



HAL
open science

Transfert de temps optique spatial (mission T2L2 / Jason-2) : applications et impacts en Géodésie

Alexandre Belli

► **To cite this version:**

Alexandre Belli. Transfert de temps optique spatial (mission T2L2 / Jason-2) : applications et impacts en Géodésie. Astrophysique [astro-ph]. Université Bourgogne Franche-Comté, 2017. Français. NNT : 2017UBFCD040 . tel-01862689

HAL Id: tel-01862689

<https://theses.hal.science/tel-01862689v1>

Submitted on 27 Aug 2018

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.

UNIVERSITÉ DE BOURGOGNE FRANCHE COMTÉ -
UFR SCIENCES

École Doctorale Carnot-Pasteur



THÈSE

pour obtenir le titre de :

Docteur en Sciences
de l'Université de **Bourgogne Franche-Comté**

Spécialité : Astrophysique

présentée et soutenue par

Alexandre BELLI

Transfert de Temps Optique Spatial (mission T2L2 / Jason-2)

Applications et Impacts en Géodésie

Thèse dirigée par **Pierre EXERTIER** et **François VERNOTTE**
préparée au laboratoire Géoazur, Sophia-Antipolis et UTINAM, Besançon

soutenue le 16 Février 2017 devant le Jury composé de :

| | | |
|-------------------------|---|-----------------------|
| Marie-Christine ANGONIN | Professeure - UPMC - SYRTE | Présidente du Jury |
| Frank LEMOINE | Senior Scientist - NASA - GSFC | Rapporteur |
| Noël DIMARCQ | Directeur de Recherche - CNRS - SYRTE | Rapporteur |
| Richard BIANCALE | Ingénieur - CNES / GRGS | Examinateur |
| Christian JAYLES | Ingénieur de Recherche - CNES | Invité |
| Étienne SAMAIN | Ingénieur de Recherche - Géoazur / OCA | Invité |
| Pierre EXERTIER | Directeur de Recherche - CNRS - Géoazur | Co-directeur de Thèse |
| François VERNOTTE | Professeur - UFC - UTINAM | Co-directeur de Thèse |

*À mes Parents, ma Sœur
et mes Grands-Parents*

Résumé

Mes travaux de thèse ont pour finalité la réalisation d'un transfert de temps intercontinental d'une stabilité meilleure que 2 ns sur 10 000 s, entre les observatoires géodésiques de l'International Laser Ranging Service (ILRS). Ce transfert de temps est effectué à l'aide de liens spatiaux optiques obtenus par l'expérience de Transfert de Temps par Lien Laser (T2L2). T2L2 a été lancée le 20 Juin 2008 à 1336 km d'altitude à bord du satellite océanographique Jason-2. Le principe de cette expérience est basé sur la datation, au sol dans les stations laser et à bord du satellite, d'impulsions laser très courtes (30 - 100 ps) aller - retour (2 voies) venant de 25 stations laser réparties sur le Globe. La performance du lien sol-bord (dont la stabilité atteint des valeurs inférieures à 10 ps sur 100 s), procurée par la technologie laser d'une part et par la qualité de l'instrument spatial d'autre part permet de lire précisément les variations de l'oscillateur bord (à quartz) développé pour le système d'orbitographie et de localisation Doppler Orbitography and Radiopositioning Integrated by Satellite (DORIS) du Centre National d'Études Spatiales (CNES). Nous montrons qu'il est possible de construire un modèle de fréquence déterministe, à court terme (10 j) et moyen terme (plusieurs mois) d'évolution de la fréquence de l'oscillateur bord DORIS, avec une précision relative de $3 - 5 \cdot 10^{-13}$. Les variations de fréquence sont induites par un environnement spatial complexe, où les radiations, la température et le vieillissement du résonateur dégradent l'oscillateur. L'intégration de ce modèle nous permet la réalisation d'un temps à bord pour synchroniser le réseau ILRS complet et ainsi estimer les biais en temps des stations laser par rapport à l'Universal Time Coordinate (UTC). L'effet des biais en temps, estimé à l'aide de T2L2 sur l'orbite ainsi que sur les coordonnées des stations laser de l'International Terrestrial Reference Frame (ITRF) est déterminé précisément au niveau de quelques millimètres. Enfin T2L2 étant également capable de dater le Pulse Par Seconde (PPS) du système Global Positioning System (GPS), nous étudions l'évolution sur le long terme (plusieurs années) des horloges utilisées dans les stations laser et nous montrons les problèmes insoupçonnés de l'instabilité de leur système de temps/fréquence au sol.

Mots-clés

Transfert de temps, télémétrie laser, oscillateur ultra-stable spatial, horloges en réseau, géodésie spatiale.

Abstract

The purpose of my Ph.D. works is the realization of a intercontinental time transfer, with a stability better than 2 ns over 10,000 s, between the International Laser Ranging Service (ILRS) geodetics observatories. This time transfer is performed thanks to optical space links and the Time Transfer by Laser Link (T2L2) experiment. T2L2 is a passenger on-board the oceanographic satellite Jason-2, which was launched the 20th June 2008, at 1336 km of altitude. The principle of this experiment is based on the (two-way) short laser pulses (30 - 100 ps) time tagging, in laser station on ground and on-board the satellite, which come from 25 worldwide laser stations. The high performance of the ground-to-space link (where the stability reach values better than 10 ps over 100 s), given by the laser technology in one hand, and the quality of the space instrument in the other hand, allows to precisely read the frequency variations of the on-board oscillators (quartz) built for the orbitography and localization Doppler Orbitography and Radiopositioning Integrated by Satellite (DORIS) French system. We demonstrate the possibility to build a deterministic frequency model, on the short term (10 days), mid-term (severals month) for the on-board DORIS oscillator frequency evolution, with a relative precision at $3 - 5 \cdot 10^{-13}$. Frequency variations are caused by a complex space environment, where radiations, temperature and device aging damage the oscillator. The integration of this model allows us to build an "on-orbit" time realization to synchronize the whole ILRS network and thus, estimate laser station time biases in regard to the Universal Time Coordinate (UTC). The time bias effects, estimate thanks to T2L2, on the International Terrestrial Reference Frame (ITRF) station coordinates, is precisely determined at the level of a few millimeters. Finally, T2L2 is able to time tagged the Global Positionning System (GPS) Pulse Per Second (PPS) signal in order to study the clock long term (several years) behavior in laser station and we show the unexpected problems due to the instability of the station time and frequency system.

Key-words

Time transfer, laser ranging, ultra-stable space oscillators, clocks in network, space geodesy.



Remerciements

Quelle aventure, une thèse ! J'ai toujours été surpris au départ de lire toutes ces thèses avec tant de remerciements... mais maintenant j'ai compris pourquoi ! À chaque instant, des personnes m'ont apporté leur aide, volontairement ou pas. Je vous dédie cette partie du manuscrit, bien qu'aucun texte ne puisse quantifier toute la gratitude que vous méritez.

Je voudrais commencer par remercier chaleureusement les membres de mon jury qui ont accepté de lire mon manuscrit et qui se sont déplacés pour ma soutenance. Je remercie Frank Lemoine et Noël Dimarcq pour leur charge de rapporteur. Merci aux examinateurs, Richard Biancale, et Marie-Christine Angonin également présidente du Jury, aux invités, Étienne Samain, Christian Jayles et à Isabelle Petitbon.

Je remercie également le LABEX FIRST-TF et la région Franche comté, pour avoir financé mon travail.

Cette aventure n'a été possible qu'avec un guide et par chance j'en ai eu deux ! Je vous remercie très sincèrement Pierre Exertier et François Vernotte, pour tout ce que vous avez pu m'apprendre dans mes premiers pas en recherche, pour la patience dont vous avez fait preuve pendant ces quelques années.

Pierre, c'est très agréable de travailler avec toi, étant naturellement bavard, nos discussions presque journalières m'ont vraiment intéressé. J'étais réceptif à ton humour, même lorsqu'il était trop noir, nous en étions presque gênés. Je n'oublierai jamais la technique du 21^e siècle pour comparer les graphes : on les superpose et on regarde par transparence sur la fenêtre. Cette technique est pourtant préhistorique mais elle fonctionne ! Je voudrais également te remercier pour toute la confiance que tu m'as accordé.

François, je n'ai malheureusement pas eu l'occasion de passer beaucoup de temps à Besançon mais j'ai toujours su apprécier tes cours toujours très clairs sur les variances, et ton humour très agréable. Tu es le chercheur aux milles et un bruits, que tu trouves plus intéressants que les signaux eux-mêmes ! Gare aux codes qui résistent à François, sinon ils finiraient affublés d'un doux petit nom "ducon.m"

Je remercie particulièrement tous les membres de l'équipe Astrogeo, très ouverts et

agréables. Merci Gilles Metris pour tous tes conseils, ta patience inébranlable malgré mes nombreuses irrptions dans ton bureau (je dois être un peu hyper-actif...). Je me souviendrai de cette phrase que tu m'as dite un jour à la pause café, "si tu as autant d'imagination dans ta thèse que dans tes blagues tu iras loin." Je ne sais pas si c'est le cas, mais au final je viens juste de commencer la recherche non ? Merci également à Agnès Fienga pour les conseils, pour l'IAU à Hawaï et pour avoir gardé un petit œil sur mes travaux. Merci à Étienne, pour les discussions passionnantes à Calern sur les missions de transfert de temps, mais également pour avoir accepté d'être mon parrain de thèse. Merci à Olivier Laurain, mon co-bureau d'en face, pour les conseils en "unix", "awk", mais surtout pour ta gentillesse, ta bonne humeur, les parties infernales de Poker et de tennis dans le couloir (shuuut) et surtout pour l'affaire de l'œuf, qui m'a tenue en haleine plus de 1 an ! Merci à Anthony Memin, pour les conseils de post-doc, de "python" et pour avoir élevé au rang de cocktail du siècle, le cocktail de Belambra "zizi-coincoin". Merci à Clément Courde, spécialiste laser, pour tes conseils et pour Postdam (la pinte à 2.5 euros) ! Merci Myrtille pour les conseils en temps fréquence et l'exposition. Merci à Hervé Viot, pour la course, les truffes, Jean-Marie Torre, Hervé Mariet, Mourad Aimar, Dominique Albanese pour les sessions d'observations. Merci à Laura Serron pour les petites pauses et le fameux thé pour célibataire. Merci aussi à Jean Kovalevsky et François Barlier, pour leurs remarques pertinentes lors des pauses café et des Astroclubs. Merci également aux membres de l'équipe qui ont bougé, Pascal Bonnefond, Nicolas Martin, pour ta patience, les pauses et tes nombreux conseils, Letizia, ma co-bureau qui m'a légué sa plante, Edward pour les pokers et les jeux de rôles. Merci également à ceux avec qui je n'ai pas forcément eu l'occasion de beaucoup interagir, mais qui à leur façon, ont apporté conseils et bonne humeur, qui ont été à ce travail de recherche.

Je voudrais également remercier tout le personnel administratif et informatique de Géoazur sans qui travailler, voyager serait impossible!!! Merci Lionel, David, Clémentine, Julien Ollivier, Magali, Veronique, Candice, Emilie, mes fées protectrices, Fabienne, Sandrine, Valérie, Marie-Hélène, Jelena la super bibliothécaire mais aussi Reine, Anny, Joëlle. Géoazur a vraiment un super service administratif.

Merci également à toute la direction, en particulier Jenny pour toute l'aide, les chansons et l'organisation, merci aussi à Emmanuel et Marc. Tous les collègues chercheurs et ITA ! Julien, Corinne, j'en passe et des meilleurs...

Merci également au personnel du laboratoire UTINAM, même si je n'y ai pas passé beaucoup de temps, mais qui a su m'aider lors de mes déplacements à Besançon.

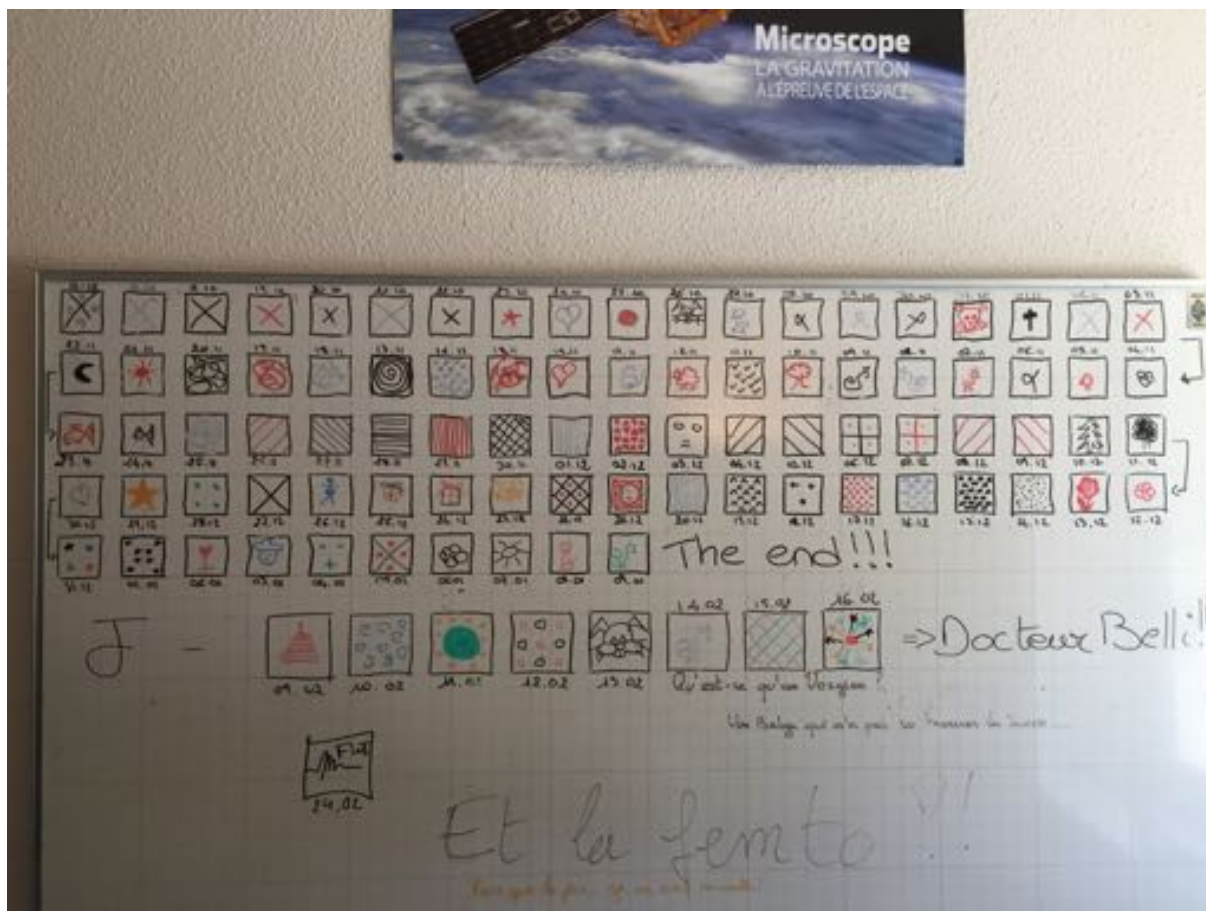
Je remercie les collègues du CNES et IDS Jean-Michel Lemoine, Christian Jayles, Albert Auriol, Hugues Capdeville pour ces discussions super intéressantes et pour m'avoir

permis de découvrir votre communauté.

