text{annual period}} = 0.351 - 0.003i \\ k_{18.6 \text{ year tide}} = 0.376 - 0.034i \\ k'_{2\text{annual period}} = -0.308 + 0.003i, \end{cases} \quad (7.8)$$

or when starting the estimation in 2000, its uncertainty was reduced by a factor of 2 with respect to the period 1996–2000,

$$\begin{cases} k_{\text{annual period}} = 0.350 - 0.003i \\ k_{18.6 \text{ year tide}} = 0.373 - 0.031i \\ k'_{2\text{annual period}} = -0.308 + 0.003i, \end{cases} \quad (7.9)$$

and the relaxation time associated with the last two cases (solutions (7.8) and (7.9)) is also lowered to  $\sim 5$  years. Fig.7.11 shows the Bode diagrams of the three derived models, as well as their good consistency around the Chandler frequency, and for all frequencies between models (7.8) and (7.9). The model derived in (7.7) exhi-

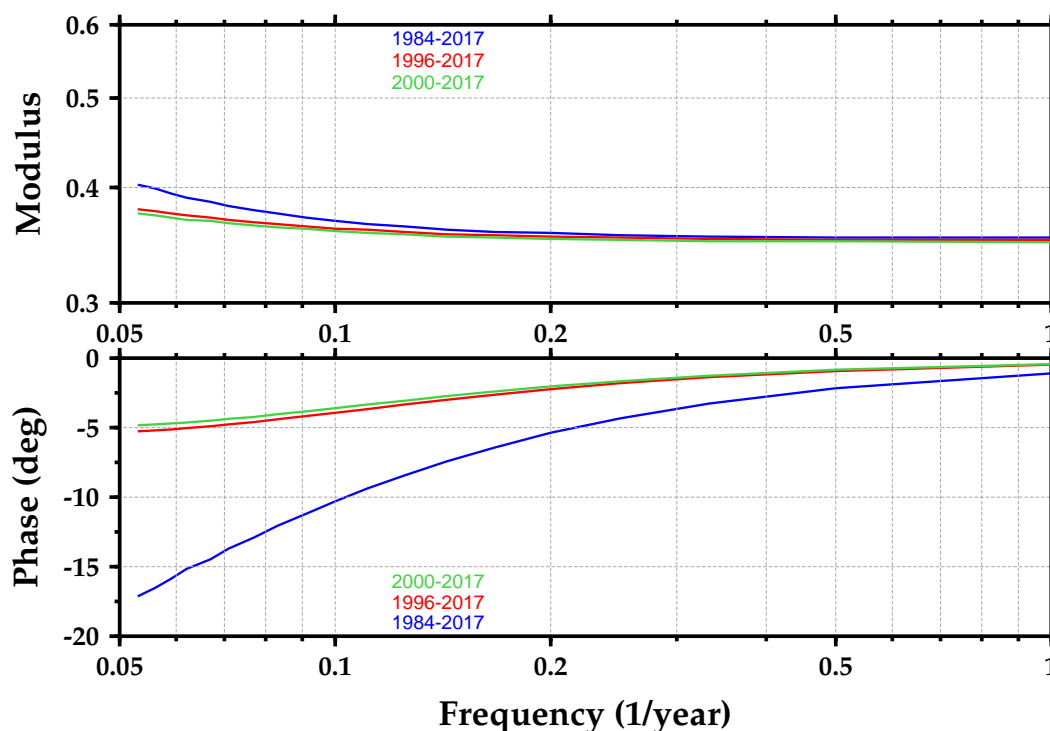


FIGURE 7.11: Bode magnitude (top) and phase (bottom) plots for the Laplace transform of the Love number  $k(t)$  estimated in (7.7), (7.8), and (7.9), over the time scales 1984–2017 (blue), 1996–2017 (red), 2000–2017 (green), respectively, for periods expressed in frequencies (1/year) ranging between 1 and 18.6 years.

bits a significant viscoelastic behavior, manifesting at decadal time scales (see its

increased phase lag for the 18.6 year tidal frequency in Fig.7.11), which may have to do with the reduced weight of GPS data in the coarser polar motion observations before 1995, while the hydro-atmospheric excitation functions of polar motion and the  $(\bar{C}_{2,1}^*, \bar{S}_{2,1}^*)$  time series may also be of lower quality. In addition, other potential sources of decadal excitations, such as the El Niño/La Niña events and the electromagnetic core-mantle coupling, are lacking in the geophysical models used in this study. These missing contributions also might explain part of the differences in the results obtained over the longest time scale (1984–2017). From 1996 onwards, the models obtained in (7.8) and (7.9) agree well with independent estimations (e.g.,  $k_{\text{annual/Chandler period}} = 0.353 - 0.003i$  in Seitz et al. [136],  $k_{im18.6 \text{ year tide}} = -0.028i$  in Benjamin et al. [12], or the R3 and R4 models of Nakada and Karato [103]), but the shorter time spans also tend to limit the determination of the relaxation time and viscoelastic properties for the 18.6 year tide.

Yet, taking into account the Earth's viscoelastic response, derived from such models, provides a reasonable explanation for the observed discrepancies between the Earth's figure axis and the traditional elastic modeling of the mass-related excitation of polar motion, as can be seen in Fig. 7.12, where

$$\begin{cases} \psi_{1 \text{ elastic}} = \frac{k}{k_s} x + (1 + k'_2) \chi_{1 \text{ ma}}^{\text{Atm/Oce/Hyd}} \\ \psi_{2 \text{ elastic}} = \frac{k}{k_s} y - (1 + k'_2) \chi_{2 \text{ ma}}^{\text{Atm/Oce/Hyd}}, \end{cases} \quad (7.10)$$

denote the two equatorial mass-related excitations under elastic and

$$\begin{cases} \psi_{1 \text{ viscoelastic}} = \psi_{1 \text{ elastic}} + \frac{q}{k_s} \int_{1984}^t e^{-s(t-\tau)} x(\tau) d\tau \\ + D_1 + E_1 t + q' \int_{1984}^t e^{-s(t-\tau)} \chi_{1 \text{ ma}}^{\text{Atm/Oce/Hyd}}(\tau) d\tau + B_1 e^{-st} \\ \psi_{2 \text{ viscoelastic}} = \psi_{2 \text{ elastic}} + \frac{q}{k_s} \int_{1984}^t e^{-s(t-\tau)} y(\tau) d\tau \\ - D_2 - E_2 t - q' \int_{1984}^t e^{-s(t-\tau)} \chi_{2 \text{ ma}}^{\text{Atm/Oce/Hyd}}(\tau) d\tau - B_2 e^{-st}, \end{cases} \quad (7.11)$$

viscoelastic assumptions, using the two last equations in (7.5). Nakada and Okuno [104] showed that the long-term evolution of the polar wander is significantly sensitive to the low viscosity of the  $D''$  layer of the deepest Earth's mantle, essentially through rotational potential viscoelastic perturbations of the polar motion. As a consequence, reproducing this type of analysis in some years or so would enable us to benefit from accurate polar motion observations over a long enough time span

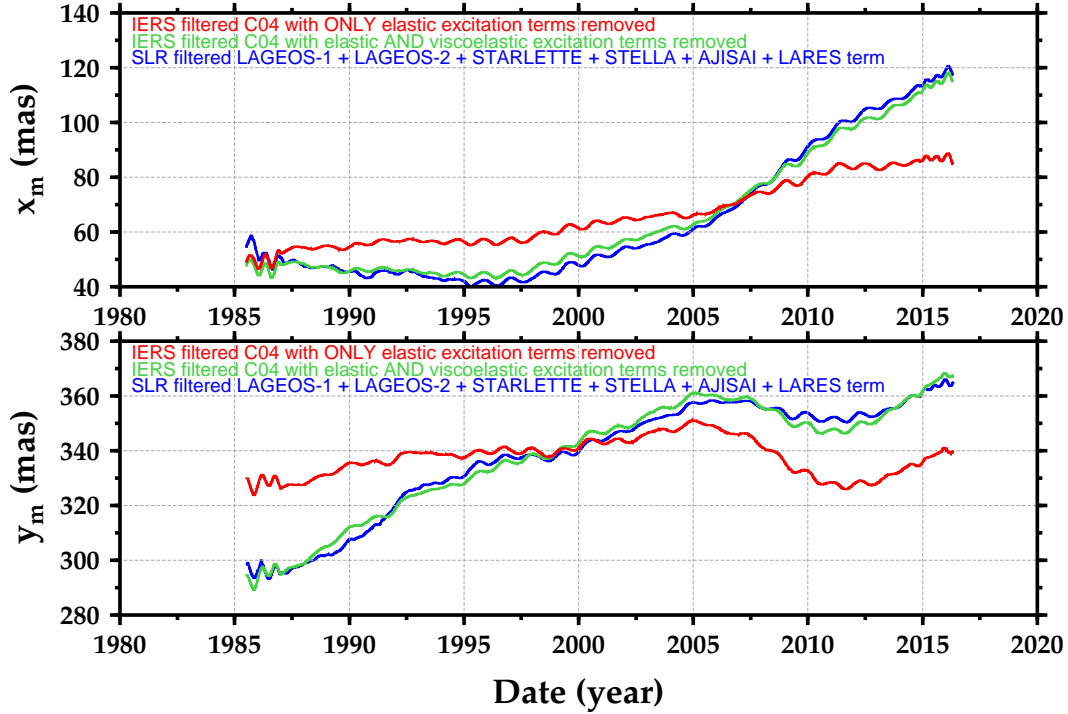


FIGURE 7.12: Filtered motion of the Earth's figure axis (combined solution of LAGEOS-1, LAGEOS-2, Starlette, Stella, Ajisai, and LARES ( $\bar{C}_{2,1}^*$ ,  $\bar{S}_{2,1}^*$ ); blue :  $-\sqrt{\frac{5}{3}} \frac{MR_e^2}{C-A} \bar{C}_{2,1}^*$  (top),  $\sqrt{\frac{5}{3}} \frac{MR_e^2}{C-A} \bar{S}_{2,1}^*$  (bottom)) and mass-related excitations of polar motion under elastic (red :  $\psi_1$  elastic (top),  $\psi_2$  elastic (bottom)) and viscoelastic (green :  $\psi_1$  viscoelastic (top),  $\psi_2$  viscoelastic (bottom)) assumptions, in mas.

(at least 1996–2022) to further improve our knowledge of the relaxation time, while validating the derived Love number  $k$  value for the 18.6 year tide from (7.8) and (7.9), in order to infer the viscosity structure of the deep lower mantle, including the  $D''$  layer, a crucial quantity in discussing mantle dynamics.

## 7.6 Conclusions

The poorly observed lowermost degree coefficients of the time variable Earth's gravity field have been consistently recovered using 34 years of SLR observations to a variety of historical high orbiting LAGEOS and low orbiting Starlette, Stella, Ajisai, and LARES spherical satellites. In particular, we took advantage of the different altitudes of the geodetic spheres to determine the gravitational coefficient of the Earth. The value of  $GM$  obtained with this analysis,  $398600.4420 \text{ km}^3\text{s}^{-2}$ , is larger than the previous determination [126], in whole or in part due to the correction of small but significant errors in the processing of laser ranging data, including tropospheric corrections, station bias, height, as well as station-dependent satellite



CoM value uncertainties. The resulting uncertainty considering all of the indicated errors of this solution for  $GM$  is estimated to be no greater than  $0.0003 \text{ km}^3\text{s}^{-2}$ . The degree-2 order-1 spherical harmonic potential coefficients also benefitted from the combination, but the geocenter motion estimate did not. Indeed, the unmodeled satellite signature effect, affecting the height recovery of numerous SLR stations (relying on the above satellites' observations), does not reflect in the formal errors and may especially affect the solved for  $Z$  geocenter coordinate.

Polar motion observations were additionally used, with the previously derived figure axis variations, to constrain Earth's inelasticity at periods till 18.6 years. For solving this issue, we derived the full Stokes coefficients including the pole tide model, not applying corrective models based upon the quasi-elastic approximation of the mantle rheology. Our results are essentially sensitive to the deeper part of the lower mantle, and so should mostly be interpreted as constraints on the deepest  $D''$  layer viscosity at the decadal time scale. As it is clear that the Earth behaves differently over different time scales, the viscoelastic contribution to the pole tide perturbation should be further investigated. This is, among other things, a necessary step to estimate accurately recent ice melting, and sharpen our knowledge of the Earth's response to present day climate change. Table 7.5 summarizes the main strengths and weaknesses of the solution strategy deployed in this study.

TABLE 7.5: Strengths and weaknesses of the approach described in this study.

Strengths	Weaknesses
Constraints on the deep Earth's rheology from the (2,1) coefficients Self-consistent determination of the low-degree geopotential terms	Decadal geophysical excitation models not available
Mitigation of SLR station ranging/height modeling inaccuracies Insensitivity of the results to satellite CoM offset errors Observability improved via a monthly and multi-satellite strategy	Troposphere correction errors not negligible for <i>GM</i> Remaining satellite signature effects

The question of the need to refine the value of  $GM$  is raised. An asset would be to help improving the determination of the scale of the terrestrial reference frame. Indeed, the scale offset between SLR and VLBI solutions is currently at the level of 1.37 ppb at epoch 2010.0 in ITRF2014 products [5]. The scale factor from VLBI is independent of errors in the value of  $GM$  contrary to SLR's, but the gravitational deflection of VLBI antennas is another particular error detrimental to scale estimations. Yet, it can be noted that the 1.3 ppb increase in  $GM$  identified in the present analysis would lead to reduce the current scale discrepancy, between these two combined solutions building the ITRF2014, from 1.37 ppb to 0.3–0.5 ppb, at epoch 2010.0.

The use of satellites designed to ensure single-reflector returns, such as BLITS, Westpac-1 or Larets, simultaneously with at least one dedicated SLR station like the new generation of systems (see the efforts of McGarry et al. [86]), whose biases could be carefully monitored, would be enough to derive an accurate  $GM$  value over a few years. The future improvement of the precision and accuracy of the ITRF origin will depend on the inclusion of other satellites than the two LAGEOS, like the Jason altimeter missions or possibly the Larets satellite, allowing the laser reflection from essentially one corner cube, from the twenty first century and beyond. Other geodetic techniques like GPS and DORIS could be useful to reach the target accuracy of 0.1 mm/y in the realization of the ITRF origin relative to the center of mass of the Earth system [97].

The authors wish to acknowledge Dr. Richard Biancale for his longstanding commitment to embrace the work presented in the paper.

#### **Author Contribution Statement**

A.C., C. B., F.M., K.C., M.G., and P.E. designed the research ; A.C., C. B., F.M., K.C., and M.G. performed the research ; A.C., F.M., K.C., and M.G. analyzed the data ; A.C. wrote the paper.

#### **Data Availability Statement**

This work takes advantage of the ILRS data [110]. The SLR tracking data over the low Earth Starlette/Stella, Ajisai, LARES, Jason-2/OSTM, and medium Earth LAGEOS-1/2 satellites are available online ([ftp://cddis.gsfc.nasa.gov/pub/slr/data/npt\\*](ftp://cddis.gsfc.nasa.gov/pub/slr/data/npt*)). The combined LAGEOS-1–LAGEOS-2–Starlette–Stella–Ajisai–LARES estimations of the figure axis components ( $\bar{C}_{2,1}$ ,  $\bar{S}_{2,1}$ ) obtained in this work are available to download from the website <https://syrtte.obspm.fr/~bizouard>.

## CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Nous avons conçu et développé une chaîne de traitement des observations DORIS, GPS, et SLR pour la détermination cohérente des trois premiers degrés du géopotential en minimisant l'effet des sources d'erreurs systématiques.

L'essentiel des analyses présentées tout au long de ce travail de thèse met en oeuvre de nouvelles approches pour la détermination des termes associés aux trois premiers degrés du champ de pesanteur terrestre, qui sont aussi les moins connus. A la fin des Chapitres 4, 6 et 7, nous avons aussi montré comment ces déterminations peuvent améliorer notre compréhension des processus géophysiques globaux et mieux contraindre la rhéologie terrestre.

Le plus grand défi à relever pour la géodésie spatiale restera d'assurer une stabilité à long terme des différents systèmes de mesure. C'est précisément ce besoin qui doit être appuyé pour assurer une prévision fiable de l'augmentation du niveau moyen des mers dans chaque région côtière de la surface de la Terre, et pas "simplement" à l'échelle du globe (comme c'est le cas aujourd'hui). La machine dynamique, aussi complexe que passionnante, qu'est la Terre réserve encore bien des surprises à tous ceux qui l'examinent avec attention. Par exemple, est ce que l'origine de l'oscillation de Markowitz inexplicée de son axe de rotation ne serait pas liée à un mouvement décennal de son noyau fluide, comme évoqué au Chapitre 6 ? Egalement, pourquoi son centre de masse roule-t-il annuellement sur le grand cercle  $90^\circ$  Est, comme nous l'avons observé au Chapitre 4 ? Parvenir à une compréhension synthétique de ces changements globaux de masses, qui s'expriment de manière variée par le mouvement de géocentre ou les variations des axes d'inertie et de rotation, pourraient aider à mieux cerner comment l'énergie thermique provenant du Soleil est convertie en énergie mécanique au fil des saisons, et comment elle régit l'évolution climatique.