Je remercie également tous les anciens doctorants, amis que j'espère croiser à nouveau. Merci à Quentin et Nestor pour ces foots, Merci à Alain (et Gentiane!) avec leur fraîcheur Alsacienne, et leur belle maison pleine de Bambous! Merci également à Dung (incroyable!), Clément, Huyen, Jérémie, Yevegenia, Sadrac et tous les autres que j'ai pu oublier, ou qui ont soutenu trop tôt pour que je puisse bien les connaître.

Je voudrais également remercier vivement Stephen Beller, docteur FWI, mon compagnon de rédaction, où nous avons passé de "folles" nuits au labo à rédiger, sous l'œil bienveillant des gardiens, et des animaux, les chats du CNRS, les sangliers et autres écureuils... Je n'oublierai jamais nos pauses au "Roots", nos petits restaurants pour souffler quelques heures... Surtout toutes les aventures à Antibes, Nice, notre chasse aux granitas, nos shots imbuables. Ces petites phrases comme "la femto c'est pour quand? Parce que la pico ça va 5 min", "qu'est ce qu'un Vosgien? Un belge qui n'a pas su trouver la Suisse". Merci Bibounet et Gaïa, pleins de love!

Je te remercie aussi Laurie, pour toutes ces pauses magiques pleines de zombis apocalyptiques, pour tes fous rires, tes lunettes violettes, et pour tous les trucs drôles que j'ai pu te faire (chanter du Mylène Farmer dans ta voiture, essayer de trouver ta chambre dans la coloc coincoin et réveiller Dodo à la place pour dire que je pars!) Merci également pour ce calendrier de l'avent thèse (photo) que je prenais plaisir à te voir remplir! Je t'adore.



Merci également la future génération de docteurs! Alexiane (Je n'oublierai pas la porte trop légère que tu as failli casser et le petit chat Milo), Flore, Laure, Nicolas, Sara, Nikolas, Sargis, Kévin, Zoé, Anthony, Vishnu (Mahaloa... fan de Hägen Das, merci pour les vacances à Hawaï), Borhan (mon Iranien favori, merci pour les sessions Roots et j'espère que tu trouveras un visa avec une belle française;)) et tous les autres, merci à vous.

Je vais également garder une immense place dans mon cœur pour tous les colocataires de chez MAMER, que ce soit les passagers ou les fondateurs!

Merci à Maëlle Kelner pour tous les conseils, les super débats et surtout pour m'avoir fait redécouvrir l'escalade. Merci également pour toute ta motivation! je te souhaite pleins de bonnes choses pour toute la suite. Merci aussi à ton gros chat roux, couleur Trump, qui est si adorable et drôle mais un peu faignant (pas foutu d'attraper un pigeon)!

Merci à Remy Cordier, mon hyper actif préféré qui grimpe, vole en parapente et j'en passe! Je n'oublierai jamais que tu regardais toujours la météo, ton TOC à toi j'imagine;).

Merci à Mathilde Marchandon pour sa joie de vivre, sa franchise et sa maladresse légendaire qui me fait toujours rire! Merci aussi pour les pauses et pour les sessions shopping, que toi seule savait rendre rapides et efficaces. Je n'oublierai pas ta "belle" voix

qui nous "envoutait" quand tu te mettais à chanter.

Merci à Théa Ragon pour ta bonne humeur, tes débats très intéressants pour une nouvelle société qui devrait consommer moins de viande. Tu es ma Végane favorite (je sais tu n'aimes pas quand on dit ça), jamais sectaire, et toujours ouverte. Je pourrais dire que tu as un grain, mais non tu as des graines, pleins même, qui sont si bonnes et qui donnent des légumes si bons ! Bisous la moche ;)

Merci à Virginie Hassoun, l'amoureuse des chats, cuisinière de folie qui aime le curry, résidente du placard, merci à ton petit chat Lou, croisé mi-moquette, mi-autre chose. Merci pour tes conseils, ton soutien et tes sourires et pour cette phrase magique "déplacé!", si par malheur je me déplaçais pas assez habillé dans la coloc.

Merci à Edouard Palis avec ton sourire toujours charmeur. Merci pour les JDPN, mon cher co-organisateur. Pour m'avoir fait un peu découvrir le reggae et pour toutes ces soirées où je me plaisais à te voir jouer de l'harmonica ou secouer un œuf pleins de billes pour le rythme. À l'heure où j'écris ces lignes tu es en pleine préparation de ta soutenance (dans 5 jours) je pense à toi ! Courage futur docteur, j'espère que tu trouveras vite ton chemin !

Merci à Chouchou (Marina), la miss au camion jaune, première végé à intégrer la coloc qui me fait bien rire, qui est toujours motivée pour tant de choses et une super vendeuse de chez Expé. Merci aussi pour toutes les petites séances de motivations. Ne change pas continue toujours de voir la vie du bon côté !

Merci à Chloé Loury, que nous avons sauvé de la terrible inondation d'octobre 2015, qui apporte toujours de super produits du Nord-Est et qui est pleine de joie ! Merci pour cette fameuse soirée de thèse, les sessions cheval avec ce masque plus flippant que joli.

Merci à Victorien Bauve, notre réfugié de Gassin qui dormait sous l'escalier, mais aussi super cuisinier du Var. Merci pour ces vacances de Noël 2016, avec nos sessions pêche (il n'y a pas de poissons dans la Méditerranée, je me suis fait à l'idée), nos sessions H. Même si ton cœur me fait un peu peur, (j'ai toujours l'impression que je vais devoir désamorcer une bombe), il est géant !

Difficile de remercier tous les colocs à leur juste valeur, mais merci infiniment, je vous aime tous, et pleins de bisous. (Hé mais j'oubliais, merci à nos poules pour les œufs, Poule Iche, Poule Tuguesh, Poule Ovaire et Poule Monaire).

Les colocs de Garbejaire, Octave, Gilles, toujours motivés pour des après-midi jeux ou pour des soirées improbables, merci également à Nolween, la seule capable de faire "oh là là, vous avez une tâche...pistache", à un policier !

Les colocs de Vence, coloc CoinCoin, Cédric, Papy et Raphaël, monsieur démocratie, pour cette belle maison et piscine! et merci pour cette mission secrète;).

Les colocs de Magnan, Sabine, Émilie, Rui, Matthieu et tous les autres, que j'ai rencontré grâce à Maëlle et qui organisent toujours de super soirées terrasse

Les colocs de Saint Cézaire, merci à Guillaume, sportif, grimpeur et fofou sur les bords, qui m'a fait manger une crêpe au PQ et mis du gâteau dans le short. Delphine et Julia pour la grimpe et les sessions discussion.

Je remercie plus que tout mes parents, Christine et Claude, qui ont toujours été là pour moi, toujours présents et qui ont su me motiver et me rendre curieux depuis mes premiers pas. Merci à Clémentine, ma sœur que j'adore, mes grands-parents, Denise, Bernadette, Gustave et Vincent, pour leur gentillesse et pour tout, merci à mes oncles et tantes, Hervé, Agnès, Marc, Maryse, Viviane, Bernard, Gérard, merci à mes cousins/cousines, Sarah, Marlène, Jany, Maxime, Julien, Cynthia et David pour cette merveilleuse enfance, je vous aime tous. Merci également pour cette belle surprise d'être venu si nombreux pour ma soutenance et mon anniversaire, quel cadeau!

Enfin je remercie tous mes amis, en particulier Frédérique, Nanou et Charlotte qui m'ont épaulé lors de mes études à Paris. Je remercie tous mes amis de La Bresse (Pierre, Julien...), du lycée et de la fac (Denis, Agathe, Joanne, Gwendoline, Mathieu, Loïc, ALCOR...). Je remercie aussi mes amis de la région, Matthieu Zanti, fan de Kaamelott, grand brun ténébreux (à la volette!) Clément pour les sessions à Louis II, Amid, Lucie, les amis de Nice, Bruno (petit chat), Martina, Adina, Julian et tous les autres présents en soirée et aux JDPN... Je remercie également tous les amis grimpeurs, Matteo (et Val de grimpe), Mathilde, Pauline et surtout Delphine, une super amie qui m'a apporté les pirates, la zé-tétique et encore merci pour tant d'autres choses. Merci à Lili, pour la relecture de cette thèse.

Pour terminer, je souhaite remercier tous ceux que j'aurais par mégarde oublié, mais qui ont apporté quelque chose à ce travail, merci à vous! Et merci à la caféine;)

Table des matières

| | |
|--|-----------|
| Introduction | 17 |
| 1 Temps/Fréquence et Géodésie Spatiale | 21 |
| 1.1 Aspects fondamentaux | 22 |
| 1.1.1 Observatoires géodésiques | 23 |
| 1.1.2 Caractérisation des horloges | 24 |
| 1.1.3 Références de temps | 30 |
| 1.1.4 Relativité | 33 |
| 1.2 Rôle du Temps/Fréquence en géodésie | 36 |
| 1.2.1 Les quatre techniques en géodésie spatiale | 36 |
| 1.3 Transfert de temps/fréquence (micro-onde) | 39 |
| 1.3.1 Besoins | 39 |
| 1.3.2 Développements au sol | 40 |
| 1.3.3 Transfert de temps spatial | 41 |
| 1.4 Conclusion | 47 |
| 1.5 Glossaire | 48 |
| 2 Transfert de Temps Optique | 51 |
| 2.1 Télémétrie laser | 52 |
| 2.1.1 Principe | 52 |
| 2.1.2 Rôle de la télémétrie laser en géodésie | 59 |
| 2.1.3 Missions de transfert de temps optique | 61 |
| 2.2 T2L2 | 67 |
| 2.2.1 Jason-2 | 67 |
| 2.2.2 Centre de Mission Scientifique | 69 |
| 2.2.3 Segment spatial (T2L2) | 70 |
| 2.2.4 Stations laser | 74 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 2.2.5 | Transfert de temps sol-bord | 75 |
| 2.2.6 | Transfert de temps en Vue Commune | 83 |
| 2.3 | Conclusion | 86 |
| 2.4 | Glossaire | 87 |
| 3 | Apport de T2L2 à DORIS | 89 |
| 3.1 | L'OUS DORIS | 90 |
| 3.1.1 | Motivations | 90 |
| 3.1.2 | Principe du système DORIS | 91 |
| 3.1.3 | La version DGXX | 93 |
| 3.2 | L'environnement spatial | 95 |
| 3.2.1 | Les radiations | 96 |
| 3.2.2 | Attitude de la plateforme PROTEUS | 102 |
| 3.2.3 | La température | 103 |
| 3.2.4 | Le vieillissement | 106 |
| 3.3 | Modélisation | 106 |
| 3.3.1 | Modèle radiatif | 107 |
| 3.3.2 | Modèle de température | 110 |
| 3.3.3 | Dérive globale et vieillissement | 113 |
| 3.3.4 | Modèle complet court terme | 115 |
| 3.4 | Étude long terme | 122 |
| 3.4.1 | Introduction | 122 |
| 3.4.2 | Nature de la période à 59 jours | 124 |
| 3.5 | Conclusion et discussion | 129 |
| 3.6 | Glossaire | 134 |
| 4 | Synchronisation du réseau laser | 137 |
| 4.1 | Contexte | 138 |
| 4.2 | Comportement long terme des horloges | 140 |
| 4.2.1 | Stabilité à 1 an de 4 stations | 141 |
| 4.2.2 | Analyse | 146 |
| 4.3 | Transfert de temps en vue non commune | 149 |
| 4.3.1 | Principe | 149 |
| 4.3.2 | Intégration du modèle de fréquence | 151 |
| 4.3.3 | Méthode | 153 |

| | | |
|-------|--|------------|
| 4.4 | Analyse des données | 156 |
| 4.4.1 | Résultats | 156 |
| 4.4.2 | Bilan d'erreurs | 157 |
| 4.5 | Impact en géodésie spatiale | 162 |
| 4.5.1 | Stratégie d'analyse | 162 |
| 4.5.2 | Inversion et résultat | 164 |
| 4.6 | Conclusion et discussion | 171 |
| 4.7 | Glossaire | 172 |
| | Conclusions et perspectives | 175 |
| | A Médiation scientifique | 179 |
| A.1 | Éléments supplémentaires sur les échelles de temps | 189 |
| | Acronymes | 193 |
| | Bibliographie | 202 |

Introduction

Le besoin de se repérer dans le temps et la nécessité de dater des événements toujours plus précisément, a conduit l'homme à construire des horloges de plus en plus performantes. Les horloges restent néanmoins des identités physiques indépendantes les unes des autres et sont très différentes, en termes de stabilité et d'exactitude. Or, pour construire une référence de temps accessible et identique en tous points du globe, ces horloges (parfois en réseau) ont besoin d'être comparées entre elles, donc synchronisées. Les horloges les plus performantes se trouvent dans des laboratoires temps/fréquence spécialisés. Ceux-ci disposent de moyens de transfert de temps (donc de comparaison) par signaux radio-fréquence par Global Positioning System (GPS), Glonass, Galileo (une voie) et Two Way Satellite Time and Frequency Transfer (TWSTFT) (deux voies). Ces dernières technologies (*hardware* et *software*) sont bien à la base de la référence internationale Universal Time Coordinate (UTC) : elles en assurent le maintien et sa réalisation ([Jiang and Petit, 2009](#)).

D'un autre côté, la géodésie spatiale, qui fonctionne naturellement en réseaux d'observatoires, base ses principes sur la qualité des horloges au sol et dans l'espace et sur leur synchronisation (par exemple les satellites du Global Navigation Satellite System (GNSS)). L'ensemble des observatoires géodésiques (Very Long Baseline Interferometry (VLBI), GNSS, Doppler Orbitography and Radiopositioning Integrated by Satellite (DORIS) et le Satellite Laser Ranging (SLR)) sont aujourd'hui rassemblés en services internationaux (International VLBI Service (IVS), International GPS Service (IGS), International DORIS Service (IDS) et l'International Laser Ranging Service (ILRS)). Pour certaines stations laser, les horloges qui y sont présentes ont des stabilités variées et elles sont plus ou moins décalées de l'échelle de temps civil internationale UTC. Le besoin de synchronisation à des niveaux bien meilleurs que la microseconde s'impose clairement ([Pearlman et al., 2002](#); [Plag and Pearlman, 2009](#)) (voir également dans le cas de DORIS ([Tavernier et al., 2005](#); [Zelensky et al., 2006](#); [Lemoine et al., 2016](#))).

Le transfert de temps permet de comparer les horloges entre elles. Il est à la base de la construction des échelles de temps locales, nationales et internationales. Les techniques

de transfert de temps se sont développées en parallèle de l'évolution des performances des horloges. Localement, le transfert de temps (et/ou de fréquence) par fibre optique permet d'atteindre les meilleures performances métrologiques (Lisdat et al., 2016). Le transfert de temps spatial permet d'avoir une couverture globale de la Terre donc sur des distances intercontinentales et il permet également de réaliser des synchronisations d'horloges spatiales (espace-sol ou sol-espace).

La possibilité de synchroniser des réseaux très larges a permis aux chercheurs de proposer des échelles de temps très stables construites, non plus à partir de phénomènes naturels astronomiques, mais à partir d'un ensemble d'horloges atomiques : il s'agit du Temps Atomique International (TAI) (Petit and Jiang, 2008) sur lequel repose UTC.

La fin des années 80 a vu se développer la technique de transfert de temps optique, à l'aide d'impulsions laser datées très précisément, au travers de l'expérience LAsER Synchronisation from Stationary Orbit (LASSO) (Fridelance and Veillet, 1995). L'expérience de Transfert de Temps par Lien Laser (T2L2) (Samain et al., 2008a), au cœur de cette thèse, permet aujourd'hui de synchroniser des horloges avec des stabilités et des exactitudes meilleures que les techniques utilisant des signaux radio-fréquence.

L'expérience spatiale T2L2 arrive à un moment charnière au plan métrologique comme au plan géodésique. En tant que technique optique, elle s'appuie sur un segment sol, globalement de très haut niveau et sur un segment spatial très pertinent (accessibilité, qualité des composants, performances, etc.). Passager à bord du satellite Jason-2, qui porte trois des grandes techniques de la géodésie spatiale, T2L2 offre une unité de lieu (co-location) entre ces techniques (au moins laser et DORIS mais aussi GPS) hors du commun. En dehors des aspects purement métrologiques qui ont été étudiés et valorisés par le "consortium" Observatoire de la Côte d'Azur (OCA) (équipe "Astrogéo" du laboratoire Géoazur ; Centre de Mission Scientifique (CMS)), Centre National d'Études Spatiales (CNES), Observatoire de Paris, le but de ce présent travail de thèse est d'extraire des produits de temps/fréquence et géodésiques de la mission avec pour objectifs de développer les grands axes des applications scientifiques prévues pour la mission : soit *a priori*, la comparaison globale des systèmes et échelles de temps des stations laser du réseau international (jamais réalisée), la lecture très fine de l'Oscillateur Ultra Stable (OUS) DORIS de 10 min à plusieurs années (jamais réalisée au niveau de quelques 10^{-13}), l'amélioration du repère de référence laser (contribution à l'International Terrestrial Reference Frame (ITRF)), l'amélioration du système/technique DORIS avec Jason-2 puis projetée sur Jason-3, voire au-delà et la comparaison des transferts de temps radio-électrique.

Le [chapitre 1](#) a pour but de donner au lecteur tous les outils nécessaires. Le vocabulaire particulier du temps/fréquence est nécessaire pour appréhender le reste de la thèse. Nous

posons les bases liées au temps fréquence pour le cadre des observatoires géodésiques, du point de vue du temps/fréquence. Nous décrivons les horloges utilisées dans ces observatoires, la variable temps au sens de la relativité, leur caractérisation mathématique tant sur les bruits que sur les performances (stabilité). Une annexe, présente succinctement une action de médiation sur l’historique de la construction du temps.

Le [chapitre 2](#) se concentre sur le transfert de temps optique par laser. Après une brève introduction sur la technique géodésique laser, nous présentons son rôle pour la géodésie au travers de quelques missions spatiales récentes. La seconde partie de ce chapitre présente l’expérience T2L2 à bord de Jason-2 dans son ensemble (description de l’instrument et résultats métrologiques).

Le [chapitre 3](#) s’intéresse aux applications du transfert de temps optique à la technique DORIS. T2L2 permet une lecture très fine des variations le l’oscillateur à bord, soumis à l’environnement spatial. Nous présentons les effets des radiations, température et vieillissement. Cela nous conduit à développer un modèle complet des variations court et moyen termes pour l’OUS de Jason-2, et aussi de Jason-3. Nous donnons des pistes pour améliorer les produits géodésiques (orbitographie¹ de précision et coordonnées de balises DORIS).

Le [chapitre 4](#) développe l’application majeure de mes travaux ; l’intégration du modèle de fréquence qui sera appliqué à la méthode de transfert de temps en vue non commune, et la synchronisation résultante du réseau laser. Nous commençons par faire un bilan de la stabilité long terme des horloges des stations laser. Nous proposons une caractérisation analytique pour mieux comprendre les situations temps/fréquence très différentes d’une station à l’autre. Nous estimons finalement les biais en temps locaux à l’aide de la vue non commune. Enfin nous calculons leurs effets sur l’orbite des satellites Starlette, (LAsER GEODynamics Satellite) LAGEOS et LAGEOS-2 et également sur les coordonnées des stations. Nous concluons et discutons l’impact de ce travail de recherche en géodésie et nous étendons aux perspectives telles que la physique fondamentale, la physique de la haute atmosphère et la navigation.

1. Détermination des éléments orbitaux d’un satellite

Chapitre 1

Temps/Fréquence et Géodésie Spatiale

Sommaire

| | |
|--|-----------|
| 1.1 Aspects fondamentaux | 22 |
| 1.1.1 Observatoires géodésiques | 23 |
| 1.1.2 Caractérisation des horloges | 24 |
| 1.1.3 Références de temps | 30 |
| 1.1.4 Relativité | 33 |
| 1.2 Rôle du Temps/Fréquence en géodésie | 36 |
| 1.2.1 Les quatre techniques en géodésie spatiale | 36 |
| 1.3 Transfert de temps/fréquence (micro-onde) | 39 |
| 1.3.1 Besoins | 39 |
| 1.3.2 Développements au sol | 40 |
| 1.3.3 Transfert de temps spatial | 41 |
| 1.4 Conclusion | 47 |
| 1.5 Glossaire | 48 |

Ce chapitre a pour but de présenter les aspects fondamentaux du temps/fréquence en géodésie spatiale et les techniques de bases, actuelles, de transfert de temps (micro-onde). En [section 1.1](#), nous étudierons les horloges atomiques présentes dans les observatoires géodésiques, les outils mathématiques, le vocabulaire métrologique et les aspects relativistes nécessaires au présent contexte. Pour comprendre le rôle du temps/fréquence en géodésie, qui sera présenté [section 1.2](#), nous décrivons la technique GPS et les techniques DORIS, laser et VLBI. Le transfert de temps micro-onde, présenté [section 1.3](#), s'attarde sur les besoins, les développements au sol et les techniques spatiales. Enfin, nous concluons ce chapitre en [section 1.4](#).

1.1 Aspects fondamentaux

Les mesures en géodésie spatiale reposent intrinsèquement sur des différences de dates et donc sur la stabilité court terme des oscillateurs de référence et la résolution des dateurs. Les observatoires géodésiques et les satellites de navigation possèdent des horloges ultra-stables, dont la donnée primaire est le temps propre au sens de la relativité. Les observatoires sont situés sur une Terre complexe et changeante, et les satellites sont soumis à des variations d'altitude et de vitesses importantes (de l'ordre de plusieurs $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$).

Même si nous devons prendre en compte les effets prévus par la Relativité Générale, les horloges distribuent toujours un temps bruité et elles sont affectées par de nombreux phénomènes : vibrations, chocs, magnétisme, radiations, température, pour les principaux. Des outils mathématiques permettent de caractériser finement ces bruits (depuis [Allan \(1966\)](#)) et d'en déduire leurs performances soit intrinsèques, soit en opération. Devant un réseau parfois international d'horloges indépendantes, il convient de choisir une origine et une unité de temps communes, c'est-à-dire une échelle de temps. L'échelle de temps internationale actuelle (UTC) est obtenue par une moyenne pondérée de l'Échelle Atomique Libre (EAL), qui après pilotage sur les fontaines atomiques, sert à générer TAI auquel on ajoute 37 s pour obtenir UTC.

Bien que les horloges soient de nature différente, elles forment des réseaux dans les laboratoires, dans les observatoires et dans l'espace, ces réseaux doivent trouver leur sens pour établir une échelle de temps commune. Il faut donc comparer les horloges entre elles, transporter l'information (le temps ou la fréquence) en prenant soin de ne pas dégrader la qualité de chacune ; c'est le transfert de temps sol-espace (sol-bord) ou sol-sol.

1.1.1 Observatoires géodésiques

Nous allons considérer les observatoires géodésiques comme des points isolés sur la Terre (ou dans l'espace). Il s'agit de stations au sol ou de satellites en orbite. Nous considérons une horloge comme un instrument un peu abstrait qui mesure l'observable "temps". L'idée est d'avoir une description réaliste de cet instrument, en introduisant les contraintes liées à son environnement (contraintes que nous avons étudiées et introduites dans les analyses) : au sol dans les laboratoires parfois distants les uns des autres et dans l'espace. Il s'agit donc de finaliser de manière exhaustive ces contraintes de mise en opération des horloges, afin de séparer leur comportement propre de la réalisation locale de la base de temps sous-jacente. Il s'agit par exemple de la distribution des signaux de temps, des câbles, des dateurs, etc. et des effets physiques créant des variations de fréquence sur les oscillateurs.

Les horloges à Rubidium (Rb) sont, en général, beaucoup moins stables que les horloges à Césium (voir [Tableau 1.1](#)). Le MASER à hydrogène fait partie des horloges les plus adaptées pour les observatoires géodésiques (VLBI, laser, GNSS).

Toutes ces horloges vont évoluer, mais les opérateurs peuvent agir directement sur la fréquence ou la phase afin de tenter de les rendre plus exactes par rapport à une référence externe, stable sur le long terme. La caractérisation de la stabilité à très court comme à long terme est estimée par la variance d'Allan et ses dérivées. De plus, pour une base de temps locale qui s'appuie sur un oscillateur (atomique) qui dérive en fréquence (certes très peu, $1-3 \cdot 10^{-15}/j$), il faut un système électronique (automatique) qui ré-ajuste la fréquence en permanence, afin de conserver la seconde SI, en utilisant par exemple les signaux des GNSS. À long terme, ceci suppose de maintenir ce contrôle et aussi l'accès (par GNSS par exemple) à la référence externe (voir [chapitre 4](#)). Nous verrons que certains observatoires géodésiques ont des bases de temps non suffisamment exactes et stables, même pour des applications courantes de suivi d'objets spatiaux.

Aujourd'hui, de nombreux observatoires utilisent des Global Positioning System Disciplined Oscillator (GPSDO) ([Lombardi, 2008](#)) comme fréquence de référence. Ils ont l'avantage d'être calibrés automatiquement et d'être bon marché. Ce sont, en général, des oscillateurs à quartz ou des horloges à Rubidium qui sont asservis par GPS. Le GPS *time* (matérialisé par les horloges GPS et proche de l'UTC) est réalisé dans le laboratoire United States Naval Observatory (USNO). Le GPS utilise deux fréquences d'émission $L_1 = 1.57542$ GHz et $L_2 = 1.2276$ GHz qui transmettent un code pseudo-aléatoire et qui permet l'identification du satellite. Les GPSDO utilisent la fréquence L_1 .