Stimulé par les résultats obtenus, nous poursuivrons les activités entamées avec les équipes du Laboratoire d'Etudes en Géophysique et Océanographie Spatiales (LEGOS), pour évaluer l'impact de la modélisation du mouvement de géocentre (avec son incertitude) sur le niveau moyen des mers (notamment aux échelles régionales). En parallèle, un groupe de travail vient d'être proposé et entériné à l'Internatio-

nal DORIS Service (IDS) pour mettre en place une observation DORIS officielle du géocentre par les centres d'analyses IDS, basée sur les conclusions de l'article Couhert et al. [38]. Dans l'avenir de telles données pourraient contribuer à la détermination de l'origine des prochaines versions de l'ITRF. Enfin, un projet INSU-PNTS (Programme National de la Télédétection Spatiale de l'Institut National des Sciences de l'Univers) sera prochainement déposé, en collaboration CNES-ENS-IGN, pour combiner et comparer les observations géodésiques et géophysiques, ainsi que les différentes méthodes de détermination du mouvement de géocentre, des échelles de temps annuelle à séculaire, auxquelles sont sensibles le référentiel terrestre et le niveau moyen des mers.

Enfin ces travaux nous ont montré que les modèles standards dans la réduction des observations de géodésie spatiale présentaient des lacunes significatives et qu'une évolution des Conventions IERS pourrait être envisagée, au sujet de

- la mise à jour de la valeur de la constante gravitationnelle géocentrique,
- l'introduction d'un modèle de mouvement saisonnier du géocentre,
- l'ajout de la contribution viscoélastique à la marée polaire ( $\sim 20$  mas sur le mouvement terrestre du pôle d'après les estimations présentées dans les Chapitres 6 et 7).

Le nouveau président de l'Association Internationale de Géodésie (International Association of Geodesy, IAG), Zuheir Altamimi, a justement demandé récemment qu'un groupe de travail sur le mouvement de géocentre soit créé pour répondre à ce deuxième point. A ce propos, il serait intéressant que l'International GNSS Service (IGS) intègre désormais certains satellites bas, comme Jason-2/3, dans la résolution des orbites et horloges des satellites GNSS. Cela permettrait notamment de pouvoir obtenir ces données directement référencées par rapport au CM de la Terre, comme détaillé au Chapitre 5. Concernant le premier point, la recherche d'un meilleur accord entre les facteurs d'échelle obtenus par les techniques SLR et VLBI (pour atteindre une stabilité de 0.02 ppb/an, soit 0.1 mm/an) pourrait sans doute servir à identifier la valeur de  $GM$  optimale, à condition de bien maîtriser les autres sources d'erreurs intervenant dans ces deux déterminations indépendantes. Pour y parvenir une campagne de mesure sur quelques années serait suffisante : une station laser de référence serait calibrée finement de manière à être exempte de biais pour obtenir  $GM$  le plus exactement possible si, bien entendu, la correction de centre de masse des satellites, associée à la station considérée, est connue avec une précision et une exactitude millimétrique. Si cela n'était pas possible, il faudrait

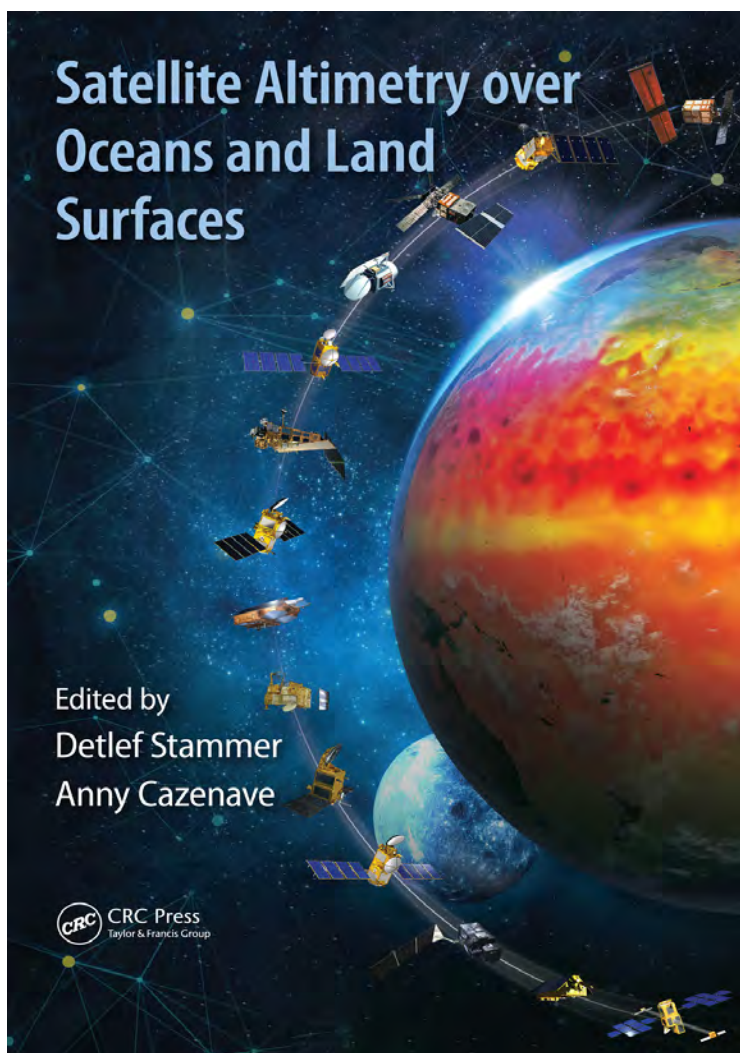
peut être songer à une mission spatiale dédiée pour éliminer dans les résidus toute signature dépendant de l'élévation, comme un satellite équipé d'un coin de cube unique. Le lancement de nouveaux satellites laser passifs pourrait aussi être étudié, afin d'apporter une contribution substantielle à la constellation en place, et renforcer la combinaison des coefficients sur ces bas degrés. Enfin, les rendez-vous que sont les Unified Analysis Workshops (UAWs), co-organisés tous les deux ans par l'IAG, le GGOS et l'IERS, pourraient être le bon endroit pour confronter les différentes techniques de mesures de géodésie spatiale autour de ces thématiques communes, plutôt que d'analyser séquentiellement leurs erreurs systématiques. Il serait en effet illusoire de penser qu'une seule technique est suffisante pour atteindre les objectifs d'exactitude et de stabilité long terme millimétriques, fixés par ces mêmes entités, sur ces paramètres globaux.

A l'avenir, la modernisation des technologies SLR semble s'orienter vers l'utilisation de lasers à haute cadence et faible énergie par impulsion, qui permettent de distinguer chaque coin de cube d'un réflecteur, et ainsi de pouvoir remonter aux effets de signature optique. Le défaut de répartition du réseau de stations SLR pourrait en premier lieu être compensé par une coordination des tirs laser à l'échelle internationale, notamment entre les hémisphères Nord et Sud. Egalement, l'émergence des communications laser [155] par l'industrie pourrait, d'ici quelques années, complètement révolutionner le paysage actuel, en terme de répartition et surtout de nombre de stations SLR disponibles pour les applications en géodésie spatiale. Si de tels projets venaient à voir le jour et se généraliser, ce pourrait être une source financière de développement inespérée. Enfin, dans l'optique de parvenir à réduire l'incertitude sur notre connaissance des bas degrés du champ de pesanteur terrestre (comme le mouvement du géocentre, par exemple), il serait utile d'améliorer la colocalisation des stations SLR [53] avec celles du réseau DORIS, pour lequel un travail a déjà été mené sur son homogénéité et son rattachement à des stations GNSS (projet REGINA : REseau GNSS pour l'IGS et la NAVigation). Cela permettrait de supprimer les différences dues aux réseaux, lors de l'estimation de ces paramètres par chaque technique géodésique. Cela accompagnerait sans doute l'évolution qui consiste à automatiser le fonctionnement du système de mesure SLR pour qu'il ne soit plus dépendant de l'activité de l'homme, car il pourrait être coûteux de maintenir une présence humaine permanente dans des endroits inhospitaliers comme le Groenland ou l'Antarctique, où sont déjà implantées des balises DORIS.

Enfin, la phase totalement opérationnelle de la constellation Galileo, prévue pour

2020, permettra, grâce à l'apparition de récepteurs GNSS bi-constellations GPS+Galileo en orbite (comme sur la série des prochains satellites Jason-CS/Sentinel-6, successeurs de Jason-3), d'évaluer les erreurs systématiques de chacune de ces constellations dans les futures estimations du mouvement de géocentre combinant les observations GNSS à celles d'un satellite bas. En ce qui concerne le système de mesure DORIS, le nombre de satellites d'altimétrie embarquant de tels récepteurs devrait être multiplié par deux d'ici quelques années, en passant d'une constellation de 7 satellites actuellement, à une douzaine de satellites en vol simultanément. Les nouvelles missions HY-2C (Haiyang, de l'agence spatiale chinoise) et SWOT (Surface Water Ocean Topography, NASA/CNES), prévues pour 2020 et 2021, vont en outre être lancées sur de nouveaux types d'orbites, qui permettront ainsi de mettre en évidence les erreurs résiduelles liées à la géométrie de la trajectoire parcourue (cf. la modélisation de la pression de radiation solaire), sur le mouvement de géocentre obtenu par DORIS. De nouvelles méthodes, telle que celle proposée par Rogister et al. [128] utilisant des mesures gravimétriques au sol, méritent d'être approfondies pour mieux contraindre les différentes observations de ce mouvement. Egalement, la poursuite de réflexions autour de récepteurs hybrides DORIS+GNSS doit être encouragée (le CNES et le JPL ont tous deux des projets dans cette direction), car ceux-ci constitueraient un système de mesure complet et permettant de minimiser leurs erreurs systématiques (réduction possible du coût d'embarquement et de l'effet de l'Anomalie Sud Atlantique sur les OUS DORIS avec les récepteurs de Sentinel-3 qui utilisent la même horloge, ...) sur le long terme.

## CHAPITRE CO-ÉCRIT DU LIVRE "SATELLITE ALTIMETRY OVER OCEANS AND LAND SURFACES"



### 1 Satellite Radar Altimetry *Principle, Accuracy, and Precision*

*Philippe Escudier, Alexandre Couhert, Flavien Mercier,  
Alain Mallet, Pierre Thibaut, Ngan Tran, Laïba Amarouche,  
Bruno Picard, Loren Carrere, Gérald Dibarboure,  
Michaël Ablain, Jacques Richard, Nathalie Steunou,  
Pierre Dubois, Marie-Hélène Rio, and Joël Dorandeu*

#### 1.1 INTRODUCTION

Radar altimetry was, very early in the development of space technology, identified as a key technique to provide essential information on solid Earth and ocean dynamics (see Williamstown report, Kaula 1969). This results from the fact that several important geophysical phenomena impacting the sea surface topography can be monitored using this measurement (see Chapters 4 to 11):

- *Earth gravity.* The geoid (equipotential surface of the Earth gravity field) is the largest signal in amplitude of topography undulations with respect to an ellipsoid (hundreds of meters). It includes large-scale signals related to Earth interior heterogeneity and short-scale signals related to bathymetry.
- *Ocean dynamics.* The ocean is a turbulent fluid the dynamics of which include multiple time and space scales (see Figure 1.1). Altimetry provides integral information on an ocean's physical state (current speed, temperature, and salinity) from surface to the bottom that is key to monitoring these dynamics.

Moreover, space altimetry techniques have proved to be efficient for non-ocean surfaces in monitoring such features as rivers, lakes, ice, snow, and so on.

In this chapter, we provide:

- An overall description of the measurement principles (Section 1.1.2)
- A detailed description of the measurement built up (Sections 1.2–1.6)
- A historical perspective of satellite radar altimetry (Section 1.1.1)
- An overall view of the performance requirements (Section 1.1.3)
- A detailed description of error budgets and sampling performance is given in Sections 1.7 and 1.8.

#### 1.1.1 SATELLITE ALTIMETRY MEASUREMENT PRINCIPLE

Satellite altimetry calculation results from the combination of two measurements. The first one is the estimation of the satellite altitude with respect to an Earth reference ( $H$ ), while the second is the measurement of the distance between the satellite and the targeted surface ( $D$ ). By subtracting this distance to the satellite altitude, one obtains the required elevation of the targeted surface with respect to the reference (Sea Surface Height (SSH)):

$$SSH = H - D \quad (1.1)$$



Although ocean waveforms are relatively stable over the ocean (except for speckle noise variation) and fit the Brown model well, waveforms from heterogeneous surfaces (coastal zones, inland waters, sea ice regions, and ice sheet areas) have chaotic shapes, introducing additional complexity in the process to derive geophysical information from the raw measurements (see Chapter 14 and Chapter 15).

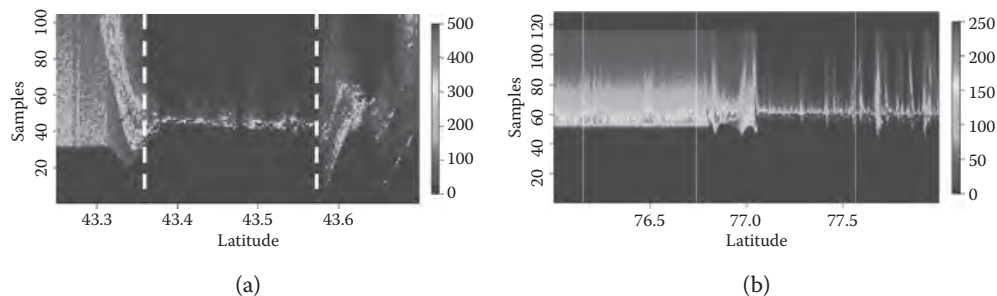
Two examples are given in Figure 1.19: Jason-2 flying over an inland water region and SARAL/AltiKa over a sea ice region. The Figure 1.19a shows a transition from ocean waveforms to specular waveforms corresponding to returns from calm water surfaces and then a second transition over inland waters. The center of the image shows very specular waveforms generated by a small and isolated reflection from a single target, but the right-hand portion of the Figure 1.19a shows that the altimeter waveforms become very complex due to multiple reflections coming from small reflective surfaces of different origins. The Figure 1.19b shows similar transitions seen by SARAL/AltiKa, when the altimeter flies over open ocean (left part of the Figure 1.19b) to ice-covered regions (specular waveforms on the right-hand side of the Figure 1.19b).

Chapter 15 describes precisely the methodologies that can be used to analyze these non-ocean waveforms. Several strategies can be adopted using purely empirical methods such as threshold retracers (Davis 1995, 1997; Lee et al. 2008), center of gravity retracers (Wingham et al. 1986), or retracers based on physics for open ocean waveforms. An overview of these algorithms is given in Vignudelli et al. (2011). Recent research has tried to define methods that can guarantee a good continuity of observation from the open ocean to coastal zones (Passaro et al. 2014) or from the open ocean to sea ice regions (Poisson et al. 2016b) as well as from coastal zones to inland waters.

## 1.4 PRECISE ORBIT DETERMINATION

For altimetry missions, knowledge of the satellite altitude is essential because it provides the reference for the nadir altimeter range measurement. Fortunately, the dynamics of a satellite in circular orbit implies that the average radial value is very stable due to the third Kepler law: a good along-track measurement implies that the semi-major axis is well known and so is the average radial component. To compute precise trajectories, one has to combine measurements with precise modeling of the dynamics of the spacecraft.

Two major measurement systems are used for POD of such satellites: DORIS and GPS. They have excellent characteristics for the along-track observation that, combined with trajectory modeling, allow precise monitoring of satellite altitude. In complement, laser ranging from laser retroreflectors



**FIGURE 1.19** Example of Jason-2 Ku band waveforms over inland waters (a) and SARAL/AltiKa Ka band waveforms over sea ice (b). The images show a set of consecutive waveforms along the orbit at increasing latitudes (20 Hz rate for Jason, 40 Hz for SARAL/AltiKa). Each column represents a waveform of  $N$  samples ( $N = 104$  for Jason and  $N = 128$  for SARAL). Colors indicate the amplitude of the waveform range gates from dark blue for the noise level observed on the first samples to red, observed for the most energetic samples, 40 for Jason and 60 for SARAL.

**TABLE 1.3**  
**Orbital Characteristics (geodetic phases not considered here)**

	T/P, Jason	Envisat	CryoSat-2	Altika	HY-2A	Sentinel-3
Altitude (km)	1336	782	717	800	971	814
Period (s)	6746	6036	5952	6036	6267	6060
Inclination (deg.)	66	98.6	92	98.6	99.3	98.6
Sun synchronous		x		x	x	x
Cycle (days)	9.9	35	369	35	14	27

on board the spacecraft have been used either as a primary measurement source (early missions) or as independent calibration and validation information.