Les GPSDO reçoivent un signal des satellites GPS et utilisent l'information qui est contenue dans ce signal pour contrôler la fréquence de l'oscillateur local (quartz ou Ru-

| Type d'horloge | Stabilité (déviaton d'Allan) |
|----------------|--|
| Rubidium | $5 \cdot 10^{-11}$ à $5 \cdot 10^{-12}$ @ 1 s $5 \cdot 10^{-12}$ @ 1 j |
| Césium | $5 \cdot 10^{-11}$ à $5 \cdot 10^{-12}$ @ 1 s $8 \cdot 10^{-14}$ à $2 \cdot 10^{-14}$ @ 1 j |
| GPSDO | $1 \cdot 10^{-10}$ à $5 \cdot 10^{-12}$ @ 1 s $8 \cdot 10^{-13}$ à $5 \cdot 10^{-14}$ @ 1 j |
| H-Maser | $1 \cdot 10^{-15}$ @ 1000 s |

TABLE 1.1 – Stabilité typique des horloges dans les observatoires géodésiques.

bidium). L'avantage est d'être proche à long terme du temps GPS. Malgré tout, les performances varient beaucoup d'un matériel à l'autre, et sont tributaires des signaux des satellites qui peuvent subir des interruptions et surtout du matériel utilisé (antenne de réception) au sol qui nécessite un étalonnage. Par exemple, le délai dans les câbles est dépendant de la distance à l'horloge locale et la température au niveau de $100 \text{ ps } ^\circ\text{C}^{-1}\text{m}^{-1}$ (Lombardi, 2008).

1.1.2 Caractérisation des horloges

Performances

Pour une horloge construite à partir de phénomènes répétitifs de période T , il est possible de calculer sa fréquence suivant la formule :

$$f = \frac{1}{T} \quad (1.1)$$

Afin d'étudier le comportement d'une horloge, nous considérons l'incertitude relative de fréquence :

$$\frac{\Delta f}{f} \quad (1.2)$$

Deux horloges qui ont la même fréquence standard f sont dites syntonisées.

Un oscillateur, peut être caractérisé par son facteur de qualité Q qui correspond physiquement à la perte d'énergie par rapport à l'énergie totale du système oscillant. Plus Q est grand plus le système oscillatoire va perdurer dans le temps. Le facteur de qualité Q est relié à la largeur du phénomène de résonance utilisé pour réguler Δf et à la fréquence

naturelle de l'oscillateur f_n via l'équation :

$$Q = \frac{f_n}{\Delta f} \quad (1.3)$$

Vocabulaire employé

Dans cette section, nous fixons le vocabulaire des termes que nous allons employer tout au long de la thèse.

L'exactitude est l'aptitude qu'a une horloge de réaliser la seconde conformément à sa définition.

La stabilité est l'aptitude qu'a une horloge à réaliser la seconde avec une durée constante au cours du temps.

La stabilité du lien (lien laser par exemple, dans le cas du transfert de temps optique) est la stabilité composite des stabilités des deux points (deux horloges) du liens.

Nous distinguerons deux types **d'incertitudes**, A, pour les incertitudes aléatoires (la stabilité) et B pour les incertitudes systématiques (l'exactitude).

La répétabilité correspond à la proximité des résultats après des mesures successives (par exemple sur plusieurs période de temps) dans les mêmes conditions.

La précision du transfert de temps correspond à la stabilité à court terme (typiquement entre 0.1 à 1 s).

La dérive correspond à la somme des effets physique accumulés sur le long terme (voir [chapitre 3](#)).

Oscillateur idéal

Le signal délivré par un oscillateur idéal, à la fréquence nominale ν_0 et d'amplitude V_0 , peut s'écrire :

$$V(t) = V_0 \sin(2\pi\nu_0 t) \quad (1.4)$$

En tenant compte des perturbations de phase $\varphi(t)$, on peut représenter un oscillateur réel comme :

$$V(t) = V_0 \sin(2\pi\nu_0 t + \varphi(t)) \quad (1.5)$$

Nous verrons dans la suite comment nous modélisons la dérive de fréquence dans le cas d'un oscillateur spatial à quartz ([chapitre 3](#)). Nous pouvons réécrire l'Équation 1.5 en factorisant $2\pi\nu_0$:

$$V(t) = V_0 \sin \left\{ 2\pi\nu_0 \left[t + \frac{\varphi(t)}{2\pi\nu_0} \right] \right\} \quad (1.6)$$

Ceci nous permet de mettre en avant une nouvelle quantité $x(t)$ définie comme l'écart de temps instantané :

$$x(t) = \frac{\varphi(t)}{2\pi\nu_0} \quad (1.7)$$

Cette quantité a la dimension d'un temps et représente l'avancée ou le retard de l'échelle de temps de l'oscillateur par rapport à une référence parfaite (cours de F. Vernotte "*Mé-
trologie du temps et des fréquences*" et séminaire à Géoazur (Juin 2014)).

Nous appelons fréquence instantanée le terme $\nu(t)$ qui est la somme de la fréquence nominale ν_0 et d'un bruit de fréquence $\Delta\nu(t)$:

$$\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} [2\pi\nu_0 + \varphi(t)] = \nu_0 + \Delta\nu(t) \quad (1.8)$$

avec

$$\Delta\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi(t)}{dt} \quad (1.9)$$

Le bruit d'oscillateur $\Delta\nu(t)$, faible devant la fréquence nominale ν_0 , peut être mesuré en partie et modélisé (cas d'un oscillateur à quartz type DORIS, voir [chapitre 3](#)). L'[Équation 1.9](#) permet de lier bruit de phase et bruit de fréquence.

Bruits

En métrologie du temps et des fréquences, est utilisé plus généralement l'écart de fréquence instantanée normalisé $y(t)$ définit comme :

$$y(t) = \frac{\Delta\nu(t)}{\nu_0} \quad (1.10)$$

Cet écart de fréquence instantanée est relié au bruit de phase par la relation :

$$y(t) = \frac{1}{2\pi\nu_0} \frac{d\varphi(t)}{dt} \quad (1.11)$$

Grâce à l'[Équation 1.7](#), nous relierons l'écart de fréquence instantané à l'écart de temps instantané (erreur d'horloge) par :

$$y(t) = \frac{dx(t)}{dt} \quad (1.12)$$

et donc :

$$x(t) = \int y(t)dt \quad (1.13)$$

L'écart de fréquence instantanée n'est pas une grandeur observable, mais il est possible d'accéder à sa moyenne sur un intervalle de temps τ .

$$y_k(\tau) = \frac{1}{\tau} \int_{t_k}^{t_k+\tau} y(t) dt = \frac{1}{\tau} [x(t_k + \tau) - x(t_k)] \quad (1.14)$$

On définit $\langle y_k \rangle$ la valeur moyenne sur τ , et sur l'intervalle régulier $\Delta t = t_{k+1} - t_k$. La moyenne est définie par :

$$\langle y_k \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N y_k \quad (1.15)$$

et la variance :

$$\sigma_y^2(N, \Delta t, \tau) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (y_k - \langle y_k \rangle)^2 \quad (1.16)$$

La variance d'Allan ([Allan, 1966, 1987](#)) est une variance à deux échantillons (N=2) et s'écrit :

$$\langle \sigma_y^2(2, \Delta t, \tau) \rangle = \lim_{M \rightarrow \infty} \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M \sigma_y^2(2, \Delta t, \tau) \quad (1.17)$$

et si l'on développe :

$$\sigma_y^2 = \left[\left(y_1 - \frac{y_1 + y_2}{2} \right)^2 + \left(y_2 - \frac{y_1 + y_2}{2} \right)^2 \right] \quad (1.18)$$

$$\sigma_y^2 = \frac{1}{2} (y_2 - y_1)^2 \quad (1.19)$$

avec pour conséquence sur la variance d'Allan :

$$\langle \sigma_y^2(2, \Delta t, \tau) \rangle = \lim_{M \rightarrow \infty} \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M \frac{1}{2} (y_{k+1} - y_k)^2 \quad (1.20)$$

La [Figure 1.1](#) et la [Figure 1.2](#) sont respectivement la représentation graphique de la déviation d'Allan en fréquence et la déviation temporelle correspondante. Une déviation d'Allan appliquée à une série de fréquences d'horloge sera une courbe dont la pente nous renseignera sur le bruit dominant et sa meilleure stabilité (minimum de la courbe) ([Ver-
notte, 1991](#)).

La plupart des horloges sont aujourd'hui caractérisées par leur déviation d'Allan (que ce soit dans le domaine fréquentiel ou temporel) qui est une information sur leur stabilité. Un exemple de la stabilité de fréquence au cours du temps des horloges, en terme de déviation d'Allan, est présenté [Figure 1.3](#), ([Uhrich, 2007](#)).

Afin de caractériser les types de bruit pouvant perturber un oscillateur, on utilise un

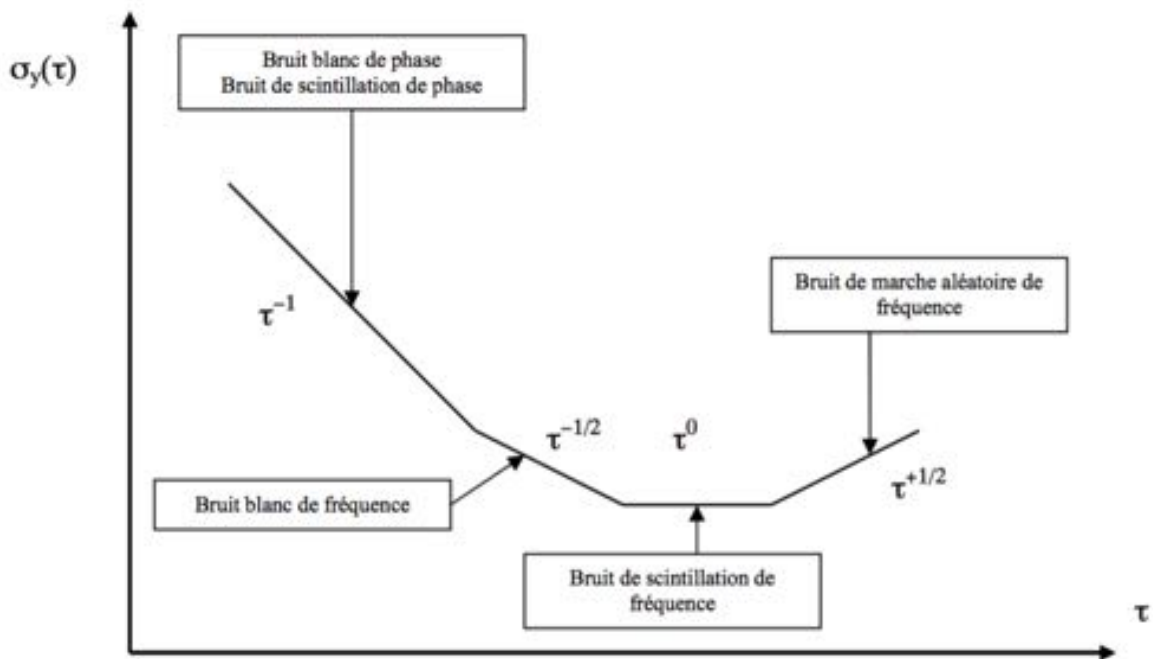


FIGURE 1.1 – Représentation de la déviation d’Allan (bi-logarithmique) avec la signification des bruits en fonction de la pente en τ . Source : Urich (2007)

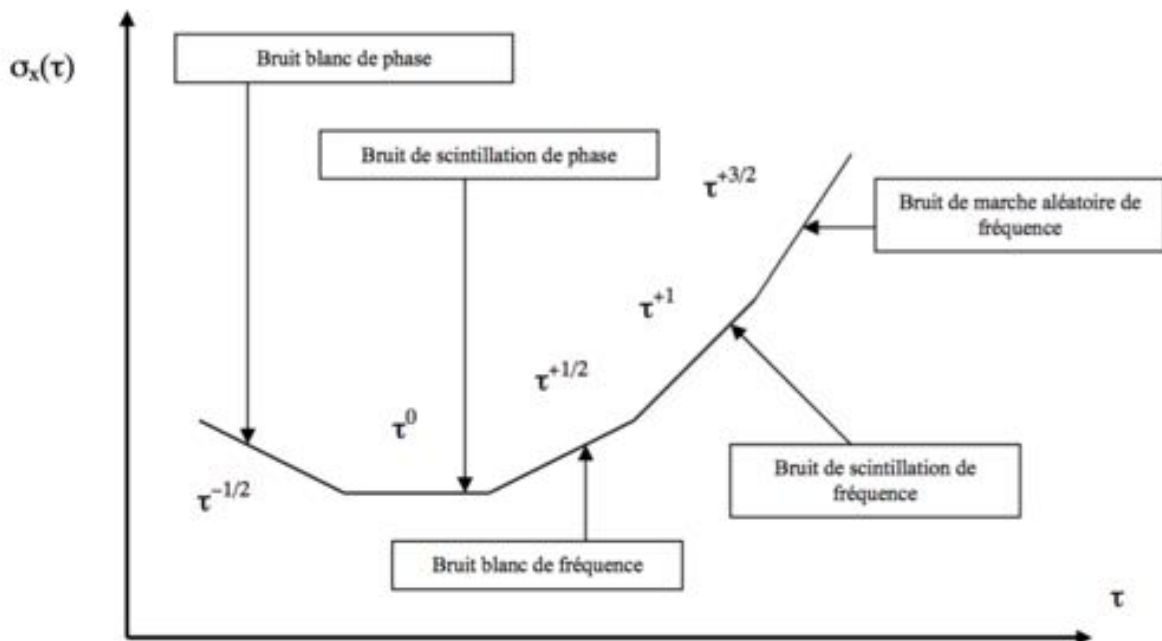


FIGURE 1.2 – Représentation de la déviation temporelle d’Allan (bi-logarithmique) avec la signification des bruits en fonction de la pente en τ . Source : Urich (2007)

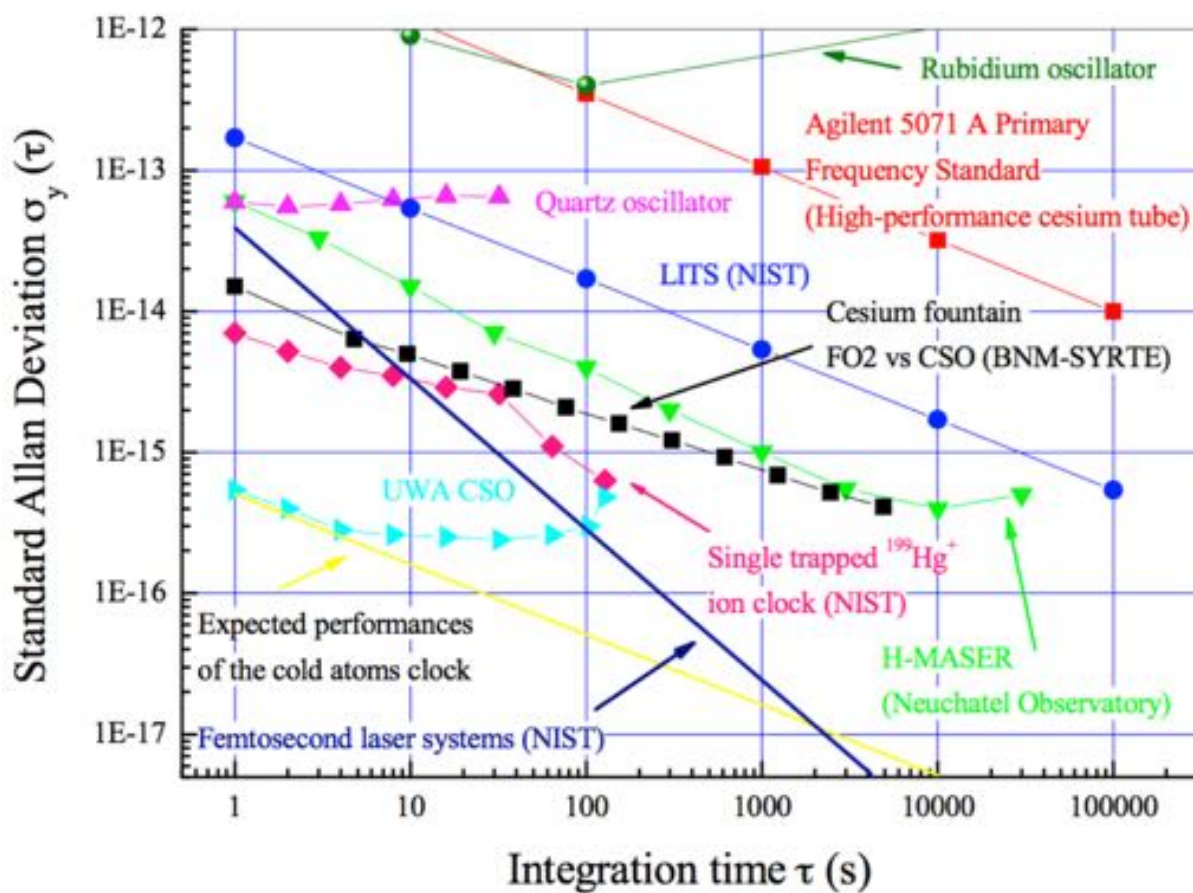


FIGURE 1.3 – Cette figure présente en terme de déviation d'Allan de fréquence les standards de fréquence utilisés dans les laboratoires de métrologie. Source : Urich (2007)

modèle en lois de puissance. On considère alors la densité spectrale $S_y(f)$ par :

$$S_y(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \left| \int_{-T/2}^{+T/2} y(t) e^{-j2\pi\nu t} dt \right|^2 \quad (1.21)$$

Elle est la somme de 5 types de bruit indépendants, où chacun des types de bruit correspondent à une loi de puissance différente tel que :

$$S_y(f) = h_{-2}f^{-2} + h_{-1}f^{-1} + h_0f^0 + h_1f^1 + h_2f^2 \quad (1.22)$$

Avec :

h_{-2} : représente une marche aléatoire de fréquence,

h_{-1} : représente un bruit de scintillation de fréquence,

h_0 : représente un bruit blanc de fréquence,

h_{+1} : représente un bruit de scintillation de phase,

h_{+2} : représente un bruit blanc de phase.

Les relations fondamentales entre phases et fréquences donnent les équations nécessaires pour changer de domaine. Par exemple, un modèle de fréquence d'un oscillateur devra être intégré afin d'obtenir un modèle de phase (un exemple d'intégration est donné [chapitre 4](#)).

| | Phase | | Opérateur | | Fréquence |
|-----------------------|-----------------------|---|-------------------------------|---|-----------------------|
| Grandeurs directes | $\varphi(t)$ radians | → | $\frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt}$ | → | $\Delta\nu(t)$ Hertz |
| | ↓ | | | | ↓ |
| Facteur multiplicatif | $\frac{1}{2\pi\nu_0}$ | | | | $\frac{1}{\nu_0}$ |
| | ↓ | | | | ↓ |
| Grandeurs induites | $x(t)$ secondes | → | $\frac{d}{dt}$ | → | $y(t)$ sans dimension |

1.1.3 Références de temps

Échelle et unité de temps

Pour mesurer des durées il est nécessaire de convenir d'une unité de temps. Pour repérer une date par rapport à une origine, il faut définir une échelle de temps. Une durée se mesure à l'aide d'horloges et une échelle de temps se construit. Une unité de temps se construit à partir d'un phénomène physique ayant la même durée quelque soit le lieu et la

date (par exemple en utilisant la fréquence nécessaire à une transition énergétique entre deux niveaux d'énergie d'un atome). L'unité de temps doit être reproductible.

Une échelle de temps idéale doit suivre les propriétés suivantes ; elle doit être :

- universelle,
- continue pérenne (sans interruptions),
- stable,
- facilement accessible,
- exacte.

Réalisation

Pour réaliser une échelle de temps, nous devons choisir des phénomènes qui vérifient les propriétés énoncées précédemment. L'unité d'une échelle de temps peut être donnée, soit par une certaine horloge qui est décrite rigoureusement en fonction du paramètre t (échelle dynamique), soit par l'observation directe d'un phénomène physique d'une durée élémentaire invariable (échelle naturelle).

Les principales échelles de temps sont :

| Principales échelles de temps | Phénomène considéré |
|-----------------------------------|--|
| Temps Universel (naturelle) | Rotation de la Terre |
| Temps des éphémérides (dynamique) | Révolution de la Terre autour du Soleil |
| Temps atomique (naturelle) | Étalon de fréquence atomique |
| Temps des Pulsars (naturelle) | Impulsions radio reçues par des étoiles à neutron à rotation rapide |

Échelle de temps internationale

Les étalons de fréquence à Césium deviennent rapidement meilleurs que le Universal Time (UT) à partir de 1955. Depuis 1967, la seconde a une définition atomique et non plus astronomique. La seconde devient la durée de 9 192 631 770 périodes de la radiation correspondant à la transition entre deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de Césium 133. L'échelle de temps associée à cette unité est le TAI. La conférence générale des poids et mesure a reconnu en 1971 l'existence du TAI qui est établi depuis 1955 par le Bureau International de l'Heure (BIH) (depuis 1988 c'est le Bureau International des Poids et Mesures (BIPM)). Le TAI est obtenu par la lecture du temps propre

d'un ensemble d'horloges corrigées des effets relativistes (voir [sous-section 1.1.4](#)). Le TAI est une échelle de temps coordonnée dans un repère géocentrique. Afin de réaliser le TAI, plusieurs étapes doivent être prises en compte :

- Les laboratoires concernés doivent réaliser une échelle de temps atomique locale accessible et doivent disposer de plusieurs étalons atomiques afin d'assurer la pérennité de l'échelle de temps.
- Les échelles de temps atomiques locales doivent être inter-comparées (par lien radio-fréquence par exemple, c'est-à-dire que les laboratoires doivent connaître le retard et/ou l'avance de leurs horloges ([Petit and Jiang, 2008](#))).
- Un coefficient de pondération est associé à chaque échelle de temps locale afin de tenir compte de la stabilité et de l'exactitude des étalons de fréquence pour calculer le TAI.
- Chaque laboratoire reçoit une correspondance (circulaire T du BIPM) entre son échelle locale et le TAI; les événements peuvent être re-datés en TAI.

L'inconvénient de TAI est qu'il diffère petit à petit de l'UT (UT et d'autres échelles de temps historiques et/ou intermédiaires sont présentées dans l'annexe). UT représente naturellement la succession jour/nuit qui rythme nos vies. Afin d'éviter ce problème, et pour que ces deux échelles de temps restent en phase, l'UTC est créé, il suit le TAI tel qu'il ne s'écarte jamais de UT1 de plus de 0.9 s.

$$|\text{UT1} - \text{UTC}| < 0.9s \quad (1.23)$$

L'UTC, référence de temps internationale, est à la base des temps légaux dans les différents pays. Pour maintenir son écart au TAI, des secondes intercalaires sont rajoutées périodiquement. La dernière seconde intercalaire a été ajoutée dans la nuit du 31/12/2016 au 01/01/2017, à cette date, la seconde suivant 23 : 59 : 59 UTC est comptée 23 : 59 : 60 UTC au lieu de 00 : 00 : 00 habituellement.

Le Temps Coordonnée Barycentrique (TCB) et le Temps Coordonnée Géocentrique (TCG) sont respectivement associés au Barycentric Celestial Reference System (BCRS) et au Geocentric Celestial Reference System (GCRS). L'échelon de cette échelle de temps correspond à la seconde SI. Le lien au TAI est donné par la formule :

$$\text{TCG (resp. TCB)} = \text{TAI} + 32.184 \text{ au 1er Janvier 1977, 0h TAI, sur le géocentre} \quad (1.24)$$

Le Temps Terrestre (TT) coordonnée du repère GCRS est relié au TCG par :

$$\frac{d(\text{TT})}{d(\text{TCG})} = 1 - L_G \quad (1.25)$$

En 1991, la recommandation 4 de l'International Astronomical Union (IAU) choisit $L_G = U_G/c^2$ où U_G est le potentiel gravitationnel et rotationnel. La définition approximative du géoïde (uniquement quelques termes zonaux, J_2 , J_3 etc.) a mené l'IAU en 2000 à fixer L_G comme une constante $L_G = 6.969\,290\,134 \cdot 10^{-10}$.

Tous ces aspects théoriques permettent de fixer les outils utilisés pour nos analyses, en plus des corrections relativistes dont il faut tenir compte. Les horloges présentes dans les observatoires géodésiques (les vraies horloges physiques) sont placées dans des environnements qui ne permettent pas toujours de conserver les performances intrinsèques (câbles défectueux, électronique instable, etc.). Aussi, nous proposons une analyse long terme du comportement des bases de temps effectivement réalisées dans les stations de télémétrie laser.

1.1.4 Relativité

Les lois de la physique moderne et particulièrement les lois de la relativité (restreinte et générale) d'Einstein considèrent un temps relatif qui dépend du référentiel de l'observateur. La variable t devient une variable d'espace dans un espace à 4 dimensions, au même titre que les variables x^i d'espace classiques. Une horloge placée dans un observatoire géodésique ne délivre pas un temps coordonné, elle délivre un temps propre à son référentiel τ et à son observateur.

Une quantité propre a une signification réelle. Elle correspond à la mesure d'un instrument et est indépendante du choix des conventions. Nous pouvons par exemple considérer le temps propre τ que donne une horloge. Nous pouvons également définir une longueur propre, qui, avec le temps propre, sont des éléments importants de la métrologie.

Une quantité coordonnée est définie à partir d'un système de coordonnées et par un ensemble de conventions. Les quantités propres mesurées par les horloges dans les observatoires géodésiques doivent être modifiées à l'aide de la relativité et des métriques, afin d'en déduire des quantités coordonnées (qui pourront être comparées à l'aide du transfert de temps).

Dater des événements est une nécessité en géodésie spatiale (c'est même fondamental). Plusieurs observatoires peuvent dater des événements au même instant (par exemple deux stations qui observent un satellite pendant une même période). La notion de "même instant" est liée à la notion de simultanéité d'événements et de synchronisation dans un référentiel donné. Si on considère deux événements 1 et 2 et leurs coordonnées (quadr-coordonnées) associées (t_1, x_1, y_1, z_1) , (t_2, x_2, y_2, z_2) , alors ils sont simultanés si $t_1 = t_2$ (Klioner, 1992). Chercher à obtenir $t_1 = t_2$, c'est aussi chercher à synchroniser les horloges

qui ont daté ces événements. La synchronisation dépend du système de référence et seules des quantités coordonnées dans un même référentiel pourront être synchronisées.

Pour l'instant nous avons considéré le temps propre d'une horloge. Regardons le passage du temps propre au temps coordonnée dans un repère terrestre. Nous allons considérer les coordonnées x^μ :

$$\begin{aligned}\mu &= 0 \text{ coordonnée temporelle } (x^0 = ct) \\ \mu &= \{1, 2, 3\} \text{ coordonnées spatiales}\end{aligned}\tag{1.26}$$

Avec :

$c = 299\,792\,458 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$: la vitesse de la lumière dans le vide.

Un système de coordonnées va être défini en fonction de sa métrique représentant la géométrie de l'espace-temps. La métrique sera définie par $g_{\alpha\beta}(x^\alpha)$. Un élément de longueur ds^2 est symbolisé par :

$$ds^2 = g_{\alpha\beta}(x^\mu)dx^\alpha dx^\beta\tag{1.27}$$

Avec :

$dx^{\alpha,\beta}$: représentant un intervalle infinitésimal.