Table 1.3 shows the different orbit characteristics of the altimetry satellites used in altimetry products since the beginning of the high-precision altimetry era.

## 1.4.1 ORBIT DETERMINATION TECHNIQUE

### 1.4.1.1 Performance Requirements

To be able to sample adequately the major ocean signals and in particular large-scale signals, the radial orbit performance is a key element. Since 2003, radial orbit performance of 1 cm root mean square (RMS) have been achieved. To monitor MSL trends at the regional level, further requirements regarding the long-term stability of the orbit are needed (see Chapter 5, Nerem et al.).

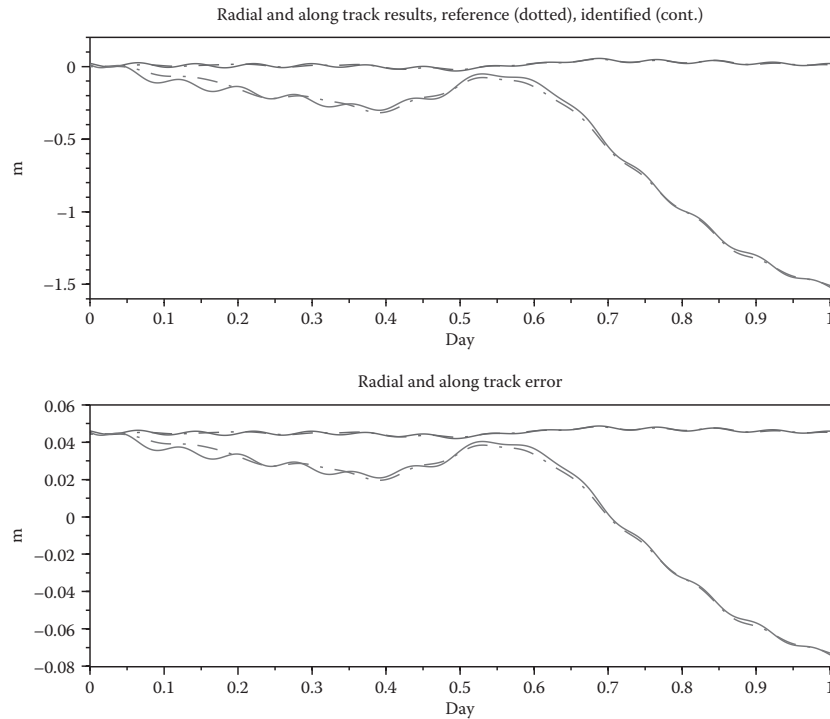
New altimetry techniques (interferometry) require short-term accuracy characteristics. The mission requirement is thus expressed using a spatial frequency spectrum (Fu et al. 2009). A new difficulty to be considered is that the frequencies of interest correspond to errors over very short periods of time (less than 100 s), where the characteristics of the satellite dynamical environment are not precisely known.

### 1.4.1.2 Radial Error Properties

For circular orbits, an error  $\delta a$  in the semi-major axis produces about  $10 \delta a$  along-track error per orbit, and for 1 day, this corresponds to about  $130 \delta a$  for the Jason orbit. If the dynamic model is correct for 1 day's duration, an along-track error variation of 10 cm/day will produce an error in the semi-major axis of only 0.7 mm. The average radial error is of this order of magnitude.

For the radial error, the other significant parameter is the eccentricity error  $\delta e$ . The corresponding along-track error is an oscillation at the orbital period of amplitude  $2 \delta e * a$ . The radial error is also an oscillation at the orbital period of amplitude  $\delta e * a$ . If we suppose the along-track oscillation observed with an error noise of 10 cm on each orbit, uncorrelated, this produces a radial error of 1.4 cm (RMS) amplitude. To efficiently use these properties, it is of course necessary to have dynamical models that are precise over a sufficient duration (typically 1 day). This is a compromise between the quality of the measurements (which allows reducing the observation arc length) and the quality of the force models (which allows longer arcs, thus increasing the number of contributing measurements).

The following simplified synthetic approach illustrates how the radial performance of 1 cm RMS is now reachable for missions such as Jason (Figure 1.20). It shows an example of the possible performance with a parameterization corresponding to a 1-day arc dynamic orbit (see Table 1.5). The measurements are the along-track positions, with a 20-min sampling and 5-cm error noise. For this example, the radial bias is below 1 mm, and the RMS value is 7 mm. This is an ideal case; assuming a perfect model for the orbit dynamics (only a small along-track model error), the measurement errors and the dynamic errors are unbiased, but this shows how the radial performance of 1 cm RMS (now on Jason, for example) is achievable.



**FIGURE 1.20** Orbit determination characteristics in the radial (blue, and along-track (green) directions. Example of achievable performance using a parameterization corresponding to a 1-day arc dynamic orbit (see Table 1.5).

### 1.4.2 ORBIT DETERMINATION MEASUREMENT SYSTEMS

Different tracking systems are classically used for POD: satellite laser ranging (SLR), DORIS, or GPS. The observations are usually derived from the propagation time of a signal between the satellite and the Earth or another satellite. The signal can be in the visible domain (laser ranging (Pearlman et al. 2002)), radio frequency (DORIS [Willis et al. 2010], or GPS (Dow et al. 2009)).

For radio-frequency systems, ionospheric propagation effects are corrected; the models are not precise enough, and this is the reason for the use of dual-frequency measurement systems.

SLR was the first technology used by early altimetry missions (see Table 1.1). The measurement is a two-way propagation time: The laser impulse is emitted from the ground, reflected by the satellite retroreflector array, and received on the ground. The advantage of the two-way measurement is that it is not limited by clock errors such as for DORIS or GPS. The usual wavelength is 585 nm (green). The International Laser Ranging Service (ILRS; Pearlman et al. 2002) is coordinating the SLR activities for geodesy. The difficulty in using SLR is the ground network, which is not homogeneously distributed. Also, the station performance is not homogeneous. So, in order to have a stable orbit performance, SLR data are not directly used in current operational products. As a consequence, the specific models needed to achieve sub-centimeter SLR measurement modeling are not detailed further. But the SLR contribution is essential because it is used as an external and absolute validation of the radial performance.

The DORIS system was developed specifically for the orbit determination of satellites for orbits ranging from 500 to 2000 km (Tavernier et al. 2003). The system uses ground transmitters (ground network of 50 stations), and the measurement is the phase of the signal propagating from the ground to the onboard DORIS receiver (400 MHz and 2 GHz). An important characteristic of the DORIS system is the homogeneity of the ground station network; Figure 1.21 shows the network visibilities for Envisat.



---

**TABLE 1.4**  
**Measurement Parameters to Be Estimated**

Name	Parameters
DORIS	Zenith troposphere delay, per pass Transmitter frequency bias, per pass
GPS	Ambiguities, per pass Receiver clock offset, at each epoch

---

### 1.4.3 SATELLITE TRAJECTORY MODELING AND PARAMETERIZATION

The satellite position is not directly measured. It is necessary to combine the measurements with *a priori* information on the satellite trajectory to meet the required orbit accuracy. For that purpose, a parametric model describing the trajectory is constructed. This model has to take into account the various forces acting on the satellite: Earth's gravity and other gravity effects (planets, tides), atmospheric drag, solar radiation pressure, and so on. The amplitude of the perturbations induced by these forces varies according to the orbital characteristics (altitude, inclination, eccentricity). As an example, the T/P altitude was selected in order to minimize the unmodeled effects of Earth's gravity and of atmospheric drag.

To use these models to reconstruct the precise trajectory followed by the satellite, parameters need to be estimated. This estimation is done through an optimization process (least square adjustment, Kalman filtering, etc.) using tracking observations. This allows filtering out the tracking measurement noise and compensation for potential interruptions in those measurements. (The GPS system allows direct positioning of a mobile but with an accuracy limited to the 5-cm class, using dual-frequency, pseudo-range, and phase.)

The minimal set of parameters to be estimated is the initial position and velocity of the satellite (six parameters), but other components are not well known; the atmospheric density, as an example, is fluctuating with space and time, and the interactions of the satellite with the surrounding atmosphere are not precisely known. Thus, it is necessary to adjust model parameters to deal with these errors.

The dynamic system corresponding to a satellite flying on a circular orbit has a resonance frequency at the orbital period  $\omega$ . Thus, if we consider a reference orbit, a very small periodic perturbation with a frequency close to  $\omega$  will produce oscillations around the reference orbit with an important amplification. For example, for the drag effect or for the solar radiation pressure, the modeling precision is not sufficient to achieve a 1-cm radial error on 1 day. To avoid such errors at the orbital period, empirical accelerations at the frequency  $\omega$  are adjusted (Colombo 1989). The tracking measurements must also be sufficiently dense along the orbit to allow a correct estimation of these unstable eigenvalues of the system.

Table 1.5 shows the set of parameters estimated for Jason POD. In the dynamic configuration, 16 parameters describing the satellite trajectory are estimated for 1 day. This parameterization is sufficient to achieve a centimeter radial performance. No constraint is applied on the parameters. To have a stable performance, the dynamic orbits are computed over a complete cycle (9.9 days).

However, thanks to the high quality of the tracking measurements, it is possible to increase the number of parameters to identify. These are called "reduced dynamic" solutions (Haines et al. 2003). The number of parameters raises to about 100 (Table 1.5); but there are some constraints in order to stabilize the parameter values, so this number of parameters is not directly comparable to the dynamic configuration. The reduced-dynamic parameterization is usually more constrained (less parameters or higher constraints) for DORIS-only than for GPS-based solutions. The constraints  $\tau$  in Table 1.5 are relative constraints: The difference in the accelerations  $a_i$  and  $a_{i+1}$  between successive segments is constrained with a covariance  $\tau$ . The acceleration global bias is not constrained;



**TABLE 1.5**  
**Parameterization Used for Present Products (Dynamic and Reduced-Dynamic Orbits) Jason GPS/DORIS Case (Couhert et al. 2015); Daily Number of Parameters in Brackets**

Name	Dynamic	Reduced-Dynamic GPS
Initial conditions	Position, velocity (6)	Position, velocity (6)
Tangential const.	4 h segments (6)	30 mn segments (48), $\tau = 1.10^{-9} \text{ ms}^{-2}$
Tangential periodic $\omega$	24 h segment (2)	112 mn segments (26), $\tau = 5.10^{-10} \text{ ms}^{-2}$
Normal periodic $\omega$	24 h segment (2)	112 mn segments (26), $\tau = 2.10^{-9} \text{ ms}^{-2}$
DORIS weight	1.5 cm over 10 s	1.5 cm over 10 s
GPS weight (phase)	2 cm	2 cm
GPS weight (code)	20 m	20 m

this allows absorbing the same errors as in the dynamic solutions. Due to the important number of parameters, the orbit errors become uncorrelated after 1 day, so the reduced-dynamic orbits can be computed on a daily basis (instead of over several days for the dynamic case).

#### 1.4.4 MAJOR MODELING EVOLUTION SINCE THE BEGINNING OF THE 1990s

The T/P mission pointed out the close relationship between successive gravity modeling improvements and associated leaps forward in radial orbit accuracy (nearly a factor of 10, from a 13-cm RMS mission goal to 2–2.5 cm achieved rapidly after launch) (Bertiger et al. 1994; Marshall et al. 1995). This is of primary interest in monitoring the change in the height of the ocean surface. For the successor missions, Jason-1 and Jason-2, orbits with a radial precision of 1-cm RMS (Luthcke et al. 2003; Choi et al. 2004; Haines et al. 2004) and 7-mm (Jalabert et al. 2015), respectively, have been achieved.

Since the launch of Jason-1 (the T/P follow-on mission), GDR-A1\* orbits were computed at the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) Orbit Determination Department using ZOOM orbit estimation software. GDR-A stands for the precise orbits supplied for placement on the Geophysical Data Record's Version A that were released to the scientific community as of January 2002. At that time, the available dynamic models were initially inherited from those used for T/P. Since then, they have been progressively updated (see Table 1.6) based on the state-of-the-art set of International Earth Rotation and Reference Systems Service (IERS) geophysical standards (McCarthy 1996; McCarthy et al. 2004; Petit and Luzum 2010), the outcomes of the Gravity Recovery and Climate Experiment (GRACE) mission, and the successive versions of the International Terrestrial Reference System (ITRS) realizations. The drivers that usually lead to the definition of new POD standards combine significant improvements in the gravity field, solid Earth/ocean/pole tide models (to account for the tidal perturbation of the geopotential), reference frame definition, and tracking station coordinates. Reducing gravity field errors is of utmost importance because they produce fixed geographically correlated errors (geographically correlated errors, or GCE, are the same for repeated ascending and descending overflights of the same region), which result in a bias in estimated SSHs. Until the launches of Jason-1 (December 2001) and Envisat (March 2002), the new Earth gravity field models were used. GRIM5-S1 (Biancale et al. 2000) was developed jointly by a German-French team (GeoforschungsZentrum [GFZ] and CNES/Groupe de Recherche en Géodésie Spatiale [GRGS]).

\* The Geophysical Data Record (GDR) is the science product of the altimetry missions. It includes every component of the altimetry measurement: distance measured by the radar and associated corrections to be applied, precise orbit determination, and so on. The algorithm used for data processing is documented, and various versions of this processing may have been applied: GDR-A, GDR-B, and so on.

**TABLE 1.6**  
**Progressive Improvements in Geopotential Models**

GDR-A (2002)	GDR-B (2005)	GDR-C (2008)	GDR-D (2012)
<b>Mean gravity field model</b> GRIM5-S1	EIGEN-CG03C	EIGEN-GL04S-ANNUAL	EIGEN GRGS.RL02bis. MEAN-FIELD
<b>Non-tidal TVG</b> Drifts in $C_{2,0}, C_{3,0}, C_{4,0}$	Unchanged	Drifts in $C_{2,0}, C_{2,1}, S_{2,1}, C_{3,0}, C_{4,0}$ + annual and semi-annual terms up to deg./ord. 50	Annual, semi-annual and drift terms up to deg./ord.50
<b>Solid Earth tides</b> IERS Conventions (1996)	IERS Conventions (2003)	Unchanged	Unchanged
<b>Ocean tides</b> <i>FES 95.2</i>	FES2004	Unchanged	Unchanged
<b>Atmospheric gravity</b> None	Only tides from Haurwitz and Cowler model	6-h NCEP pressure fields + tides from Haurwitz and Cowley model	6-h NCEP pressure fields + tides from Biancale and Bode model
<b>Pole tide</b> None	Solid Earth from IERS Conventions (2003)	Solid Earth and ocean from IERS Conventions (2003)	Solid Earth from IERS Conventions (2010)
<b>Terrestrial reference frame</b> ITRF2000	Unchanged	ITRF2005	ITRF2008

As a satellite-only model, the solution was based on analysis of gravitational satellite orbit perturbations and tracking data from 21 satellites (including T/P). Also contributing to the GDR-A orbit standards, the finite element solution, FES95.2, ocean tides model (Le Provost 1998) was derived by assimilating T/P satellite altimetry data.

In 2005, the switch to the GDR-B standard enabled the use of the gravity field combination model EIGEN-CG03C (Förste et al. 2005), based on surface data (gravimetry) as well as on the Challenging Minisatellite Payload (CHAMP) and GRACE satellite data. Given the proximity with the launch of the latter mission (March 2002), only 376 days of the GRACE mission data were used in the preparation of EIGEN-CG03C. As a consequence, non-tidal time-variable gravity (TVG) modeling was still limited to the inclusion of the secular rates for the degree 2, 3, and 4 of zonal harmonics of the gravity field expansion derived from SLR measurements. The GDR-B orbit solutions also benefited from the updated version of the FES2004 (Lyard et al. 2006) and the modeling of the solid Earth rotational deformation due to the polar motion (pole tide). These solutions included both dynamic (geopotential) and geometric (station displacements) corrections. The tidal part of the atmospheric gravity effects was accounted for by Haurwitz and Cowley (1973) and updated from Biancale and Bode (2006).

When the GDR-C orbit standards became operational (2008), the static gravity field was no longer a significant source of POD error. The main non-tidal time-variable components in the hydrosphere and cryosphere captured by the GRACE observations (Tapley et al. 2004) were modeled for the first time in the EIGEN-GL04S-ANNUAL mean gravity field, as annual and semiannual variations and are currently available at: [http://gravitegrace.get.obs-mip.fr/grgs.obsnip.fr/data/RL01/static/EIGEN\\_GL04S\\_ANNUAL.txt](http://gravitegrace.get.obs-mip.fr/grgs.obsnip.fr/data/RL01/static/EIGEN_GL04S_ANNUAL.txt). For extrapolation purposes, the GDR-C standards omitted the trend terms in the model because they were determined over a limited 2-year time span (the GRACE-derived trend terms from the later EIGEN-GRGS.RL02bis.MEAN-FIELD were used starting with the GDR-D standards). Thus, in addition to the first zonal coefficients, only rates for the degree 2, order 1 terms of the geopotential (describing the drift in the position of the Earth's figure axis) were modeled, according to the IERS Conventions (2003). The non-tidal contribution from atmospheric gravity was also introduced based on the National Center for Environmental Prediction (NCEP) three-dimensional pressure field at 6-h intervals over land (inverted barometer hypothesis over the ocean).