La quantité ds est liée au temps propre $d\tau$ (donnée par exemple par une horloge idéale) le long d'une trajectoire. Ce temps propre est relié à l'intégrale de la métrique suivant les coordonnées le long de la trajectoire par :

$$ds^2 = -c^2 d\tau^2 = g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta\tag{1.28}$$

Nous allons considérer la métrique de Schwarzschild qui est solution des équations d'Einstein au voisinage d'un corps faiblement relativiste comme la Terre :

$$g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta = \left(1 + 2\frac{\Phi}{c^2}\right) c^2 dt^2 + \left(1 - 2\frac{\Phi}{c^2}\right) (dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2)\tag{1.29}$$

Avec :

Φ : le potentiel Newtonien au voisinage de la Terre,

r : distance au centre de la Terre.

Les systèmes de référence d'espace servent de base à toute observation et toute représentation d'un mouvement. Un système de référence terrestre doit représenter le mieux possible la Terre. Il doit être défini tel qu'aucun point de sa surface ne soit en mouvement, en rotation, par rapport à ce système. Le BCRS doit être utilisé pour des expériences qui ne sont pas confinées dans le voisinage terrestre. Le GCRS est physiquement adéquat pour

étudier des expériences dans le voisinage de la Terre. Ces systèmes de référence ont été premièrement définis par la résolution A4 de l'IAU en 1991, qui contient 9 recommandations. Avec les nouvelles performances en matière d'horloges atomiques, des résolutions ont été prises en 2000 à l'assemblée générale de l'IAU à Manchester (Petit and Wolf, 2005). Une des résolutions (B1.3) concerne la définition du tenseur métrique pour les systèmes de référence BCRS et GCRS et prend la forme :

$$g_{00} = -1 + \frac{2w}{c^2} - \frac{2w^2}{c^4} + \mathcal{O}(c^{-5}) \quad (1.30)$$

$$g_{0i} = -\frac{4}{c}w^i + \mathcal{O}(c^{-5}) \quad (1.31)$$

$$g_{ij} = \delta_{ij} \left(1 + \frac{2w}{c^2}\right) + \mathcal{O}(c^{-4}) \quad (1.32)$$

Avec :

w : un potentiel scalaire,

w^i : un potentiel vecteur.

Le potentiel Φ au voisinage de la Terre est la somme du champ gravitationnel engendré par la Terre, par le Soleil et par tous les autres corps du système solaire. Cependant au voisinage direct de la Terre il est possible de seulement considérer le potentiel gravitationnel de la Terre et l'aplatissement J_2 de la Terre (effets de la Lune et du Soleil à quantifier pour vérifier qu'ils sont bien négligeables).

En considérant ces nouvelles définitions du tenseur métrique, une horloge fournit alors un temps propre τ , tel que :

$$d\tau = \frac{1}{c} \sqrt{-g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta} \quad (1.33)$$

$$= \sqrt{1 + 2\frac{\Phi}{c^2} - \frac{1}{c^2} \mathbf{v} \cdot \mathbf{v}} dt \quad (1.34)$$

Et à l'aide d'un développement limité on obtient le lien entre temps propre et temps coordonnée :

$$dt = \left(1 - \frac{\Phi}{c^2} + \frac{v^2}{2c^2}\right) d\tau \quad (1.35)$$

Une horloge en orbite autour de la Terre va subir l'effet de dilatation du temps compte tenu de sa vitesse et l'effet Einstein, le *redshift* gravitationnel dont le potentiel de la Terre modifie le temps. L'équation de l'effet Einstein peut se simplifier et s'écrire :

$$\frac{\delta t}{t} \simeq \frac{GM}{c^2} \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{x}\right) \quad (1.36)$$

Avec :

GM : la constante gravitationnelle de la Terre,

R : le rayon terrestre,

x : la position de l'horloge (par exemple dans un observatoire géodésique).

Le décalage gravitationnel est dépendant de la position et par conséquent de l'altitude; il vaut environ 10^{-13} pour 1000 m. L'altitude des satellites peut varier de plusieurs kilomètres et donc induire des variations qu'il faut corriger.

Dans cette section nous avons considéré une horloge qui délivre un temps propre, et nous avons présenté les principales corrections relativistes nécessaires à notre étude; des termes en $1/c^2$, dont les études de [Petit and Wolf \(1994\)](#), [Blanchet et al. \(2001\)](#), [Petit and Wolf \(2005\)](#) ont donné une description et un bilan d'erreur adéquat dans le contexte de T2L2.

1.2 Rôle du Temps/Fréquence en géodésie

1.2.1 Les quatre techniques en géodésie spatiale

GNSS

Le fonctionnement d'horloges en orbite et son traitement relativiste est fondamental aujourd'hui compte tenu des stabilités et précisions recherchées pour réaliser d'une part des observations géodésiques très fines et d'autre part pour assurer une localisation et une navigation de plus en plus précises (1 cm = 30 ps). L'exemple du GNSS et plus particulièrement des satellites GPS est le plus parlant; nous l'utilisons quasi quotidiennement pour nous repérer dans l'espace et dans le temps.

Nous présentons le GPS comme une illustration du fonctionnement d'horloge puisque c'est aujourd'hui la technique de géodésie la plus utilisée pour le transfert de temps. Le système GPS est constitué de 24 satellites en constellation répartis sur 6 orbites inclinées de 55° par rapport au plan équatorial, à une altitude de 25 561 km et une période orbitale de 12 h. Les GPS transportent des horloges atomiques (principalement des horloges à Rubidium) comme références de temps. Un observateur sur la Terre doit recevoir l'information d'au moins 4 satellites afin de résoudre le système d'équations à 4 inconnues (3 inconnues d'espace et 1 temporelle) pour déterminer sa position. La position s'obtient en résolvant le système de 4 équations suivant (les corrections relativistes doivent aussi être prises en compte) :

$$\|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i\| - c(t - t_i) = 0 \tag{1.37}$$

Avec :

$i \in \{1, 2, 3, 4\}$: les 4 satellites,

\mathbf{x} : la position de l'observateur à la date t ,

\mathbf{x}_i : la position du satellite i à la date t_i .

Si l'horloge de l'observateur était synchronisée avec l'horloge bord, 3 satellites suffiraient et inversement, si on connaissait les positions, seul le temps serait à résoudre et un seul satellite suffirait. Une désynchronisation de $\delta t = 1$ ns correspond à une erreur au sol δx , suivant l'équation $\delta x = ct$, soit 30 cm ! Le système central au sol (à l'USNO aux États-Unis) équipé de plusieurs dizaines d'horloges atomiques assure le contrôle permanent permettant la remise à l'heure des satellites.

Le rôle du temps-fréquence dans le cadre du GNSS est fondamental ; sans horloges atomiques à bord, sans corrections relativistes de fréquence, sans un système central de contrôle du temps-fréquence au sol (à l'USNO) la technique ne peut délivrer de positionnement précis au niveau centimétrique et moins.

Aujourd'hui, le GPS est devenu un outil essentiel à la réalisation du TAI ([Arias and Petit, 2005](#)). Plusieurs techniques ou méthodes ont été développées afin de réaliser des transferts de temps à la base de la constitution de l'échelle de temps internationale. La vue commune ; la plus évidente lorsque les conditions le permettent, et plus récemment une version améliorée le Precise Point Positioning (PPP) ([Petit et al., 2015](#)).

VLBI

La technique géodésique VLBI est à la base de la détermination des paramètres d'orientation de la Terre (Earth Orientation Parameters (EOP)) avec le GPS, en plus d'apporter avec la télémétrie laser le facteur d'échelle du repère terrestre international ITRF ([Altamimi et al., 2011, 2016](#)). La technique consiste à observer à partir de deux points au sol très distants, le délai relatif d'arrivée d'un signal radio émis par des quasars. Ceci suppose l'utilisation d'horloges ultra-stables au niveau des deux stations géodésiques impliquées, afin d'atteindre une grande précision dans le traitement combiné des signaux qui vise à atteindre les paramètres d'orientation de la Terre à une précision inférieure à 100 μs aujourd'hui (3 mm sur la Terre).

Concernant l'incertitude sur la datation des mesures, puisque l'objet est la Terre dont la vitesse de rotation est d'environ 500 m/s à l'équateur, 1 μs apporterait une exactitude de ± 0.5 mm. On peut donc constater qu'une datation à 100 ns des mesures VLBI (facilement accessible par GNSS) est suffisante.

Les observatoires géodésiques multi-techniques qui abritent GPS et VLBI ont aussi été impliqués dans des expériences de transfert de fréquence avec les deux techniques qui

partagent la même horloge en chaque point, avec une stabilité de $3 \cdot 10^{-14}$ entre 2000 et 60 000 s ([Takiguchi et al., 2007](#)).

Télémétrie laser

La télémétrie laser est basée, de par son concept, sur la stabilité à court terme de l'horloge locale. Il s'agit en effet de mesurer en utilisation dite deux voies (*two-way*) le temps aller-retour d'une impulsion lumineuse ultra courte (30-100 ps) sur des distances comprises entre 400 km (Terre-Satellites) et 384 000 km (Terre-Lune), avec une exactitude temporelle de 1 à quelques ps.

Concernant l'incertitude de la datation des mesures laser et puisque l'objet est le satellite artificiel dont la vitesse atteint 10 km/s au maximum, les standards de l'ILRS ont proposé aux stations d'avoir au moins 100 ns d'exactitude par rapport à l'UTC. Ceci correspond donc à une erreur de position le long de la trace du satellite d'environ 1 mm. Une telle limite n'est pas encore atteinte par les modèles de trajectographie, mais dans l'avenir, il faudra établir des recommandations plus fines de l'ordre de 10 ns, par exemple. Plus de détails sont donnés au [chapitre 2](#).

DORIS

La technique DORIS est basée sur une lecture, à bord des missions spatiales (Jason, Satellite Pour l'Observation de la Terre (SPOT), Sentinel, etc.), d'une différence de fréquence afin d'obtenir le signal/mesure Doppler. Sa précision est d'environ 0.3 mm/s, soit $\sim 10^{-12}$ en écart relatif de fréquence $\Delta f/f$. C'est un système montant dont le réseau au sol est constitué de 60 balises émettrices (2GHz et 400 MHz) dont 4 assurent (Kourou, Toulouse, Papeete et Hartebeeshtoeck) régulièrement le nécessaire recalage en temps de l'oscillateur bord. L'oscillateur bord fournit la fréquence de référence du système, dont la stabilité à court terme doit assumer un temps de comptage de 10 secondes pour produire une mesure, ce sur des passages de 15-20 min. Plus de détails sont donnés au [chapitre 3](#).

1.3 Transfert de temps/fréquence (micro-onde)

1.3.1 Besoins

Échelle internationale

L'échelle de temps internationale TAI est intrinsèquement basée sur un grand nombre horloges atomiques, elles-mêmes situées dans plusieurs pays et surtout distribuées sur plusieurs continents. Le besoin de transfert de temps est donc évident, tous les acteurs du TAI utilisent et développent des techniques et méthodes toujours plus stables et exactes de transfert de temps (Arias and Petit, 2005; Petit and Jiang, 2008; Jiang and Petit, 2009).

Bien entendu, tout ceci passe par des techniques spatiales, pour l'approche intercontinentale, mais de plus en plus de techniques de transfert de fréquence au sol, par des fibres spécialisées, se développent très vite (par exemple Lisdat et al. (2016)). Il est question aussi d'applications non seulement scientifiques mais aussi sociétales et industrielles.

Physique fondamentale

La théorie de la Relativité Générale suscite aussi de nombreuses études à la fois sur le plan théorique afin de caractériser le transfert de temps spatial relativiste (Poncin-Lafitte and Lambert, 2007), et sur le plan pratique dans le but de réaliser des expériences concrètes (Delva et al., 2015). C'est le cas, par exemple, avec l'étude actuelle des variations de fréquence relativistes observées sur les satellites Galileo 5 et 6 déviés de leur trajectoire d'origine. L'idée est de profiter des orbites excentriques pour tester le *redshift* gravitationnel et le principe d'équivalence d'Einstein, au travers des variations de fréquence de leurs horloges atomiques respectives.

Enfin, le transfert de fréquence espace-sol ultra stable est également vu comme porteur d'études originales en matière de géodésie relativiste. Avec l'horloge du Projet d'Horloge Atomique par Refroidissement d'Atomes en Orbite (PHARAO) de l'Atomic Clock Ensemble in Space (ACES) à bord de l'International Space Station (ISS) (2018 et plus) et ayant une exactitude de 10^{-16} , il sera possible de vérifier le décalage gravitationnel prévu par la relativité générale.

Réseaux et synchronisation

Comme nous le verrons plus loin avec la télémétrie laser, il est extrêmement important pour le réseau géodésique international, dont la réalisation de l'ITRF est prévue à une

exactitude de 1 mm (Plag and Pearlman, 2009), de pouvoir comparer les horloges des points/observatoires qui le constituent.

Bien entendu, nous pouvons évoquer aussi des besoins sociétaux ou connexes à la géodésie ; il faut se rappeler de l'erreur de synchronisation entre les émetteurs et récepteurs de l'accélérateur de particules en Italie, responsable d'une mesure erronée de la vitesse des neutrinos, apparemment supérieure à celle de la lumière (Adam et al., 2012).

1.3.2 Développements au sol

Le transfert de temps au sol permet de synchroniser des horloges en réseau géographiquement proches. Dans le cas de deux horloges locales (dans un même laboratoire par exemple), il est possible de les synchroniser à l'aide de câbles. Cependant cette technique est tributaire de l'environnement et notamment de la température, des délais supplémentaires dans les câbles peuvent apparaître, introduisant des décalages en temps. Pour éviter ces problèmes, il convient d'avoir un contrôle suffisamment fin de l'environnement et de limiter la longueur des câbles ou alors de faire des mesures de temps de propagation dans les câbles.