### 1.4.5 LONG-TERM ORBIT ERROR AND STABILITY BUDGET

Although the orbit precision was constantly improved with the successive modeling upgrades, remaining errors over the lifetime of altimeter missions had to be periodically characterized and quantified. Identifying the principal sources of long-term errors (yearly to decadal timescales) affecting the orbit solutions at regional scales is of primary importance to prevent aliasing into calculations of regional MSL rate. These errors come from:

- Tracking systems
- Reference frame uncertainties
- Non-tidal TVG modeling issues

The spectral nature of these errors is rather complex and better described as geographically dependent patterns with seasonal, interannual, and secular variations, rather than in term of radial RMS values. Couhert et al. (2015) provided a long-term error budget of the 10-year Jason-1 and Ocean Surface Topography Mission/Jason-2 (OSTM/Jason-2) GDR-D orbit time series presented in Table 1.7. Since 2015, GDR orbits have been computed in the Version E standards. The models that were retained for the last GDR-E standards are summarized in Tables 1.8 and 1.9.

As stated in Couhert et al. (2015), inclusion of a seasonal non-tidal geocenter motion model in the GDR-E POD standards improved orbits consistency between GPS-based and SLR-DORIS-derived orbits computed by independent analysis centers. Indeed, the regional annual variation patterns, shown in Figure 1.22, were significantly reduced (about 2 mm) between the latest Standard 1504 DORIS+SLR dynamic solution provided by the NASA Goddard Space Flight Center (GSFC) and the GDR-E GPS+DORIS reduced-dynamic orbits, both of them using the SLR-derived annual geocenter model from Ries (2013). For comparison purposes, the Jet Propulsion Laboratory (JPL) release 16a GPS-based reduced-dynamic orbits do not include such a geocenter motion model.

Concerning interannual POD errors, the combined use of the CNES/GRGS mean geopotential model EIGEN-GRGS.RL03-v2.MEAN-FIELD ([http://grgs.obs-mip.fr/grace/variable-models-grace-lageos/mean\\_fields](http://grgs.obs-mip.fr/grace/variable-models-grace-lageos/mean_fields), based on 12 years of GRACE and LAGEOS data and including time-variable terms—bias, drift, annual, semiannual—up to spherical harmonic degree and order 80) and a reduced-dynamic analysis strategy enables the reduction of TVG-induced radial regional drifts between the GDR-E solution and the external orbit series (GSFC and JPL) to a sub-millimeters per year (mm/y) level over the span of the Jason-2 mission (Figure 1.23).

**TABLE 1.7**  
**Upper Bound Estimates of GDR-D Radial Orbit Error Budget for the Jason Series**

Error Source	Time Scale	Global	Regional	Rationale
Tracking Data	Seasonal		3–8 mm	SLR v. GPS/DORIS orbits
Residual Consistency	Interannual		3 mm/y	
	Decadal		2 mm/y	
Reference Frame	Seasonal		8 mm	GPS v. SLR+DORISITRF08 v.05
	Interannual	0.03 mm/y	1 mm/y	
	Decadal	0.05 mm/y	0.3 mm/y	
Time Variable Gravity	Seasonal		4 mm	Mean field v. 10-days series and external orbits

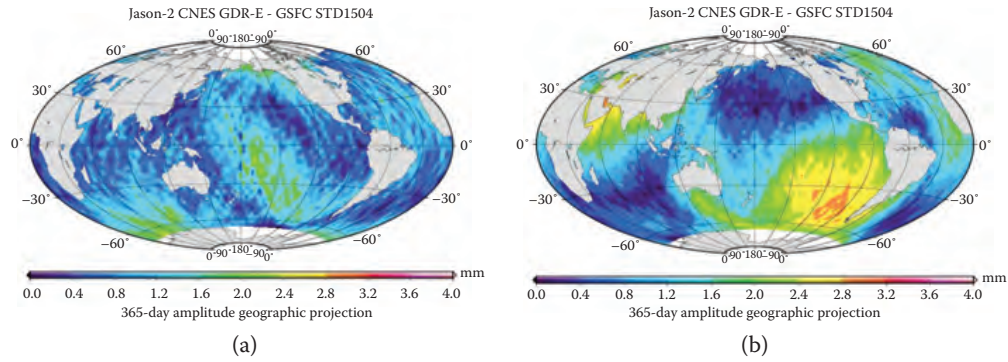


**TABLE 1.8**  
**Force Modeling Differences between the Current GDR-E Orbit Standards and the Previous GDR-D Orbit Standards**

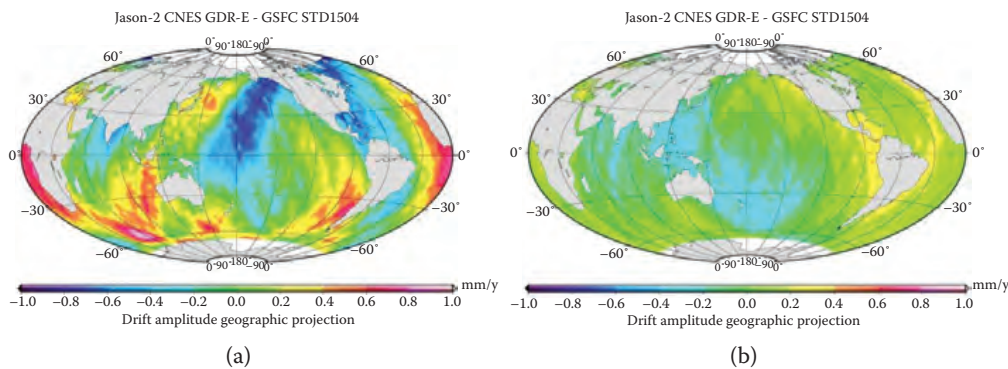
	GDR-D (2012)	GDR-E (2015)
<b>Geopotential</b>		
Non Tidal TVG	EIGEN-GRGS.RL02bis.M-F annual, semi-annual, and drift up to deg/ord 50	EIGEN-GRGS.RL03-v2.M-F, annual, semi-annual, and drift terms per year up to deg/ord 80; C2, 1/S2, 1 modeled w.r.t. IERS Conventions
Solid Earth tides	IERS Conventions (2003)	Unchanged
Ocean tides	FES2004	FES2012
Atmospheric gravity	6-h NCEP pressure fields (20 × 20) + tides from Biancale and Bode model	6-h NCEP pressure fields (72 × 72) + tides from Biancale and Bode model
Pole tide	Solid Earth and ocean from IERS Conventions (2010)	Unchanged
Third bodies	Sun, Moon, Venus, Mars, and Jupiter	Unchanged
<b>Surface Forces</b>		
Solar radiation	Thermo-optical coefficient from pre-launch box and, wing model with smoothed Earth shadow model	Calibrated semi-empirical solar radiation pressure model
Earth radiation	Knocke and Ries albedo and IR satellite model	Unchanged
Atmospheric drag	DTM-94 for Jason satellites, and MSIS-86 for the others	DTM-13 for Jason/HY-2A, and MSIS-86 for the others

**TABLE 1.9**  
**Measurement Modeling Differences between the Current GDR-E Orbit Standards and the Previous GDR-D Orbit Standards**

	GDR-D (2012)	GDR-E (2015)
<b>Displacement of reference points</b>	IERS Conventions (2003)	Unchanged
Solid Earth tides		
Ocean loading	FES2004	FES2012
Pole tide	Solid Earth from IERS Conventions (2010)	Solid Earth and ocean from IERS Conventions (2010)
Reference GPS constellation	JPL solution at IGS (orbits and clocks) – fully consistent with IGS08	JPL solution in “native” format (orbits and clocks) consistent with IGS08
<b>Geocenter variations</b>		
Tidal	None	Ocean loading and S1-S2 atmospheric pressure loading
Non-tidal	None	Seasonal model from Ries
<b>Terrestrial reference frame</b>		
SLR	SLRF/ITRF2008	Unchanged
DORIS	DPOD2008	Unchanged
GPS	IGS08	Unchanged
<b>Earth orientation</b>	Consistent with ITRF2008 and IERS Conventions (2010)	Unchanged
<b>Propagation delays</b>		
SLR troposphere correction	Mendes and Pavlis model	Unchanged
Doris Troposphere correction	GPT/GMF model	Unchanged



**FIGURE 1.22** Jason-2 geographically correlated radial orbit difference 365-day signals of GSFC Standard 1504 (a) and JPL rsl6A (b) with respect to CNES GDR-E orbits.



**FIGURE 1.23** Jason-2 geographically correlated radial orbit difference drifts of GSFC Standard 1504 (a) and JPL rsl6A (b) with respect to CNES GDR-E orbits.

Thus, independent indicators, such as the ability to characterize orbit errors through regional comparisons of high-accuracy orbits determined from independent data (GPS, DORIS, and SLR) and different parameterization (the near-continuous tracking supplied by DORIS and GPS enable reduced-dynamic strategy), allow insight into model and geodetic technique error and help to validate improvements. Yet, there are still limitations in validating the orbit accuracy and stability as no direct measurement of absolute orbit accuracy at the 1 mm/y level exists. In situ oceanographic measurements (tide gauges and Argo networks, calibration and validation [CALVAL] sites), and statistics of the altimeter crossover residuals are currently used at the forefront of their measurement accuracy. Even SLR measurements from historically well-performing observatories can be subject to occasional biases or data gaps (e.g., Greenbelt and Yarragadee; see Couhert et al. 2015), making orbit regional drifts at an interannual timescale difficult to detect.

#### 1.4.6 FORESEEN MODELING IMPROVEMENT

The GRACE mission also provides seasonal variations of the Earth's gravity field that are of potential interest for POD computation. Since the launch of the two formation flying spacecraft in 2002, four different processing centers have continuously released monthly gravity solutions:

- The Center for Space Research (CSR) at the University of Texas, Austin
- The GFZ in Potsdam, Germany
- JPL
- CNES/GRGS

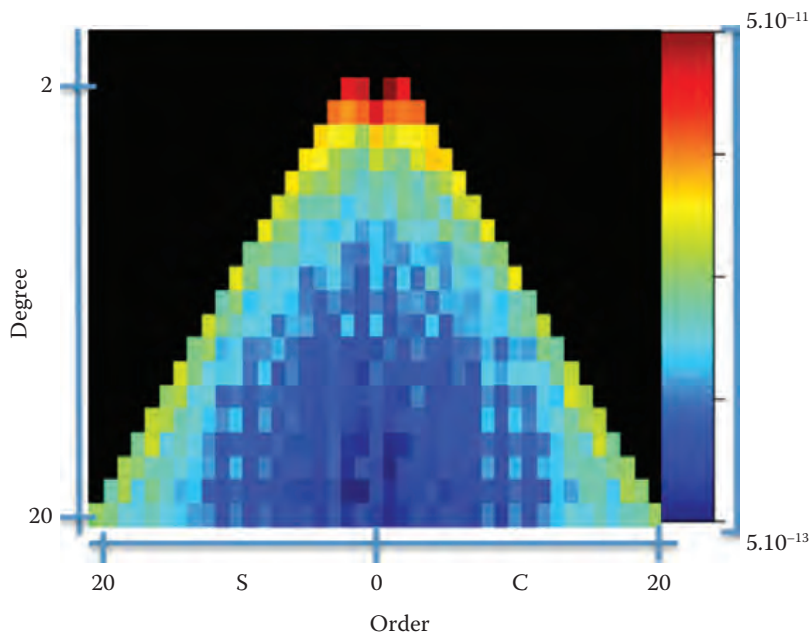
Analyzing the differences between the low degree and order terms (below 20 by 20) of the Release-05 (RL05) GRACE monthly geopotential time series from the four data centers shows important discrepancies. Standard deviations plotted in Figure 1.24 exhibit that the dispersion among the four GRACE monthly gravity field estimates from CSR, GFZ, JPL, and CNES/GRGS is quite high for the degree 2/3 as well as for the sectorial harmonics (degree  $l =$  order  $m$ ).

The radial orbit sensitivity of Jason-2 and CryoSat-2 (the highest and lowest altitude of the current altimetry missions, respectively) to individual variations of the spherical harmonics of the geopotential has been analyzed using the standard deviations derived from the dispersion in the GRACE analysis center solutions. Figure 1.25 shows that the projected errors from dispersion in GRACE TVG solutions affect the satellite orbits at specific orders and sets of coefficients of the geopotential expansion. Jason's orbit is most sensitive to GRACE gravity field errors in the degree 3, order 1 harmonic of this expansion, while CryoSat-2's orbit is more affected by inaccuracies in the degree 3, order 2/3 and resonant degree 14, order 14 harmonics. Such errors can affect the regional trends of the MSL.

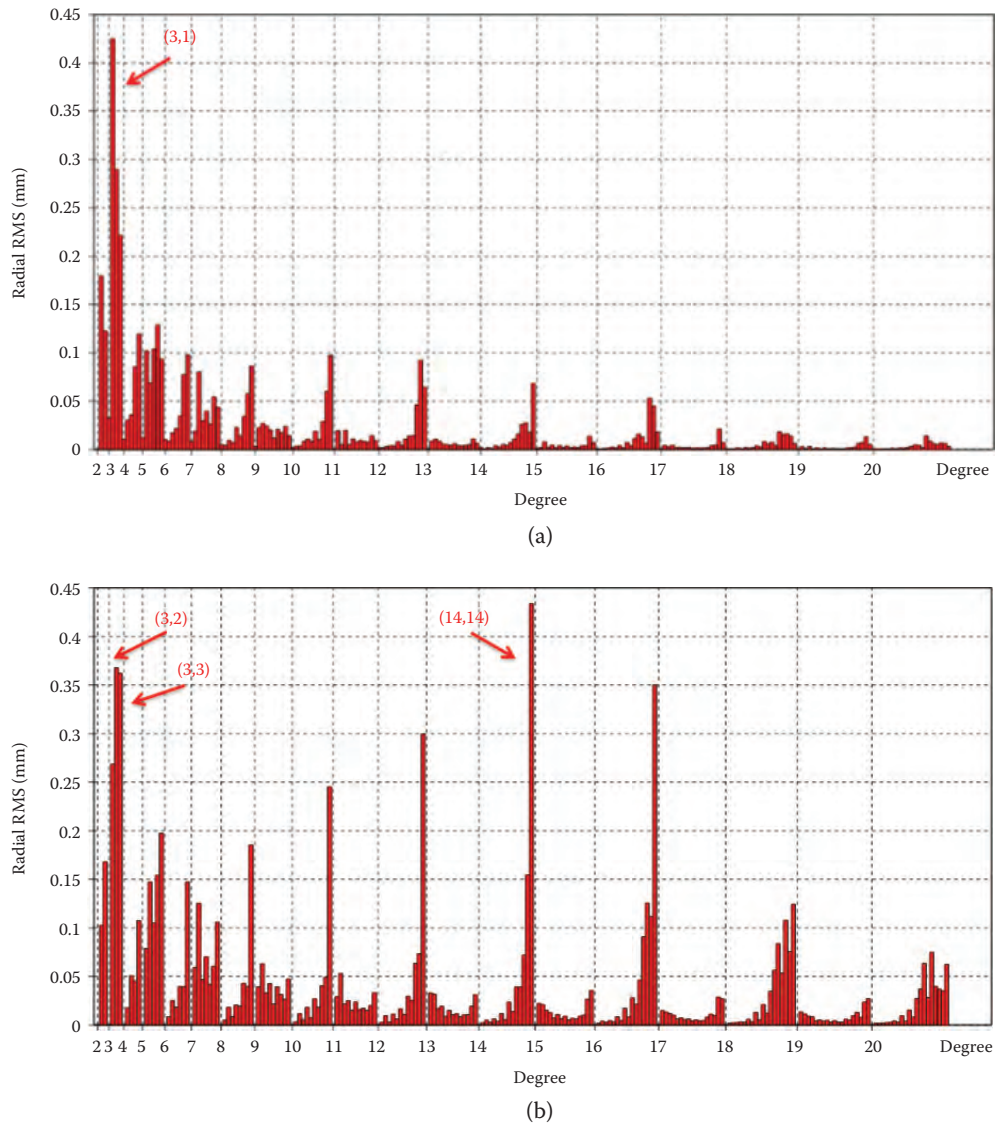
The dynamics of a spacecraft flying in a circular orbit is such that its orbit will be centered at the center of gravity of the Earth; however, the use of tracking measurements from stations located in a given reference frame tends to center it at the origin of the reference system. Then, specific care should be given to the orbit centering to avoid biases and drifts in the POD. As such, orbit centering is a measure of the stability and accuracy of the computed reference frame. Orbit differences in X, Y, and Z (terrestrial reference frame axes) averaged over one cycle have been used as an index for orbit centering.