Le téléphone est aussi utilisé pour transférer le temps. L'exemple le plus connu est l'horloge parlante qui permet de connaître l'heure avec une erreur inférieure à 1 s voire à quelques dizaines de ms.

Une autre technique utilisée dans les années 1960 était la télévision. Avec un équipement particulier, un transfert de temps proche de 10 ns a pu être obtenu par signaux télévisés. Plus récemment, le Network Time Protocol (NTP) d'Internet, véritable technique de transfert de temps, permet une mise à jour automatique de l'heure des ordinateurs à hauteur de quelques ms. Le Precise Time Protocol (PTP) permet une mise à l'heure à quelques μs .

La fibre optique est utilisée pour transférer des références de temps et de fréquences sur des distances de plusieurs centaines de km et pouvant atteindre quelques milliers de km. Les performances de la fibre optique qui sont au niveau métrologique sont les meilleures au sol aujourd'hui. Un transfert de temps par fibre sur une distance de 73 km, entre deux laboratoires en Allemagne (le Physikalisch Technische Bundesanstalt (PTB) et le Institut für Quantenoptik (IQ)), a été effectué avec une incertitude inférieure à 100 ps (Rost et al., 2012). Ce transfert de temps est basé sur le même principe que le transfert de temps par TWSTFT. Un transfert de temps fibré en Pologne a aussi été effectué sur une distance plus grande de 420 km avec une incertitude inférieure à 112 ps (cette technique a été comparée au transfert de temps par GPS (Jiang et al., 2015)). Très récemment, c'est sur



FIGURE 1.4 – Réseau national français REFIMEVE+ avec les ouvertures vers l’Europe.
Source : <http://www.refimeve.fr/index.php/fr/>

une distance de 1415 km qu’un transfert de fréquence entre deux horloges à Strontium à travers des fibres de télécommunication a été réalisé avec une stabilité de $3 \cdot 10^{-17}$ à 1000 s (Lisdar et al., 2016).

Des réseaux de fibres optiques commencent à se mettre en place. Comme par exemple, le projet Réseau Fibré Métrologique à Vocation Européenne (REFIMEVE+) ¹. Le principe de REFIMEVE+ est le transfert d’une fréquence optique ultra-stable sur un réseau internet sans perturbation du trafic. Grâce à ce transfert de fréquence, il sera possible de comparer les meilleurs horloges actuelles qui peuvent atteindre des exactitudes meilleures que 10^{-17} . Actuellement, le réseau de REFIMEVE+ est surtout national, une carte de ce réseau est présentée Figure 1.4.

1.3.3 Transfert de temps spatial

Configurations pour le transfert de temps spatial

Le transfert de temps une voie permet de synchroniser deux horloges à partir d’un émetteur et vers un récepteur qui ne renverra pas l’impulsion laser mais qui datera la réception de l’événement (remarque : le lien peut être montant comme pour T2L2 ou

1. <http://www.refimeve.fr/index.php/fr/>

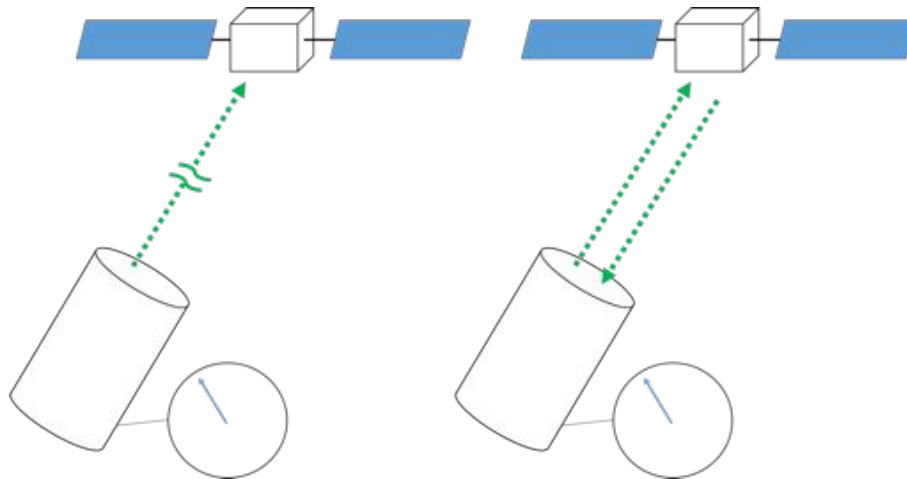


FIGURE 1.5 – Schéma du transfert de temps une voie à gauche et deux voies à droite. Dans le cas du transfert de temps une voie, le satellite n’est pas équipé de rétro-rélecteurs, mais est capable de dater l’événement à bord (le lien peut être montant ou descendant). Dans le cas du transfert de temps deux voies, les impulsions laser seront ré-émises, la station sol datera les instants d’émission et de réception et l’impulsion qui arrive au satellite sera datée également.

descendant, comme pour GPS). Dans le cas du transfert de temps deux voies, le satellite est équipé de réflecteurs et d’un dateur, les impulsions laser seront à la fois renvoyés vers la station et datés à bord. La schématisation de ces deux principes est représentée Figure 1.5.

Le transfert de temps spatial est en général réalisé sous deux configurations. Pour la synchronisation de deux horloges au sol, dit transfert de temps sol-sol, compte tenu de l’altitude du satellite, nous pouvons être en configuration vue commune ou vue non commune. La vue commune (Figure 1.6, A) a lieu lorsque deux ou plusieurs stations sont capables d’observer le satellite au même instant. La vue non commune (Figure 1.6, B) a lieu lorsque deux stations ne peuvent pas observer le satellite au même instant. Afin d’illustrer ces configurations, nous allons considérer le cas concret de T2L2, à bord de Jason-2 à une altitude de 1336 km. Le site web de T2L2², développé par le CMS, permet de tracer les éphémérides pour une journée sélectionnée pour 1 ou 2 stations. Si nous prenons l’exemple de la journée du 6 Août 2016, pour les stations de Grasse 7845 et Herstmonceux 7840, les passages en vue commune sont représentés par les points rouges (qui représentent chaque minute du passage) de la Figure 1.7. Par contre, si pour cette même journée, nous sélectionnons deux stations sur différents continents, par exemple Grasse 7845 et Greenbelt 7105, il n’y a pas de passages en vue commune, ces deux stations ne sont accessibles qu’en vue non commune, même si nous considérons l’élévation minimale

2. <http://www.geoazur.fr/t2l2/en/data/v4/>

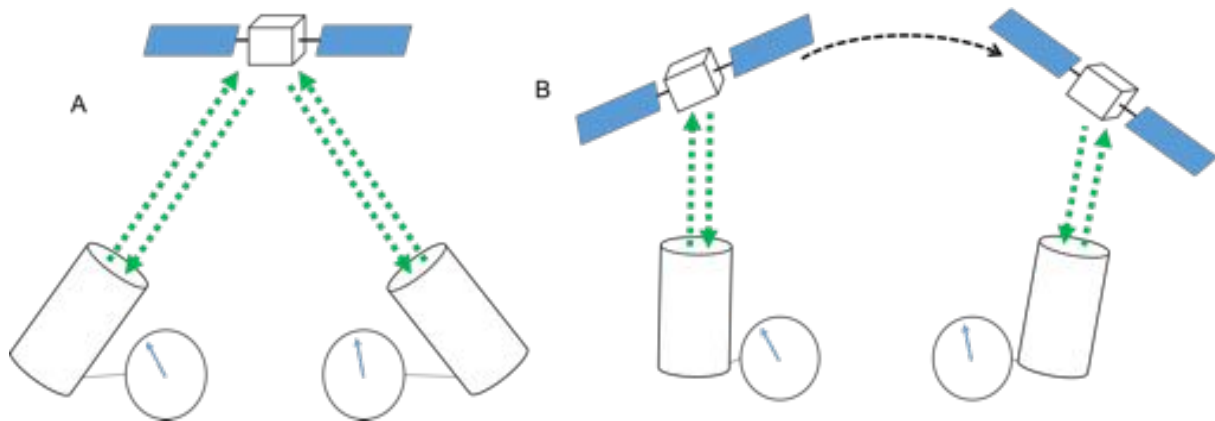


FIGURE 1.6 – A : Vue commune, deux stations voient le satellite au même instant. B : Vue non commune, les deux stations ne voient pas le satellite au même instant.

à laquelle on peut observer T2L2, qui est de 5° . Observer à faible élévation permet de minimiser le temps pendant lequel T2L2 ne sera pas observé.

GNSS

Comme nous l'avons vu précédemment, le transfert de temps espace-sol fait partie du fondement de la mesure GNSS. De nombreux articles font état des performances des méthodes de transfert de temps-fréquence (vue commune, PPP notamment) en termes de stabilité et d'exactitude (étalonnages). Un service international, sous l'égide de l'Association Internationale de Géodésie (AIG), l'IGS, permet aux utilisateurs de télécharger de nombreux de paramètres et corrections, voire aussi des codes, afin d'atteindre les performances prévues.

Des expériences locales, mais le plus souvent internationales (sur des distances intercontinentales) sur les aspects métrologiques sont effectuées assez régulièrement (en plus des applications scientifiques possibles, notamment en physique fondamentale, par exemple [Wolf \(1995\)](#)). Ces expériences visent à estimer les performances de telle ou telle méthode de transfert de temps, le plus souvent sol-sol, soit en vue commune soit en PPP.

D'autres techniques spatiales sont alors mises en "concurrence" afin de mieux comprendre les limites du GPS (de la méthode en jeu) : avec le TWSTFT (micro-onde mais à deux voies) ([Kirchner, 1999](#)), ou avec le transfert de temps optique T2L2 ([Exertier et al., 2016](#)).

C'est depuis les années 1980 que le GPS est utilisé pour la réalisation du TAI. Le code GPS est utilisé pour mesurer le décalage entre une horloge locale et l'horloge du satellite. Les GPS embarquent à leur bord des horloges atomiques de haute performance. Les erreurs et sources d'incertitudes viennent en partie du segment spatial, c'est-à-dire

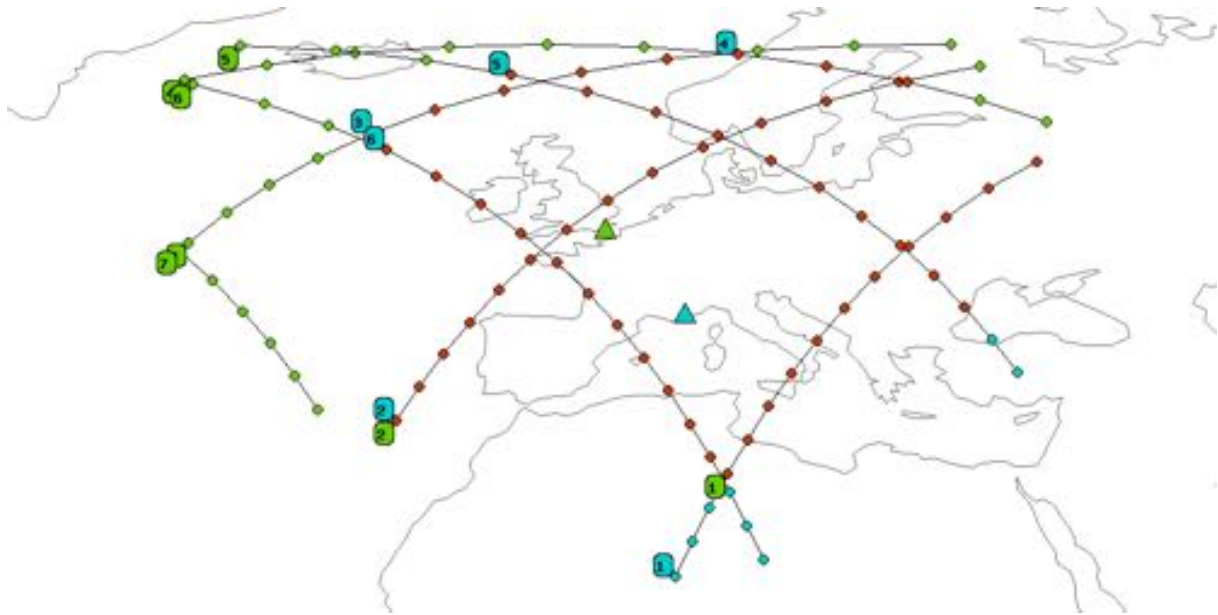


FIGURE 1.7 – Éphémérides pour la vue commune dans le cas de Jason-2 à une altitude de 1336 km d'altitude pour une élévation minimale de 15° pour les deux stations de Grasse (7845) et Hertsmonceux (7840) le 6 Aout 2016. <http://www.geoazur.fr/t212/en/data/v4/>

des instabilités d'horloge bord, mais aussi de la méconnaissance de l'orbite du satellite, du récepteur (sensible au bruit de mesure, aux interférences et aux erreurs liées à la position de l'antenne) et des délais dans la troposphère et la ionosphère. L'étalonnage est également un facteur essentiel pour réaliser un transfert de temps où les incertitudes sont minimisées.

Le transfert de temps par GPS existe dans deux configurations. La vue commune d'un satellite par plusieurs récepteurs, et la vue complète de plusieurs satellites (Petit and Jiang, 2008). Depuis 2006, la vue complète de plusieurs satellites est préférable, les incertitudes (type A) de la détermination de UTC sont réduites, grâce à une meilleure statistique, un meilleur étalonnage et chaque lien GPS est amélioré ; la vue complète a une géométrie plus intéressante. La vue non commune est majoritairement limitée par l'horloge bord et par l'orbite alors que la vue complète bénéficie de plus de données moyennées, la limitation venant alors des erreurs du récepteur/antenne.