As can be seen in Figure 1.26, orbit-centering discrepancies among the different POD analysis centers are still visible and unexplained:

- Y bias of 2 to 3 mm between CNES GDR-E and GSFC Standard 1504
- Y annual signal from 1 to 2 mm between CNES GDR-E and JPL rlse16a



**FIGURE 1.24** Standard deviation values of the low degree and order spherical harmonic coefficients (below 20 by 20) of the monthly geopotential solutions produced.

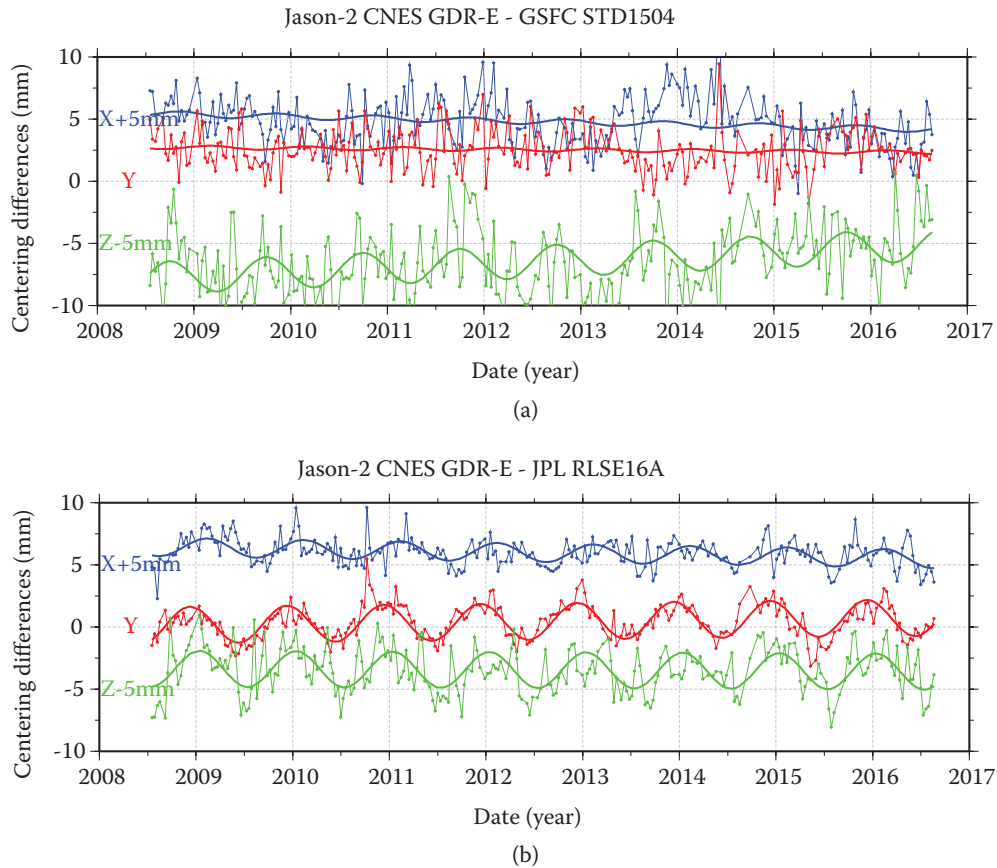


**FIGURE 1.25** Radial orbit sensitivity to individual variations in spherical harmonics corresponding to their associated GRACE internal error estimates, for Jason-2 (a) and CryoSat-2 (b).

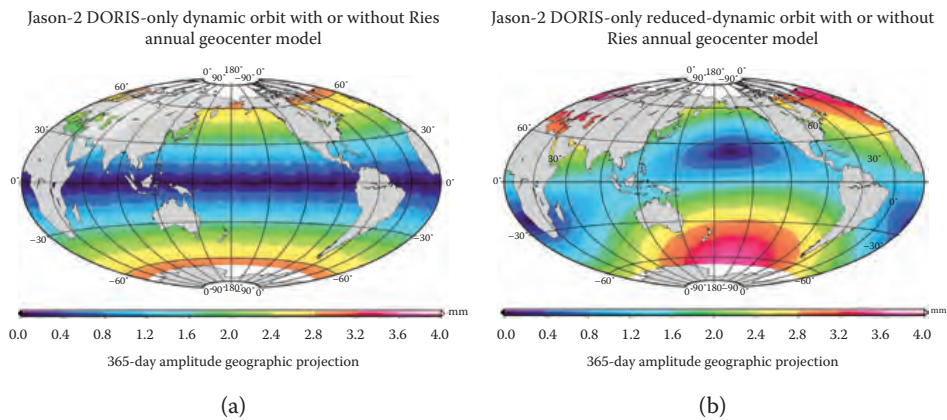
- Z annual signal and bias from 1 to 2 mm (opposite sign) with regard to GSFC Standard 1504 and JPL rslc16a
- Z drift of 0.5 mm/year between CNES GDR-E and GSFC Standard 1504

A partial explanation could be the uncertainty in modeling the geocenter motion. Geocenter motion determinations can not only rely on SLR measurements. Further works on independent GPS and DORIS estimates are necessary because geocenter-related errors give rise to geographically correlated orbit errors (Figure 1.22). Accounting for annual geocenter variations in the orbit standards has a complex impact on POD (see Figure 1.27). Indeed, contrary to reduced-dynamic solutions, which are tied to the tracking network and then directly impacted by geocenter errors, dynamic orbits are not sensitive to the X and Y (equatorial) network errors due to averaging of the errors because of the Earth's rotation (Figure 1.27a). Furthermore, this effect may not be a pure harmonic function as the geocenter variations that are linked to climatology parameters (i.e., change in water masses' locations) exhibit a nonstationary behavior as well as secular trends.





**FIGURE 1.26** Mean X (blue), Y (red), and Z (green) orbit differences of GSFC Standard 1504 (a) and JPL rlse16A (b) with respect to CNES GDRE orbits (X offset by +5 mm, Z by -5 mm).



**FIGURE 1.27** Jason-2 geographically correlated radial orbit difference 365-day signals of DORIS-only dynamic (a) and reduced-dynamic (b) orbits when including or not including Ries annual geocenter model.

### 1.5 GEOPHYSICAL CORRECTIONS

While on its path between the satellite and the Earth’s surface, the radar signal is impacted by various geophysical phenomena that must be accounted for to provide a precise range measurement. The amplitude of these effects is large (from decimeters to meters). This section describes the methodologies used to correct the radar measurements impacted by these effects and the effect on the global range error budget.

## Annexe B

## BIBLIOGRAPHIE

## Références

- [1] Claudio Abbondanza, Toshio M. Chin, Richard S. Gross, Michael B. Hefflin, Jay W. Parker, Benedikt S. Soja, Tonie van Dam, and Xiaoping Wu. JTRF2014, the JPL Kalman filter and smoother realization of the International Terrestrial Reference System. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 122(10) :8474–8510, 2017. doi : 10.1002/2017JB014360.
- [2] G. Afonso, F. Barlier, F. Mignard, M. Carpinio, and P. Farinella. Orbital effects of LAGEOS seasons and eclipses. *Annales Geophysicae*, 7 :501–514, October 1989.
- [3] David Al-Attar, Ophelia Crawford, Jeroen Tromp, and Jerry X. Mitrovica. Forward and inverse modelling of post-seismic deformation. *Geophysical Journal International*, 208(2) :845–876, 11 2016. ISSN 0956-540X. doi : 10.1093/gji/ggw414. URL <https://doi.org/10.1093/gji/ggw414>.
- [4] Zuheir Altamimi, Xavier Collilieux, and Laurent Métivier. ITRF2008 : An improved solution of the international terrestrial reference frame. *Journal of Geodesy*, 85(8) :457–473, 2011. ISSN 1432-1394. doi : 10.1007/s00190-011-0444-4. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s00190-011-0444-4>.
- [5] Zuheir Altamimi, Paul Rebischung, Laurent Métivier, and Xavier Collilieux. ITRF2014 : A new release of the International Terrestrial Reference Frame modeling nonlinear station motions. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 121(8) :6109–6131, 2016. ISSN 2169-9356. doi : 10.1002/2016JB013098. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2016JB013098>. 2016JB013098.
- [6] J. I. Andrés, R. Noomen, G. Bianco, D. G. Currie, and T. Otsubo. Spin axis behavior of the LAGEOS satellites. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 109(B6) :n/a–n/a, 2004. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2003JB002692. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2003JB002692>. B06403.
- [7] Graham Appleby, José Rodríguez, and Zuheir Altamimi. Assessment of the accuracy of global geodetic satellite laser ranging observations and estimated impact on ITRF scale : estimation of systematic errors in LAGEOS observations 1993–2014. *Journal of Geodesy*, 90(12) :1371–1388, Dec 2016. ISSN 1432-1394. doi : 10.1007/s00190-016-0929-2. URL <https://doi.org/10.1007/s00190-016-0929-2>.

- [8] Daniel Arnold, Oliver Montenbruck, Stefan Hackel, and Krzysztof Sośnica. Satellite Laser Ranging to low Earth orbiters : Orbit and network validation. *Journal of Geodesy*, 1-20, 04 2018. doi : 10.1007/s00190-018-1140-4.
- [9] Valentina R. Barletta, Michael Bevis, Benjamin E. Smith, Terry Wilson, Abel Brown, Andrea Bordon, Michael Willis, Shfaqat Abbas Khan, Marc Rovira-Navarro, Ian Dalziel, Robert Smalley, Eric Kendrick, Stephanie Konfal, Dana J. Caccamise, Richard C. Aster, Andy Nyblade, and Douglas A. Wiens. Observed rapid bedrock uplift in Amundsen Sea Embayment promotes ice-sheet stability. *Science*, 360(6395) :1335–1339, 2018. ISSN 0036-8075. doi : 10.1126/science.aao1447. URL <https://science.sciencemag.org/content/360/6395/1335>.
- [10] B. D. Beckley, F. G. Lemoine, S. B. Luthcke, R. D. Ray, and N. P. Zelenksy. A reassessment of global and regional mean sea level trends from TOPEX and Jason-1 altimetry based on revised reference frame and orbits. *Geophysical Research Letters*, 34(14) :n/a–n/a, 2007. ISSN 1944-8007. doi : 10.1029/2007GL030002. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2007GL030002>. L14608.
- [11] Alexandre Belli, P. Exertier, E. Samain, C. Courde, F. Vernotte, C. Jayles, and A. Auriol. Temperature, radiation and aging analysis of the DORIS Ultra Stable Oscillator by means of the Time Transfer by Laser Link experiment on Jason-2. *Advances in Space Research*, 58(12) :2589–2600, 2016. ISSN 0273-1177. doi : <https://doi.org/10.1016/j.asr.2015.11.025>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117715008224>. Scientific Applications of DORIS in Space Geodesy.
- [12] David Benjamin, John Wahr, Richard D. Ray, Gary D. Egbert, and Shailen D. Desai. Constraints on mantle anelasticity from geodetic observations, and implications for the J2 anomaly. *Geophysical Journal International*, 165(1) : 3–16, 04 2006. ISSN 0956-540X. doi : 10.1111/j.1365-246X.2006.02915.x. URL <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2006.02915.x>.
- [13] Christian Bizouard. Elliptic polarisation of the polar motion excitation. *Journal of Geodesy*, 90(2) :179–188, Feb 2016. ISSN 1432-1394. doi : 10.1007/s00190-015-0864-7. URL <https://doi.org/10.1007/s00190-015-0864-7>.
- [14] Christian Bizouard, Sébastien Lambert, César Gattano, Olivier Becker, and Jean-Yves Richard. The IERS EOP 14C04 solution for Earth orientation parameters consistent with ITRF 2014. *Journal of Geodesy*, 93(5) :621–633, May 2019. ISSN 1432-1394. doi : 10.1007/s00190-018-1186-3. URL <https://doi.org/10.1007/s00190-018-1186-3>.
- [15] A Blazquez, B Meyssignac, JM Lemoine, E Berthier, A Ribes, and A Cazenave. Exploring the uncertainty in GRACE estimates of the mass re-distributions at the Earth surface : implications for the global water and

- sea level budgets. *Geophysical Journal International*, 215(1) :415–430, 07 2018. ISSN 0956-540X. doi : 10.1093/gji/ggy293. URL <https://doi.org/10.1093/gji/ggy293>.
- [16] Geoffrey Blewitt. Self-consistency in reference frames, geocenter definition, and surface loading of the solid Earth. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 108(B2), 2003. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2002JB002082. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2002JB002082>. 2103.
- [17] Geoffrey Blewitt, David Lavallée, Peter Clarke, and Konstantin Nurutdinov. A new global mode of Earth deformation : Seasonal cycle detected. *Science*, 294(5550) :2342–2345, 2001. ISSN 0036-8075. doi : 10.1126/science.1065328. URL <http://science.sciencemag.org/content/294/5550/2342>.
- [18] J. Boehm, A. Niell, P. Tregoning, and H. Schuh. Global Mapping Function (GMF) : A new empirical mapping function based on numerical weather model data. *Geophysical Research Letters*, 33(7), 2006. ISSN 1944-8007. doi : 10.1029/2005GL025546. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2005GL025546>. L07304.
- [19] J. Boehm, R. Heinkelmann, and H. Schuh. Short Note : A global model of pressure and temperature for geodetic applications. *Journal of Geodesy*, 81 (10) :679–683, 2007. ISSN 1432-1394. doi : 10.1007/s00190-007-0135-3. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s00190-007-0135-3>.
- [20] Johannes Boehm, Birgit Werl, and Harald Schuh. Troposphere mapping functions for GPS and very long baseline interferometry from European Centre for Medium-Range Weather Forecasts operational analysis data. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 111(B2), 2006. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2005JB003629. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2005JB003629>. B02406.
- [21] J. Böhm, H. Schuh, and R. Weber. Influence of tropospheric zenith delays obtained by GPS and VLBI on station heights. In Hermann Drewes, Alan H. Dodson, Luiz Paulo Souto Fortes, Laura Sánchez, and Pedro Sandoval, editors, *Vertical Reference Systems*, pages 107–112, Berlin, Heidelberg, 2002. Springer Berlin Heidelberg. ISBN 978-3-662-04683-8.
- [22] Enzo Boschi, Roberto Sabadini, and David A. Yuen. Transient polar motions and the nature of the asthenosphere for short time scales. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 90(B5) :3559–3568, 1985. doi : 10.1029/JB090iB05p03559.
- [23] Sean Bruinsma. The DTM-2013 thermosphere model. *J. Space Weather Space Clim.*, 5 :A1, 2015. doi : 10.1051/swsc/2015001. URL <https://doi.org/10.1051/swsc/2015001>.



- [24] M. Bursa and K. Pec. *Gravity field and dynamics of the Earth*, page 333. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1993.
- [25] Loren Carrere, Florent Lyard, Mathilde Cancet, and Amandine Guillot. FES 2014, a new tidal model on the global ocean with enhanced accuracy in shallow seas and in the Arctic region. In *EGU General Assembly Conference Abstracts*, EGU General Assembly Conference Abstracts, page 5481, Apr 2015.
- [26] J. P. Carrou. Zoom software : Error analysis and accurate orbit restitution at CNES. In K. B. Bhatnagar, editor, *Space Dynamics and Celestial Mechanics*, pages 381–398, Dordrecht, 1986. Springer Netherlands. ISBN 978-94-009-4732-0.
- [27] L. Cerri, J.P. Berthias, W.I. Bertiger, B.J. Haines, F.G. Lemoine, F. Mercier, J.C. Ries, P. Willis, N.P. Zelensky, and M. Ziebart. Precision orbit determination standards for the Jason series of altimeter missions. *Marine Geodesy*, 33(sup1) :379—418, 2010. doi : 10.1080/01490419.2010.488966. URL <https://doi.org/10.1080/01490419.2010.488966>.
- [28] Kristel Chanard, Luce Fleitout, Eric Calais, Paul Rebischung, and Jean-Philippe Avouac. Toward a global horizontal and vertical elastic load deformation model derived from GRACE and GNSS station position time series. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 123(4) :3225–3237, 2018. doi : 10.1002/2017JB015245.
- [29] Ge Chen, Chengcheng Qian, and Caiyun Zhang. New insights into annual and semiannual cycles of sea level pressure. *Monthly Weather Review*, 140(4) :1347–1355, 2012. doi : 10.1175/MWR-D-11-00187.1. URL <https://doi.org/10.1175/MWR-D-11-00187.1>.
- [30] J. L. Chen, C. R. Wilson, J. C. Ries, and B. D. Tapley. Rapid ice melting drives Earth’s pole to the east. *Geophysical Research Letters*, 40(11) :2625–2630, 2013. doi : 10.1002/grl.50552.
- [31] J. L. Chen, C. R. Wilson, and J. C. Ries. Broadband assessment of degree-2 gravitational changes from GRACE and other estimates, 2002—2015. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 121(3) :2112–2128, 2016. doi : 10.1002/2015JB012708. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2015JB012708>.
- [32] Wei Chen, Jim Ray, JianCheng Li, ChengLi Huang, and WenBin Shen. Polar motion excitations for an Earth model with frequency-dependent responses : 1. A refined theory with insight into the Earth’s rheology and core-mantle coupling. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 118(9) :4975–4994, 2013. doi : 10.1002/jgrb.50314.

- [33] M. K. Cheng, J. C. Ries, and B. D. Tapley. *Geocenter variations from analysis of SLR data*, pages 19–25. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2013. ISBN 978-3-642-32998-2. doi : 10.1007/978-3-642-32998-2. URL [http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-32998-2\\_4](http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-32998-2_4).
- [34] Minkang Cheng, John C. Ries, and Byron D. Tapley. Variations of the Earth’s figure axis from satellite laser ranging and GRACE. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 116(B1), 2011. doi : 10.1029/2010JB000850.
- [35] X. Collilieux, Z. Altamimi, J. Ray, T. van Dam, and X. Wu. Effect of the satellite laser ranging network distribution on geocenter motion estimation. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 114(B4), 2009. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2008JB005727. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2008JB005727>. B04402.
- [36] Xavier Collilieux and Guy Wöppelmann. Global sea-level rise and its relation to the terrestrial reference frame. *Journal of Geodesy*, 85(1) :9–22, Jan 2011. ISSN 1432-1394. doi : 10.1007/s00190-010-0412-4. URL <https://doi.org/10.1007/s00190-010-0412-4>.
- [37] Alexandre Couhert, Luca Cerri, Jean-François Legeais, Michael Ablain, Nikita P. Zelensky, Bruce J. Haines, Frank G. Lemoine, William I. Bertiger, Shailen D. Desai, and Michiel Otten. Towards the 1 mm/y stability of the radial orbit error at regional scales. *Advances in Space Research*, 55(1) : 2–23, 2015. ISSN 0273-1177. doi : <http://doi.org/10.1016/j.asr.2014.06.041>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117714004219>.
- [38] Alexandre Couhert, Flavien Mercier, John Moyard, and Richard Biancale. Systematic error mitigation in DORIS-derived geocenter motion. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 123(11) :10,142–10,161, 2018. doi : 10.1029/2018JB015453.
- [39] Jean-François Crétaux, Laurent Soudarin, Fraser J. M. Davidson, Marie-Claude Gennero, Muriel Bergé-Nguyen, and Anny Cazenave. Seasonal and interannual geocenter motion from SLR and DORIS measurements : Comparison with surface loading data. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 107(B12) :ETG 16–1–ETG 16–9, 2002. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2002JB001820. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2002JB001820>. 2374.
- [40] C. Dahle, M. Murböck, F. Flechtner, H. Dobsław, G. Michalak, K.H. Neumayer, O. Abrykosov, A. Reinhold, R. König, R. Sulzbach, and C. Förste. The GFZ GRACE RL06 monthly gravity field time series : Processing details and quality assessment. *Remote Sensing*, 11(18) :2116, 2019.

- [41] Philip Davies and Geoffrey Blewitt. Methodology for global geodetic time series estimation : A new tool for geodynamics. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 105(B5) :11083–11100, 2000. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2000JB900004. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2000JB900004>.
- [42] John J. Degnan. *Millimeter accuracy satellite laser ranging : a review*, pages 133–162. American Geophysical Union (AGU), 1993. ISBN 9781118670088. doi : 10.1029/GD025p0133.
- [43] Shailen D. Desai. Observing the pole tide with satellite altimetry. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 107(C11) :7–17–13, 2002. doi : 10.1029/2001JC001224.
- [44] S. R. Dickman. Rotationally consistent Love numbers. *Geophysical Journal International*, 161(1) :31–40, 2005. doi : 10.1111/j.1365-246X.2005.02574.x. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1111/j.1365-246X.2005.02574.x>.
- [45] H. Dobslaw, I. Bergmann-Wolf, R. Dill, L. Poropat, M. Thomas, C. Dahle, S. Esselborn, R. König, and F. Flechtner. A new high-resolution model of non-tidal atmosphere and ocean mass variability for de-aliasing of satellite gravity observations : AOD1B RL06. *Geophysical Journal International*, 211(1) :263–269, 07 2017. ISSN 0956-540X. doi : 10.1093/gji/ggx302. URL <https://doi.org/10.1093/gji/ggx302>.
- [46] Henryk Dobslaw and Robert Dill. Predicting Earth orientation changes from global forecasts of atmosphere-hydrosphere dynamics. *Advances in Space Research*, 61(4) :1047 – 1054, 2018. ISSN 0273-1177. doi : <https://doi.org/10.1016/j.asr.2017.11.044>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S027311771730875X>.
- [47] D. Dong, J. O. Dickey, Y. Chao, and M. K. Cheng. Geocenter variations caused by atmosphere, ocean and surface ground water. *Geophysical Research Letters*, 24(15) :1867–1870, 1997. ISSN 1944-8007. doi : 10.1029/97GL01849. URL <http://dx.doi.org/10.1029/97GL01849>.
- [48] D. Dong, T. Yunck, and M. Heflin. Origin of the International Terrestrial Reference Frame. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 108(B4), 2003. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2002JB002035. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2002JB002035>. 2200.
- [49] Danan Dong, Weijing Qu, Peng Fang, and Dongju Peng. Non-linearity of geocentre motion and its impact on the origin of the terrestrial reference frame. *Geophysical Journal International*, 198(2) :1071, 2014. doi : 10.1093/gji/ggu187. URL [+http://dx.doi.org/10.1093/gji/ggu187](http://dx.doi.org/10.1093/gji/ggu187).

- [50] John M. Dow, R. E. Neilan, and C. Rizos. The international GNSS Service in a changing landscape of Global Navigation Satellite Systems. *Journal of Geodesy*, 83(3) :191–198, 2009. ISSN 1432-1394. doi : 10.1007/s00190-008-0300-3. URL <https://doi.org/10.1007/s00190-008-0300-3>.
- [51] J. P. Dumont, V. Rosmorduc, L. Carrere, N. Picot, E. Bronner, A. Couhert, S. Desai, H. Bonekamp, R. Scharroo, and E. Leuliette. OSTM/Jason-2 products handbook. *SALP-MU-M-OP-15815-CN*, 1(11) : 33–35, 2017. URL [https://www.aviso.altimetry.fr/fileadmin/documents/data/tools/hdbk\\\_j2.pdf](https://www.aviso.altimetry.fr/fileadmin/documents/data/tools/hdbk\_j2.pdf).
- [52] Peter Dunn, Mark Torrence, Ronald Kolenkiewicz, and David Smith. Earth scale defined by modern satellite ranging observations. *Geophysical Research Letters*, 26(10) :1489–1492, 1999. doi : 10.1029/1999GL900260.
- [53] P. Exertier, P. Bonnefond, J. Nicolas, and F. Barlier. Contributions of Satellite Laser Ranging to past and future radar altimetry missions. *Surveys in Geophysics*, 22(5) :491–507, Sep 2001. ISSN 1573-0956. doi : 10.1023/A:1015624418639. URL <https://doi.org/10.1023/A:1015624418639>.
- [54] W. E. Farrell. Deformation of the Earth by surface loads. *Reviews of Geophysics*, 10(3) :761–797, 1972. doi : 10.1029/RG010i003p00761.
- [55] John T. Fasullo, Carmen Boening, Felix W. Landerer, and R. Steven Nerem. Australia’s unique influence on global sea level in 2010-2011. *Geophysical Research Letters*, 40(16) :4368–4373, 2013. ISSN 1944-8007. doi : 10.1002/grl.50834. URL <http://dx.doi.org/10.1002/grl.50834>.
- [56] A. Fienga, J. Laskar, T. Morley, H. Manche, P. Kuchynka, C. Le Poncin-Lafitte, F. Budnik, M. Gastineau, and L. Somenzi. INPOP08, a 4-D planetary ephemeris : from asteroid and time-scale computations to ESA Mars Express and Venus Express contributions. *Astronomy and Astrophysics*, 507 (3) :1675–1686, 2009. doi : 10.1051/0004-6361/200911755.
- [57] Jeroen Geeraert, Alexandre Couhert, Flavien Mercier, and Sean Bruinsma. Systematic error reduction in DORIS derived geocenter motion for precise orbit determination of altimetry satellites, 2015.
- [58] M. L. Gobinddass, P. Willis, O. de Viron, A. Sibthorpe, N. P. Zelensky, J. C. Ries, R. Ferland, Y. Bar-Sever, and M. Diament. Systematic biases in DORIS-derived geocenter time series related to solar radiation pressure mis-modeling. *Journal of Geodesy*, 83(9) :849–858, 2009. ISSN 1432-1394. doi : 10.1007/s00190-009-0303-8. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s00190-009-0303-8>.
- [59] M.L. Gobinddass, P. Willis, O. de Viron, A. Sibthorpe, N.P. Zelensky, J.C. Ries, R. Ferland, Y. Bar-Sever, M. Diament, and F.G. Lemoine. Improving DORIS geocenter time series using an empirical rescaling of solar

- radiation pressure models. *Advances in Space Research*, 44(11) :1279–1287, 2009. ISSN 0273-1177. doi : <http://doi.org/10.1016/j.asr.2009.08.004>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117709005389>.
- [60] Marianne Greff-Lefftz. Secular variation of the geocenter. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 105(B11) :25685–25692, 2000. doi : 10.1029/2000JB900224.
- [61] R. Gross, G. Beutler, and H.-P. Plag. *Integrated scientific and societal user requirements and functional specifications for the GGOS*, pages 209–224. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2009. ISBN 978-3-642-02687-4. doi : 10.1007/978-3-642-02687-4\_7. URL [https://doi.org/10.1007/978-3-642-02687-4\\_7](https://doi.org/10.1007/978-3-642-02687-4_7).
- [62] Richard S. Gross, Ichiro Fukumori, and Dimitris Menemenlis. Atmospheric and oceanic excitation of decadal-scale Earth orientation variations. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 110(B9), 2005. doi : 10.1029/2004JB003565.
- [63] Stefan Hackel, Christoph Gisinger, Ulrich Bals, Martin Wermuth, and Oliver Montenbruck. Long-term validation of TerraSAR-X and TanDEM-X orbit solutions with laser and radar measurements. *Remote Sensing*, 10 :762, 05 2018. doi : 10.3390/rs10050762.
- [64] Bruce J. Haines, Yoaz E. Bar-Sever, Willy I. Bertiger, Shailen D. Desai, Nate Harvey, Aurore E. Sibois, and Jan P. Weiss. Realizing a terrestrial reference frame using the Global Positioning System. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 120(8) :5911–5939, 2015. ISSN 2169-9356. doi : 10.1002/2015JB012225. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2015JB012225>. 2015JB012225.
- [65] Shin-Chan Han. Seasonal clockwise gyration and tilt of the Australian continent chasing the center of mass of the Earth’s system from GPS and GRACE. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 121(10) :7666–7680, 2016. doi : 10.1002/2016JB013388.
- [66] Michael Heflin, Willy Bertiger, Geoff Blewitt, Adam Freedman, Ken Hurst, Steve Lichten, Ulf Lindqwister, Yvonne Vigue, Frank Webb, Tom Yunck, and James Zumberge. Global geodesy using GPS without fiducial sites. *Geophysical Research Letters*, 19(2) :131–134, 1992. ISSN 1944-8007. doi : 10.1029/91GL02933. URL <http://dx.doi.org/10.1029/91GL02933>.
- [67] Guo Jinyun, Youcun Wang, Yi Shen, Xin Liu, Yu Sun, and Qiaoli Kong. Estimation of SLR station coordinates by means of SLR measurements to kinematic orbit of LEO satellites. *Earth, Planets and Space*, 70, 12 2018. doi : 10.1186/s40623-018-0973-7.

- [68] Z. Kang, B. Tapley, J. Chen, J. Ries, and S. Bettadpur. Geocenter variations derived from GPS tracking of the GRACE satellites. *Journal of Geodesy*, 83(10) :895–901, 2009. ISSN 1432-1394. doi : 10.1007/s00190-009-0307-4. URL <https://doi.org/10.1007/s00190-009-0307-4>.
- [69] H. Kimura. A new annual term in the variation of latitude, independent of the components of pole’s motion. *Astronomical Journal*, 22(517) :107–108, 1902.
- [70] P. Knocke, J. Ries, and B. Tapley. *Earth radiation pressure effects on satellites*. doi : 10.2514/6.1988-4292. URL <https://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/6.1988-4292>.
- [71] J. Kouba, J. R. Ray, and M. M. Watkins. IGS Reference Frame realization. *Proceedings of 1998 AC Workshop held in Darmstadt, Germany, 9-11 Feb.*, page 139–172, 1998.
- [72] Jan Kouba and Tim Springer. New IGS station and satellite clock combination. *GPS Solutions*, 4(4) :31–36, 2001. ISSN 1080-5370. doi : 10.1007/PL00012863. URL <https://doi.org/10.1007/PL00012863>.
- [73] D. Kucharski, H.-C. Lim, G. Kirchner, and J.-Y. Hwang. Spin parameters of LAGEOS-1 and LAGEOS-2 spectrally determined from Satellite Laser Ranging data. *Advances in Space Research*, 52(7) :1332–1338, 2013. ISSN 0273-1177. doi : <https://doi.org/10.1016/j.asr.2013.07.007>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117713004195>.
- [74] K. Lagler, M. Schindelegger, J. Boehm, H. Krásná, and T. Nilsson. GPT2 : Empirical slant delay model for radio space geodetic techniques. *Geophysical Research Letters*, 40(6) :1069–1073, 2013. ISSN 1944-8007. doi : 10.1002/grl.50288. URL <http://dx.doi.org/10.1002/grl.50288>.
- [75] W. K. M. Lau and D. E. Waliser. *Intraseasonal variability in the atmosphere-ocean climate system*, page 614. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2012.
- [76] David A. Lavallée, Tonie van Dam, Geoffrey Blewitt, and Peter J. Clarke. Geocenter motions from GPS : A unified observation model. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 111(B5), 2006. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2005JB003784. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2005JB003784>. B05405.
- [77] P. Lejba and S. Schillak. Determination of station positions and velocities from laser ranging observations to Ajisai, Starlette and Stella satellites. *Advances in Space Research*, 47(4) :654 – 662, 2011. ISSN 0273-1177. doi : <https://doi.org/10.1016/j.asr.2010.10.013>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117710006897>.

- [78] Francis J. Lerch, Roy E. Laubscher, Steven M. Klosko, David E. Smith, Ronald Kolenkiewicz, Barbara H. Putney, James G. Marsh, and Joseph E. Brown. Determination of the geocentric gravitational constant from laser ranging on near-Earth satellites. *Geophysical Research Letters*, 5(12) :1031–1034, 1978. doi : 10.1029/GL005i012p01031.
- [79] S. G. Love and D. E. Brownlee. A direct measurement of the terrestrial mass accretion rate of cosmic dust. *Science*, 262(5133) :550–553, 1993. ISSN 0036-8075. doi : 10.1126/science.262.5133.550. URL <https://science.sciencemag.org/content/262/5133/550>.
- [80] Sylvain Loyer, Félix Perosanz, Flavien Mercier, Hugues Capdeville, and Jean-Charles Marty. Zero-difference GPS ambiguity resolution at CNES—CLS IGS Analysis Center. *Journal of Geodesy*, 86(11) :991–1003, Nov 2012. ISSN 1432-1394. doi : 10.1007/s00190-012-0559-2. URL <https://doi.org/10.1007/s00190-012-0559-2>.
- [81] V. Luceri, E. C. Pavlis, B. Pace, D. König, M. Kuzmicz-Cieslak, and G. Bianco. Overview of the ILRS contribution to the development of ITRF2013. In Tonie van Dam, editor, *REFAG 2014*, pages 101–108, Cham, 2017. Springer International Publishing. ISBN 978-3-319-45629-4.
- [82] R. Malla, S. Wu, S. Lichten, and Y. Vigue. Breaking the  $\Delta Z$  barrier in geocenter estimation. *EOS Trans. AGU*, 74(43) :Fall Meet. Suppl., Abstract G21A–11, 1993.
- [83] Benjamin Männel and Markus Rothacher. Geocenter variations derived from a combined processing of LEO- and ground-based GPS observations. *Journal of Geodesy*, 91(8) :933–944, 2017. ISSN 1432-1394. doi : 10.1007/s00190-017-0997-y. URL <https://doi.org/10.1007/s00190-017-0997-y>.
- [84] J. W. Marini and C. W. Murray. Correction of laser range tracking data for atmospheric refraction at elevations above 10 degrees. *NASA technical memorandum*, 1973. NASA-TM-X-70555.
- [85] D. D. McCarthy and G. Petit. *IERS conventions (2003)*, page 127. IERS technical note 32, Verlag des Bundesamts für Kartographie und Geodäsie, Frankfurt am Main, Germany, 2004.
- [86] J. F. McGarry, E. D. Hoffman, J. J. Degnan, J. W. Cheek, C. B. Clarke, I. F. Diegel, H. L. Donovan, J. E. Horvath, M. Marzouk, A. R. Nelson, D. S. Patterson, R. L. Ricklefs, M. D. Shappirio, S. L. Wetzels, and T. W. Zagwodzki. NASA’s satellite laser ranging systems for the twenty-first century. *Journal of Geodesy*, Sep 2018. ISSN 1432-1394. doi : 10.1007/s00190-018-1191-6. URL <https://doi.org/10.1007/s00190-018-1191-6>.

- [87] Malcolm McMillan, Amber Leeson, Andrew Shepherd, Kate Briggs, Thomas W. K. Armitage, Anna Hogg, Peter Kuipers Munneke, Michiel van den Broeke, Brice Noel, Willem Jan van de Berg, Stefan Ligtenberg, Martin Horwath, Andreas Groh, Alan Muir, and Lin Gilbert. A high-resolution record of Greenland mass balance. *Geophysical Research Letters*, 43(13) : 7002–7010, 2016. ISSN 1944-8007. doi : 10.1002/2016GL069666. URL <http://dx.doi.org/10.1002/2016GL069666>. 2016GL069666.
- [88] Michael Meindl, Gerhard Beutler, Daniela Thaller, Rolf Dach, and Adrian Jäggi. Geocenter coordinates estimated from GNSS data as viewed by perturbation theory. *Advances in Space Research*, 51(7) :1047–1064, 2013. ISSN 0273-1177. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.asr.2012.10.026>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S027311771200676X>.
- [89] S.A. Melachroinos, F.G. Lemoine, N.P. Zelensky, D.D. Rowlands, S.B. Lutcke, and O. Boryugov. The effect of geocenter motion on Jason-2 orbits and the mean sea level. *Advances in Space Research*, 51(8) :1323—1334, 2013. ISSN 0273-1177. doi : <https://doi.org/10.1016/j.asr.2012.06.004>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117712003778>. Satellite Altimetry Calibration and Deformation Monitoring using GNSS.
- [90] V. B. Mendes and E. C. Pavlis. High-accuracy zenith delay prediction at optical wavelengths. *Geophysical Research Letters*, 31(14), 2004. doi : 10.1029/2004GL020308.
- [91] V. B. Mendes, G. Prates, E. C. Pavlis, D. E. Pavlis, and R. B. Langley. Improved mapping functions for atmospheric refraction correction in SLR. *Geophysical Research Letters*, 29(10) :53–1–53–4, 2002. doi : 10.1029/2001GL014394.
- [92] Laurent Métivier, Marianne Greff-Lefftz, and Zuheir Altamimi. On secular geocenter motion : The impact of climate changes. *Earth and Planetary Science Letters*, 296(3-4) :360–366, 2010. ISSN 0012-821X. doi : <http://doi.org/10.1016/j.epsl.2010.05.021>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0012821X10003390>.
- [93] Laurent Métivier, Lambert Caron, Marianne Greff-Lefftz, Gwendoline Pajot-Métivier, Luce Fleitout, and Hélène Rouby. Evidence for postglacial signatures in gravity gradients : A clue in lower mantle viscosity. *Earth and Planetary Science Letters*, 452 :146 – 156, 2016. ISSN 0012-821X. doi : <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2016.07.034>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0012821X16303909>.
- [94] Gilles Métris, David Vokrouhlicky, John C. Ries, and Richard J. Eanes. Non-gravitational effects and the LAGEOS eccentricity excitations. *Journal of*



- Geophysical Research : Solid Earth*, 102(B2) :2711–2729, 1997. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/96JB03186. URL <http://dx.doi.org/10.1029/96JB03186>.
- [95] T. Meyrath, T. van Dam, M. Weigelt, and M. Cheng. An assessment of degree-2 Stokes coefficients from Earth rotation data. *Geophysical Journal International*, 195(1) :249–259, 08 2013. ISSN 0956-540X. doi : 10.1093/gji/ggt263. URL <https://doi.org/10.1093/gji/ggt263>.
- [96] B. Meyssignac, J. M. Lemoine, M. Cheng, A. Cazenave, P. Gégout, and P. Maisongrande. Interannual variations in degree-2 Earth’s gravity coefficients C<sub>2,0</sub>, C<sub>2,2</sub>, and S<sub>2,2</sub> reveal large-scale mass transfers of climatic origin. *Geophysical Research Letters*, 40(15) :4060–4065, 2013. doi : 10.1002/grl.50772.
- [97] J.H. Minster, Z. Altamimi, and G. Blewitt. *Precise geodetic infrastructure : national requirements for a shared resource*. The National Academies Press, Washington, DC, 2010. ISBN 978-0-309-15811-4. doi : 10.17226/12954. URL <https://www.nap.edu/catalog/12954/precise-geodetic-infrastructure-national-requirements-for-a-shared-resource>.
- [98] Guilhem Moreaux, Pascal Willis, Frank G. Lemoine, Nikita P. Zelensky, Alexandre Couhert, Hanane Ait Lakbir, and Pascale Ferrage. DPOD2014 : A new DORIS extension of ITRF2014 for precise orbit determination. *Advances in Space Research*, 63(1) :118 – 138, 2019. ISSN 0273-1177. doi : <https://doi.org/10.1016/j.asr.2018.08.043>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117718306719>.
- [99] L. Morel and P. Willis. Terrestrial reference frame effects on global sea level rise determination from TOPEX/Poseidon altimetric data. *Advances in Space Research*, 36(3) :358–368, 2005. ISSN 0273-1177. doi : <http://doi.org/10.1016/j.asr.2005.05.113>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117705007192>. Satellite Dynamics in the Era of Interdisciplinary Space Geodesy.
- [100] H. Moritz. Report of the special study group no. 5.39 of IAG : fundamental geodetic constants. *XVI General Assembly of IUGG/IAGG, Grenoble, France, 1975*.
- [101] T W Murphy. Lunar laser ranging : the millimeter challenge. *Reports on Progress in Physics*, 76(7) :076901, jun 2013. doi : 10.1088/0034-4885/76/7/076901. URL <https://doi.org/10.1088/0034-4885/76/7/076901>.
- [102] Masao Nakada. Effect of the viscoelastic lithosphere on polar wander speed caused by the Late Pleistocene glacial cycles. *Geophysical Journal International*, 143(1) :230–238, 2000. doi : 10.1046/j.1365-246x.2000.00233.

- x. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1046/j.1365-246x.2000.00233.x>.
- [103] Masao Nakada and Shun-Ichiro Karato. Low viscosity of the bottom of the Earth's mantle inferred from the analysis of Chandler wobble and tidal deformation. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 192-193 :68 – 80, 2012. ISSN 0031-9201. doi : <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2011.10.001>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S003192011100207X>.
- [104] Masao Nakada and Jun'ichi Okuno. GIA-related rotational variations for the Earth with low-viscosity D" layer. *Geophysical Journal International*, 195 (2) :725–739, 08 2013. ISSN 0956-540X. doi : 10.1093/gji/ggt290. URL <https://doi.org/10.1093/gji/ggt290>.
- [105] F. Nouël, J. P. Berthias, M. Deleuze, A. Guitart, P. Laudet, A. Piuze, D. Pradines, C. Valorge, C. Dejoie, M. F. Susini, and D. Taburiau. Precise Centre National d'Etudes Spatiales orbits for TOPEX/POSEIDON : Is reaching 2 cm still a challenge ? *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 99(C12) : 24405–24419, 1994. doi : 10.1029/94JC01039.
- [106] Toshimichi Otsubo and Graham M. Appleby. System-dependent center-of-mass correction for spherical geodetic satellites. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 108(B4), 2003. doi : 10.1029/2002JB002209.
- [107] Toshimichi Otsubo, Robert A. Sherwood, Graham M. Appleby, and Reinhart Neubert. Center-of-mass corrections for sub-cm-precision laser-ranging targets : Starlette, Stella and LARES. *Journal of Geodesy*, 89(4) :303–312, Apr 2015. ISSN 1432-1394. doi : 10.1007/s00190-014-0776-y. URL <https://doi.org/10.1007/s00190-014-0776-y>.
- [108] Toshimichi Otsubo, Koji Matsuo, Yuichi Aoyama, Keiko Yamamoto, Thomas Hobiger, Toshihiro Kubo-oka, and Mamoru Sekido. Effective expansion of satellite laser ranging network to improve global geodetic parameters. *Earth, Planets and Space*, 68(1) :65, Apr 2016. ISSN 1880-5981. doi : 10.1186/s40623-016-0447-8. URL <https://doi.org/10.1186/s40623-016-0447-8>.
- [109] Toshimichi Otsubo, Horst Müller, Erricos C. Pavlis, Mark H. Torrence, Daniela Thaller, Vladimir D. Glotov, Xiaoya Wang, Krzysztof Sośnica, Ulrich Meyer, and Matthew J. Wilkinson. Rapid response quality control service for the laser ranging tracking network. *Journal of Geodesy*, Sep 2018. ISSN 1432-1394. doi : 10.1007/s00190-018-1197-0. URL <https://doi.org/10.1007/s00190-018-1197-0>.
- [110] M. R. Pearlman, J. J. Degnan, and J. M. Bosworth. The International Laser Ranging Service. *Advances in Space Research*, 30(2) :135–143, 2002. ISSN 0273-1177. doi : 10.1016/S0273-1177(02)00277-6.

- [111] W. R. Peltier. The LAGEOS constraint on deep mantle viscosity : Results from a new normal mode method for the inversion of viscoelastic relaxation spectra. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 90(B11) :9411–9421, 1985. doi : 10.1029/JB090iB11p09411.
- [112] W. R. Peltier and Scott B. Luthcke. On the origins of Earth rotation anomalies : New insights on the basis of both “paleogeodetic” data and Gravity Recovery and Climate Experiment (GRACE) data. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 114(B11), 2009. doi : 10.1029/2009JB006352.
- [113] W. R. Peltier, P. Wu, and D. A. Yuen. *The viscosities of the Earth’s mantle*, pages 59–77. American Geophysical Union (AGU), 1981. ISBN 9781118669945. doi : 10.1029/GD004p0059.
- [114] G. Petit and B. Luzum. *IERS conventions (2010)*, page 179. IERS technical note 36, Verlag des Bundesamts für Kartographie und Geodäsie, Frankfurt am Main, Germany, 2010.
- [115] J. M. Picone, A. E. Hedin, D. P. Drob, and A. C. Aikin. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere : Statistical comparisons and scientific issues. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 107(A12) :SIA 15–1–SIA 15–16, 2002. doi : 10.1029/2002JA009430.
- [116] N. Picot, C. Marechal, A. Couhert, S. Desai, R. Scharroo, and A. Egido. Jason-3 products handbook. *SALP-MU-M-OP-16118-CN*, 1(5) :28–31, 2018. URL [https://www.aviso.altimetry.fr/fileadmin/documents/data/tools/hdbk\\\_j3.pdf](https://www.aviso.altimetry.fr/fileadmin/documents/data/tools/hdbk\_j3.pdf).
- [117] J. Ray. IERS analysis campaign to investigate motions of the geocenter. *IERS technical note*, 25 :Observatoire de Paris, Paris, 1999.
- [118] J. Ray, Z. Altamimi, X. Collilieux, and T. van Dam. Anomalous harmonics in the spectra of GPS position estimates. *GPS Solutions*, 12(1) :55–64, 2008. ISSN 1521-1886. doi : 10.1007/s10291-007-0067-7. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s10291-007-0067-7>.
- [119] R. D. Ray and R. M. Ponte. Barometric tides from ECMWF operational analyses. *Annales Geophysicae*, 21(8) :1897–1910, 2003. doi : 10.5194/angeo-21-1897-2003. URL <https://www.ann-geophys.net/21/1897/2003/>.
- [120] Paul Rebischung and Ralf Schmid. IGS14/igs14.atx : A new framework for the IGS products. In *AGU Fall Meeting Abstracts*, AGU Fall Meeting Abstracts, 2016.
- [121] Paul Rebischung, Zuheir Altamimi, and Tim Springer. A collinearity diagnosis of the GNSS geocenter determination. *Journal of Geodesy*, 88(1) : 65–85, 2014. ISSN 1432-1394. doi : 10.1007/s00190-013-0669-5. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s00190-013-0669-5>.

- [122] A. R. Riddell, M. A. King, C. S. Watson, Y. Sun, R. E. M. Riva, and R. Rietbroek. Uncertainty in geocenter estimates in the context of ITRF2014. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 122(5) :4020–4032, 2016. doi : 10.1002/2016JB013698.
- [123] J. C. Ries. Seasonal geocenter motion from space geodesy and models. In : *IERS Retreat 2013*, 2013. Paris, France, 23-24 May, 2013.
- [124] J. C. Ries. Reconciling estimates of annual geocenter motion from space geodesy. Technical report, The University of Texas at Austin Center for Space Research, Austin, Texas, USA, 2016. URL [https://cddis.nasa.gov/lw20/docs/2016/papers/14-Ries\\_paper.pdf](https://cddis.nasa.gov/lw20/docs/2016/papers/14-Ries_paper.pdf).
- [125] J. C. Ries, R. J. Eanes, C. Huang, B. E. Schutz, C. K. Shum, B. D. Tapley, M. M. Watkins, and D. N. Yuan. Determination of the gravitational coefficient of the Earth from near-Earth satellites. *Geophysical Research Letters*, 16(4) :271–274, 1989. doi : 10.1029/GL016i004p00271.
- [126] J. C. Ries, R. J. Eanes, C. K. Shum, and M. M. Watkins. Progress in the determination of the gravitational coefficient of the Earth. *Geophysical Research Letters*, 19(6) :529–531, 1992. doi : 10.1029/92GL00259.
- [127] José Rodríguez, Graham Appleby, and Toshimichi Otsubo. Upgraded modelling for the determination of centre of mass corrections of geodetic SLR satellites : impact on key parameters of the terrestrial reference frame. *Journal of Geodesy*, 93(12) :2553–2568, Dec 2019. ISSN 1432-1394. doi : 10.1007/s00190-019-01315-0. URL <https://doi.org/10.1007/s00190-019-01315-0>.
- [128] Y. Rogister, A. Mémin, S. Rosat, J. Hinderer, and M. Calvo. Constraints provided by ground gravity observations on geocentre motions. *Geophysical Journal International*, 206(2) :1431, 2016. doi : 10.1093/gji/ggw220. URL <http://dx.doi.org/10.1093/gji/ggw220>.
- [129] M. Rothacher. *Estimation of station heights with GPS*, pages 81–90. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2002. ISBN 978-3-662-04683-8. doi : 10.1007/978-3-662-04683-8. URL [http://dx.doi.org/10.1007/978-3-662-04683-8\\_17](http://dx.doi.org/10.1007/978-3-662-04683-8_17).
- [130] Keven Roy and W. R. Peltier. GRACE era secular trends in Earth rotation parameters : A global scale impact of the global warming process ? *Geophysical Research Letters*, 38(10), 2011. doi : 10.1029/2011GL047282.
- [131] R. Sabadini, D. A. Yuen, and P. Gasperini. The effects of transient rheology on the interpretation of lower mantle viscosity. *Geophysical Research Letters*, 12(6) :361–364, 1985. doi : 10.1029/GL012i006p00361.
- [132] Masanori Saito. Relationship between tidal and load Love numbers. *Journal of Physics of the Earth*, 26(1) :13–16, 1978. doi : 10.4294/jpe1952.26.13.

- [133] R. Scharroo, K. F. Waker, B. A. C. Ambrosius, and R. Noomen. On the along-track acceleration of the LAGEOS satellite. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 96(B1) :729–740, 1991. doi : 10.1029/90JB02080.
- [134] A. E. Scheidegger. Rheology of the Earth : The basic problem of geodynamics. *Canadian Journal of Physics*, 35(4) :383–397, 1957. doi : 10.1139/p57-044. URL <https://doi.org/10.1139/p57-044>.
- [135] K. Ulrich Schreiber and Jan Kodet. The application of coherent local time for optical time transfer and the quantification of systematic errors in Satellite Laser Ranging. *Space Science Reviews*, 214(1) :22, Dec 2017. ISSN 1572-9672. doi : 10.1007/s11214-017-0457-2. URL <https://doi.org/10.1007/s11214-017-0457-2>.
- [136] F. Seitz, S. Kirschner, and D. Neubersch. Determination of the Earth’s pole tide Love number  $k_2$  from observations of polar motion using an adaptive Kalman filter approach. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 117 (B9), 2012. doi : 10.1029/2012JB009296.
- [137] Manuela Seitz, Mathis Bloßfeld, Detlef Angermann, Ralf Schmid, Michael Gerstl, and Florian Seitz. The new DGFI-TUM realization of the ITRS : DTRF2014 (data), 2016. URL <https://doi.org/10.1594/PANGAEA.864046>.
- [138] Arata Sengoku. A plate motion study using Ajisai SLR data. *Earth, Planets and Space*, 50(8) :611–627, Aug 1998. ISSN 1880-5981. doi : 10.1186/BF03352156. URL <https://doi.org/10.1186/BF03352156>.
- [139] Victor J. Slabinski. A numerical solution for LAGEOS thermal thrust : The rapid-spin case. *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 66(2) :131–179, Jun 1996. ISSN 1572-9478. doi : 10.1007/BF00054962. URL <https://doi.org/10.1007/BF00054962>.
- [140] D. E. Smith, R. Kolenkiewicz, P. J. Dunn, and M. H. Torrence. Earth scale below a part per billion from Satellite Laser Ranging. In Klaus-Peter Schwarz, editor, *Geodesy Beyond 2000*, pages 3–12, Berlin, Heidelberg, 2000. Springer Berlin Heidelberg. ISBN 978-3-642-59742-8.
- [141] Krzysztof Sośnica. Determination of precise satellite orbits and geodetic parameters using satellite laser ranging. *Technical report, Geodätisch-geophysikalische Arbeiten in der Schweiz*, 93 :Schweizerische Geodätische Kommission, Institut für Geodäsie und Photogrammetrie, Eidg. Technische Hochschule Zürich, Zürich, 2015.
- [142] Krzysztof Sośnica, Daniela Thaller, Rolf Dach, Adrian Jäggi, and Gerhard Beutler. Impact of loading displacements on SLR-derived parameters and on the consistency between GNSS and SLR results. *Journal of Geodesy*, 87(8) : 751–769, 2013. ISSN 1432-1394. doi : 10.1007/s00190-013-0644-1. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s00190-013-0644-1>.

- [143] Krzysztof Sośnica, Adrian Jäggi, Ulrich Meyer, Daniela Thaller, Gerhard Beutler, Daniel Arnold, and Rolf Dach. Time variable Earth's gravity field from SLR satellites. *Journal of Geodesy*, 89(10) :945–960, Oct 2015. ISSN 1432-1394. doi : 10.1007/s00190-015-0825-1. URL <https://doi.org/10.1007/s00190-015-0825-1>.
- [144] Giorgio Spada, Gaia Galassi, and Marco Olivieri. Empirical mode decomposition of long-term polar motion observations. *Studia Geophysica et Geodaetica*, 59(2) :200–211, Apr 2015. ISSN 1573-1626. doi : 10.1007/s11200-014-1151-4. URL <https://doi.org/10.1007/s11200-014-1151-4>.
- [145] Ciprian Bogdan Spatar. *Observability and estimation of geocentre motion using multi-satellite laser ranging*. PhD thesis, Newcastle University, <http://hdl.handle.net/10443/3333>, 2016.
- [146] D. Stammer and A. Cazenave. *Satellite altimetry over oceans and land surfaces*, page 670. Boca Raton : CRC Press, 2018.
- [147] A. Stolz. Changes in the position of the geocentre due to seasonal variations in air mass and ground water. *Geophysical Journal International*, 44(1) : 19–26, 1976. doi : 10.1111/j.1365-246X.1976.tb00272.x. URL <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-246X.1976.tb00272.x>.
- [148] Yu Sun, Pavel Ditmar, and Riccardo Riva. Statistically optimal estimation of degree-1 and C20 coefficients based on GRACE data and an ocean bottom pressure model. *Geophysical Journal International*, 210(3) :1305–1322, 2017. doi : 10.1093/gji/ggx241. URL <http://dx.doi.org/10.1093/gji/ggx241>.
- [149] Sean Swenson, Don Chambers, and John Wahr. Estimating geocenter variations from a combination of GRACE and ocean model output. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 113(B8) :n/a–n/a, 2008. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2007JB005338. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2007JB005338>. B08410.
- [150] M. E. Tamisiea, J. X. Mitrovica, J. Tromp, and G. A. Milne. Present-day secular variations in the low-degree harmonics of the geopotential : Sensitivity analysis on spherically symmetric Earth models. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 107(B12) :ETG 18–1–ETG 18–10, 2002. doi : 10.1029/2001JB000696.
- [151] Byron D. Tapley, Srinivas Bettadpur, John C. Ries, Paul F. Thompson, and Michael M. Watkins. GRACE measurements of mass variability in the Earth system. *Science*, 305(5683) :503–505, 2004. ISSN 0036-8075. doi : 10.1126/science.1099192. URL <https://science.sciencemag.org/content/305/5683/503>.

- [152] P. Tregoning and T. van Dam. Effects of atmospheric pressure loading and seven-parameter transformations on estimates of geocenter motion and station heights from space geodetic observations. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 110(B3), 2005. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2004JB003334. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2004JB003334>. B03408.
- [153] John Wahr, R. Steven Nerem, and Srinivas V. Bettadpur. The pole tide and its effect on GRACE time-variable gravity measurements : Implications for estimates of surface mass variations. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 120(6) :4597–4615, 2015. doi : 10.1002/2015JB011986.
- [154] P. L. Whitehouse. Glacial isostatic adjustment modelling : historical perspectives, recent advances, and future directions. *Earth Surface Dynamics*, 6 (2) :401–429, 2018. doi : 10.5194/esurf-6-401-2018. URL <https://www.earth-surf-dynam.net/6/401/2018/>.
- [155] Matthew Wilkinson, Ulrich Schreiber, Ivan Procházka, Christopher Moore, John Degnan, Georg Kirchner, Zhang Zhongping, Peter Dunn, Victor Shargorodskiy, Mikhail Sadovnikov, Clément Courde, and Hiroo Kunimori. The next generation of satellite laser ranging systems. *Journal of Geodesy*, Sep 2018. ISSN 1432-1394. doi : 10.1007/s00190-018-1196-1. URL <https://doi.org/10.1007/s00190-018-1196-1>.
- [156] J.G. Williams. Lunar Laser Ranging. *1974 Fall Annual Meeting of the American Geophysical Union, San Francisco, Ca.*, 1974.
- [157] P. Willis, J. P. Berthias, and Y. E. Bar-Server. Systematic errors in the Z-geocenter derived using satellite tracking data : a case study from SPOT-4 DORIS data in 1998. *Journal of Geodesy*, 79(10) :567–572, 2006. ISSN 1432-1394. doi : 10.1007/s00190-005-0013-9. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s00190-005-0013-9>.
- [158] P. Willis, H. Fagard, P. Ferrage, F. G. Lemoine, C. E. Noll, R. Noomen, M. Otten, J. C. Ries, M. Rothacher, L. Soudarin, G. Tavernier, and J.-J. Vallette. The International DORIS Service (IDS) : Toward maturity. *Advances in Space Research*, 45(12) :1408–1420, 2010. doi : 10.1016/j.asr.2009.11.018.
- [159] Pascal Willis, Michael B. Heflin, Bruce J. Haines, Yoaz E. Bar-Sever, Willy I. Bertiger, and Mioara Mandea. Is the Jason-2 DORIS oscillator also affected by the South Atlantic Anomaly ? *Advances in Space Research*, 58(12) :2617–2627, 2016. ISSN 0273-1177. doi : <https://doi.org/10.1016/j.asr.2016.09.015>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117716305282>. Scientific Applications of DORIS in Space Geodesy.
- [160] Xiaoping Wu, Jim Ray, and Tonie van Dam. Geocenter motion and its geodetic and geophysical implications. *Journal of Geodynamics*, 58 :44–61, 2012. ISSN 0264-3707. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.jog.2012.01>.

007. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0264370712000087>.

- [161] Xiaoping Wu, Jurgen Kusche, and Felix W. Landerer. A new unified approach to determine geocentre motion using space geodetic and GRACE gravity data. *Geophysical Journal International*, 209(3) :1398–1402, 2017. doi : 10.1093/gji/ggx086. URL <http://dx.doi.org/10.1093/gji/ggx086>.
- [162] C. F. Yoder, J. G. Williams, J. O. Dickey, B. E. Schutz, R. J. Eanes, and B. D. Tapley. Secular variation of Earth’s gravitational harmonic J2 coefficient from Lageos and nontidal acceleration of Earth rotation. *Nature*, 303(5920) : 757–762, 1983. doi : 10.1038/303757a0. URL <https://doi.org/10.1038/303757a0>.
- [163] Umma Jamila Zannat and Paul Tregoning. Estimating network effect in geocenter motion : Theory. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 122 (10) :8360–8375, 2017. doi : 10.1002/2017JB014246.
- [164] Nikita P. Zelensky, Frank G. Lemoine, Brian D. Beckley, Douglas S. Chinn, and Despina E. Pavlis. Impact of ITRS 2014 realizations on altimeter satellite precise orbit determination. *Advances in Space Research*, 61(1) : 45–73, 2018. ISSN 0273-1177. doi : <https://doi.org/10.1016/j.asr.2017.07.044>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117717305549>.



## INDEX

### A

Ajisai, 21, 26, 27, 105  
altimétrie, 2, 8–10, 27, 39, 105, 142  
anélasticité, 94, 96, 104

### C

charge, 12, 13, 24, 31, 37, 39, 88, 93, 94  
climat, 2, 35, 88, 100, 104, 139  
CNES, 8, 9, 26, 140, 142

### D

D", 1, 103  
détecteur, 5, 21, 22  
DORIS, 4, 5, 9, 10, 19, 24, 37, 39–41, 73, 139–142

### F

figures, 1, 6–9, 12, 17, 20, 25, 28, 31–34, 38, 44, 55, 56, 58, 59, 62, 63, 65–67, 69,  
75, 78, 80, 82–84, 90, 95, 97, 99, 100, 116–120, 123, 124, 127, 128, 132,  
133, 135

### G

géocentre, 3, 13, 23, 24, 31–35, 37–41, 73, 105, 139–142  
géodésie, 2, 3, 6, 14, 15, 20, 23, 26, 31, 32, 35, 37–39, 89, 94, 139–141  
GCRF, 88  
GDR, 9, 10  
GM, 3, 7, 15, 17–21, 23, 24, 27–30, 105, 140  
GNSS, 4, 19, 37, 140–142  
GPS, 4, 5, 7, 10, 29, 39, 40, 73, 139, 142  
GRACE, 11, 12, 30, 38

### I

IERS, 10, 18, 19, 28, 33, 34, 36, 37, 88, 96, 140, 141  
IGN, 8, 36, 140  
inertie, 3, 13, 15, 23, 87–96, 98, 139  
ITRF, 36–40, 88, 90, 140

### J

Jason, 8–10, 27, 40, 73, 105, 140, 142

## L

LAGEOS, 17, 20, 21, 23–25, 27, 29, 39, 40, 105

LARES, 21, 26, 27, 105

LEO, 20, 24, 26, 27, 29, 30, 40

LLR, 3–5

Love, 12, 92, 93, 96, 97, 101–103

## M

manteau, 1, 33, 35, 89, 93, 94, 96, 100–104

marée, 10, 13, 24, 33, 34, 37, 87, 88, 92, 93, 95, 96, 98, 104, 140

MEO, 20, 24–27, 39, 40

## N

NASA, 8, 9, 25, 142

noyau, 1, 33, 89, 91, 93, 100, 103, 139

## O

oscillation, 27, 88, 89, 91, 93–95, 100–104, 139

OUS, 4, 9, 142

## P

pôle, 13, 34, 39, 87–93, 95–103, 140

pesanteur, 2, 3, 10–13, 15, 23, 26, 30, 32, 87, 104, 139, 141

POD, 2

## R

réflecteur, 5, 17, 20, 21, 27, 40, 141

radiation, 13, 14, 25, 28, 30, 40, 142

relaxation, 97, 101, 103

rhéologie, 3, 88, 89, 100, 102–104, 139

rotation, 2–4, 6, 10, 13, 15, 19, 24, 27, 36, 88, 89, 91–96, 100, 102, 103, 139

## S

SLR, 3–5, 10, 19, 21, 23–25, 29, 37, 39, 40, 73, 105, 139–141

Starlette/Stella, 21, 24, 26, 27, 105

## T

tables, 3, 11, 14, 18, 22, 26, 28, 49, 52, 55–57, 60, 61, 83, 85, 109, 112, 122, 125,  
137

TOPEX/Poséidon, 8–10, 25

troposphère, 5, 10, 30

## V

viscoélasticité, 94, 96–98, 100–103, 140

VLBI, 4, 6, 10, 19, 29, 37, 88, 140

## Y

Yarkovsky-Schach (effet), 40

## Z

ZOOM, 9

TITLE : Improved determination of Earth's mass references combining measurements from different satellite geodetic techniques. Applications in oceanography using satellite altimetry

---

ABSTRACT : In the context of the overall climate change and the need to analyze the implications of the record ice-sheet melting for the sea level and global fluid mass redistribution budgets, our PhD work focuses on large-scale phenomena impacting the shape of the Earth, its gravity field, and the stability of its rotation pole. We explore strategies for the observation and modeling of subtle variations in geodynamic parameters (lowest degree coefficients), which are still poorly constrained, despite their importance in determining fundamental terrestrial references.

The first part of this PhD is dedicated to the observation of the geocenter motion, using different geodetic techniques. The outcomes of this work provided explanations, through a correct handling of the dominant error sources, for the discrepancies between the reference laser-based LAGEOS geocenter time series (defining the origin of the international frame, ITRF) and independent solutions using DORIS/laser/GPS observations from the Jason-2 altimeter satellite. The second part of this PhD presents a self-consistent determination of the degrees 0 (gravitational coefficient  $GM$ ), 1 (geocenter motion), and 2 (Earth's figure axis orientation) of the geopotential. To this end, we use the available laser data since the 1970s (e.g., the first geodetic satellite Starlette launched by CNES in 1975), as they are the only absolute measurements making possible the monitoring of the first three degree terms. Based on 35 years of satellite laser tracking, an updated value of the geocentric gravitational coefficient was obtained, and a viscoelastic behavior of the Earth's mantle manifesting at decadal time scales was exhibited, combining the derived figure axis variations of the Earth and polar motion observations with the Euler-Liouville equations.

---

AUTEUR : Alexandre Couhert

TITRE : Amélioration des références massiques de la Terre par synergie entre différentes mesures de géodésie spatiale. Application à l'océanographie par altimétrie spatiale

DIRECTEUR / CO-DIRECTEUR DE THESE : Pierre Exertier / Christian Bizouard

LIEU ET DATE DE SOUTENANCE : Observatoire Midi-Pyrénées, 14 avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse – Salle Pyrénées – le 14 novembre 2019

---

RESUME : Dans le contexte du changement climatique mondial et la nécessité d'étudier les conséquences de l'ampleur de la fonte des glaces continentales sur le niveau des mers ainsi que sur la répartition des masses fluides à l'échelle du globe, notre travail de thèse s'intéresse aux phénomènes à très grande échelle qui modifient la forme de la Terre, son champ de gravité et l'équilibre de sa rotation. Il se focalise sur la stratégie à mettre en place pour observer et modéliser des variations très fines sur des termes géodynamiques (coefficients de bas degrés) qui sont encore aujourd'hui mal connus, et pourtant déterminants dans l'établissement des références terrestres fondamentales.

La première partie de la thèse concerne l'observation du mouvement du géocentre par différentes techniques de mesures géodésiques. Ces travaux débouchent, par une meilleure maîtrise des sources d'erreurs, sur une explication des écarts entre les séries de mesures laser du mouvement du géocentre obtenues sur les satellites LAGEOS (référence actuelle pour l'origine du repère international, ITRF) et celles obtenues indépendamment sur le satellite altimétrique Jason-2 à partir d'observations DORIS/laser/GPS. La deuxième partie de la thèse s'intéresse à la détermination cohérente des coefficients de degrés 0 (coefficient gravitationnel  $GM$ ), 1 (géocentre), et 2 (inertie/orientation) du champ de pesanteur terrestre. Nous utilisons pour cela les mesures de télémétrie laser disponibles depuis les années 1970 (par exemple, Starlette lancé en précurseur par le CNES dès 1975), car ce sont les seules mesures à caractère absolu qui donnent accès à ces trois premiers degrés. Nos analyses menées sur près de 35 ans aboutissent à une nouvelle valeur de la constante gravitationnelle géocentrique et la détection d'une réponse viscoélastique du manteau de notre planète aux échelles de temps décennales, par combinaison des termes de degré 2 et paramètres d'orientation de la Terre avec les équations d'Euler-Liouville.

---

MOTS-CLES : Champ de gravité, Altimétrie spatiale, Rotation de la Terre, Redistribution de masse

---

DISCIPLINE : Océan, Atmosphère, Climat

---

INTITULE ET ADRESSE DU LABORATOIRE : Géosciences Environnement Toulouse (GET) – Observatoire Midi-Pyrénées – 14 avenue Edouard Belin, 31400 Toulouse