L'IGS (Beutler et al., 1999) produit également une échelle de temps d'ensemble IGS time (IGST) (Senior et al., 2003) avec une stabilité à 1 j de 10^{-15} (grâce à la multitude d'horloges présentes). L'ensemble des satellites GNSS offre une véritable opportunité de construire un réseau d'horloges, c'est ainsi qu'existe le temps GPS, au même titre que le temps GLONASS, Galiléo et Beidou. Ces échelles de temps sont utilisées pour disséminer le temps au niveau mondial (Lewandowski and Arias, 2011).

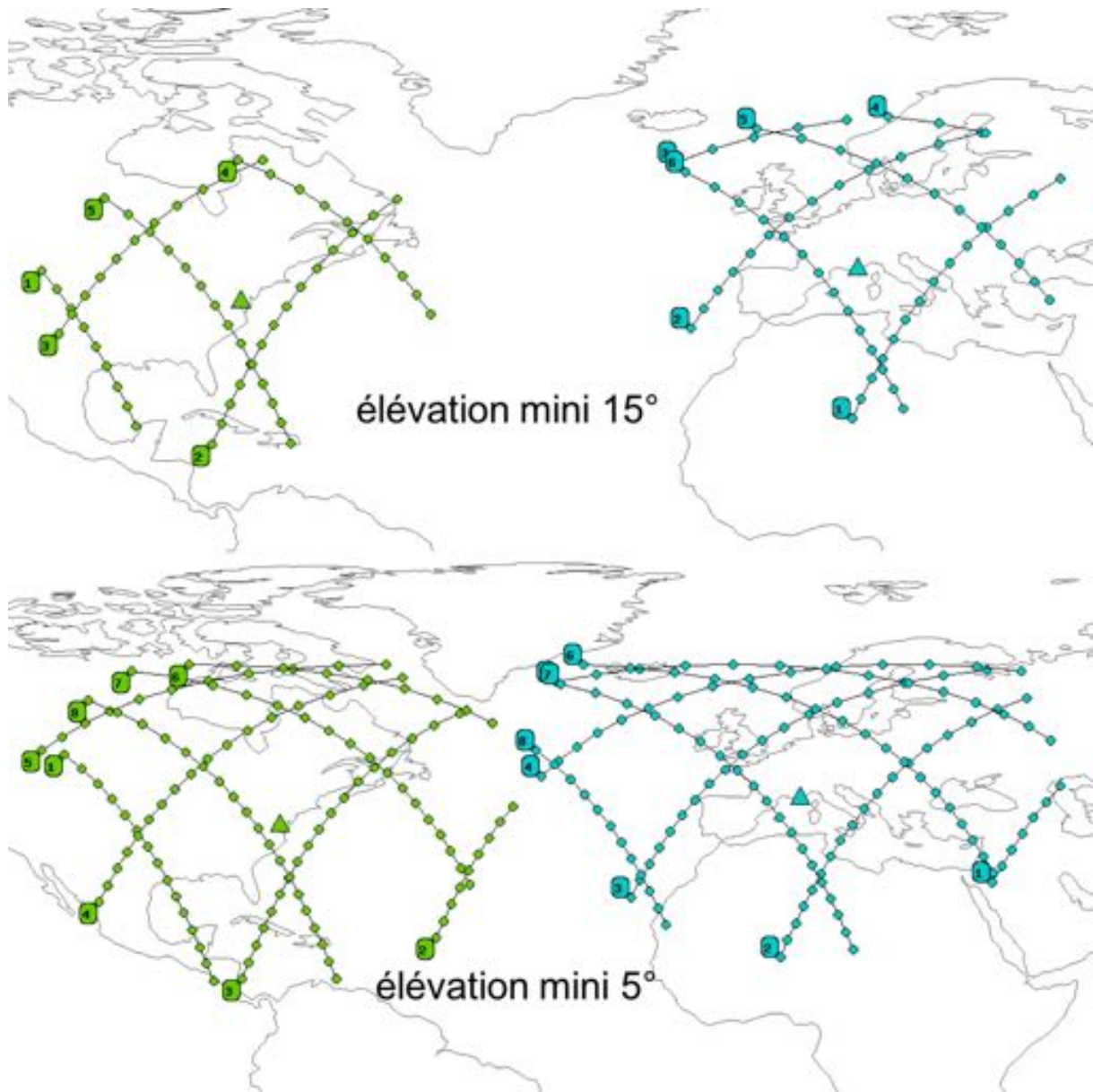


FIGURE 1.8 – Éphémérides pour la vue non-commune dans le cas de Jason-2 à une altitude de 1336 km d'altitude pour une élévation minimale de 15° en haut et 5° en bas pour les deux stations de Grasse (7845) et Greenbelt (7105) le 6 Aout 2016. <http://www.geoazur.fr/t212/en/data/v4/>

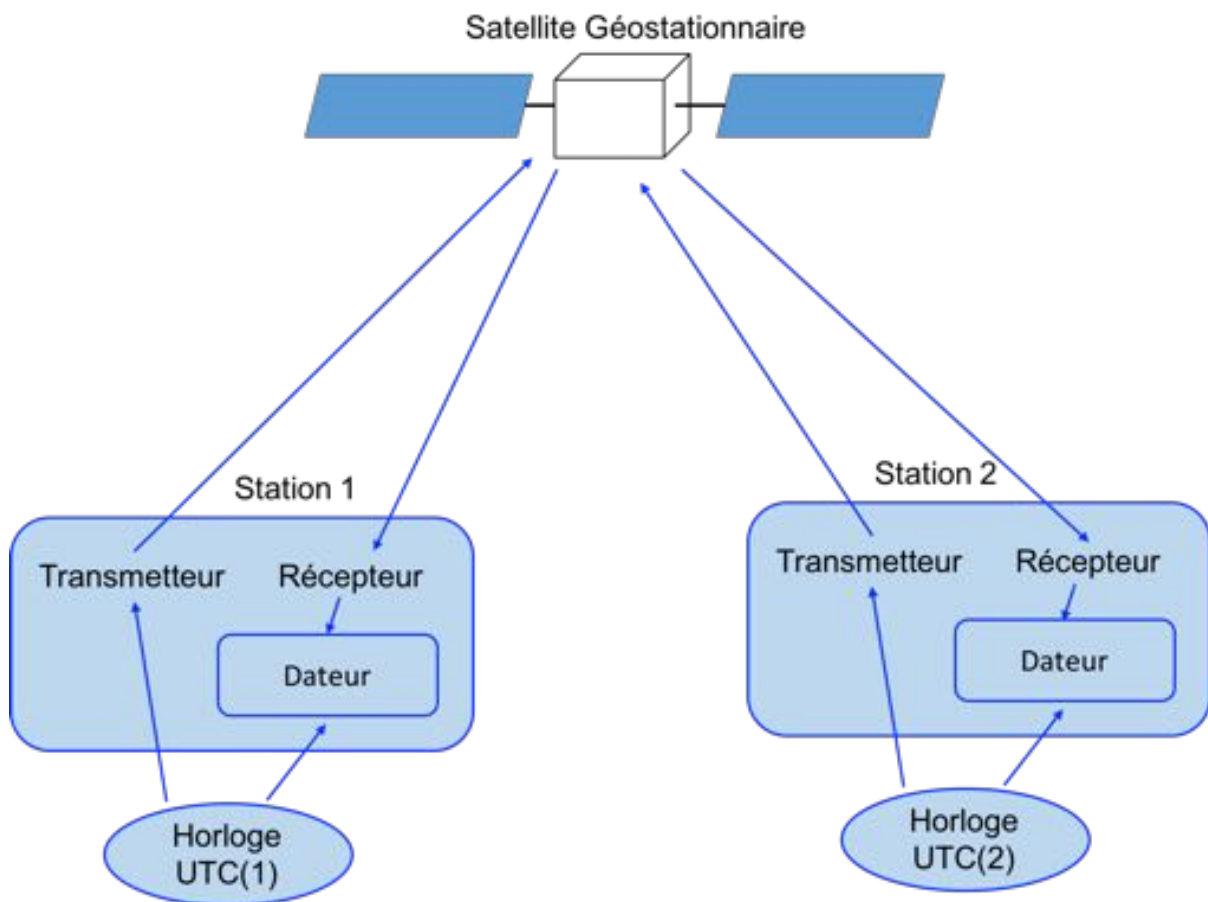


FIGURE 1.9 – Schématisation du transfert de temps deux voies TWSTFT entre deux récepteurs et vers un satellite géostationnaire de télécommunication.

Transfert de temps deux voies TWSTFT

Le transfert de temps deux voies radio-fréquence TWSTFT (schématisé [Figure 1.9](#)) permet de synchroniser un réseau d'horloges à l'aide de signaux émis et reçus par un satellite de télécommunications en orbite géostationnaire. Chaque station est équipée d'un transmetteur radio-fréquence et d'un récepteur. Une horloge, reliée à un dateur permet de dater les événements, permettant un transfert de temps deux voies. L'exactitude de cette technique de transfert de temps est d'environ 1 ns, avec une répétabilité inférieure à la ns et une stabilité au niveau de 10^{-15} à 1 j ([Kirchner, 1999](#); [Bauch et al., 2006](#)). Le transfert de temps TWSTFT participe à la réalisation du TAI. Cette technique, ainsi que le GPS, permet de comparer les horloges à fontaine atomique et les H-maser mais nécessite une calibration fine et régulière (à cause des changements locaux de l'environnement) pour garantir une exactitude de 1 ns ([Piester et al., 2008](#)).

TWSTFT et GNSS

Plus généralement, la réalisation de TAI et de l'UTC est basée sur la combinaison du transfert de temps deux voies TWSTFT et GNSS (GLONASS, GPS et Galiléo) afin de bénéficier des avantages de ces deux techniques (Jiang and Petit, 2009). Cette combinaison a pour but premier d'améliorer l'exactitude (en améliorant l'étalonnage), la stabilité et la robustesse (en minimisant les incertitudes) de ces échelles de temps. Sont concernés par cette technique aujourd'hui plus de 60 laboratoires qui disposent de plus de 350 horloges atomiques et d'une dizaine d'étalons primaires de fréquence. Une vingtaine de ces laboratoires utilise les deux techniques, ce qui permet d'avoir des systématiques différents entre les deux méthodes et ainsi vérifier qu'un effet n'a pas été oublié. Le GPS qui utilise la technique du PPP (Petit et al., 2015) est plus stable à court terme, et presque indépendant de la distance du transfert de temps. La stabilité est de 10^{-15} à 1 j, 10^{-16} à 30 j, l'exactitude atteint aujourd'hui 1.5 ns ce qui permet un transfert de fréquence avec une stabilité de $1 \cdot 10^{-16}$ à 5 j pour des liens régionaux (Petit et al., 2015). Le TWSTFT quant à lui est exact à environ 1 ns et montre une plus grande stabilité à long terme, mais il est perturbé par des variations diurnes à hauteur de quelques ns et des instabilités court terme pour des récepteurs très lointains. La combinaison des deux est donc idéale et fourni aussi bien une stabilité à court terme que à long terme.

1.4 Conclusion

Ce chapitre introductif et bibliographique permet de poser le contexte et donner les outils nécessaires à la compréhension des recherches présentées dans la thèse. Nous y avons présenté les aspects fondamentaux (rôle, outils,...) du temps/fréquence. Les technologies en jeu dans les observatoires géodésiques sont nécessaires aux progrès des recherches effectuées aujourd'hui. Pour caractériser les horloges présentes dans les laboratoires géodésiques, nous avons présenté le vocabulaire de la métrologie temps/fréquence ainsi que les outils mathématiques nécessaires (notamment la variance d'Allan, utilisée pour étudier la stabilité des horloges). Puisque les techniques actuelles de transfert de temps spatial atteignent la ns et moins, nous avons présenté les éléments nécessaires de la relativité générale.

Nous avons décrit le temps/fréquence en géodésie au travers des 4 techniques, GNSS, DORIS, laser et VLBI. Nous avons tout d'abord décrit les grands traits en temps/fréquence des technologies micro-ondes utilisées pour les technologies spatiales GNSS et TWSTFT, et celles utilisées en réseaux de fibres au sol. Le transfert de temps optique sera détaillé, notamment au travers de l'expérience T2L2, au [chapitre 2](#).

1.5 Glossaire

| Quantités | Description | Équation |
|------------------------------|---|---------------|
| f | fréquence d'une horloge | Équation 1.1 |
| T | période | Équation 1.1 |
| Δf | incertitude relative de fréquence | Équation 1.2 |
| f_n | fréquence naturelle d'un oscillateur | Équation 1.3 |
| Q | facteur de qualité d'un oscillateur | Équation 1.3 |
| ν_0 | fréquence nominale d'un oscillateur | Équation 1.4 |
| $V(t), V_0$ | amplitude | Équation 1.4 |
| $\varphi(t)$ | phase | Équation 1.5 |
| $x(t)$ | écart de temps instantané | Équation 1.7 |
| $\nu(t)$ | fréquence instantanée | Équation 1.8 |
| $\Delta\nu(t)$ | bruit de fréquence | Équation 1.8 |
| $y(t)$ | écart de fréquence instantanée | Équation 1.10 |
| $\langle y_k \rangle$ | moyenne de l'écart de fréquence instantanée | Équation 1.15 |
| $\langle \sigma_y^2 \rangle$ | variance d'Allan | Équation 1.16 |
| $S_y(f)$ | densité spectrale | Équation 1.22 |
| x^μ | quadri-coordonnées dans un repère terrestre | Équation 1.26 |
| ds^2 | élément de longueur relativiste | Équation 1.27 |
| $g_{\alpha\beta}(x^\mu)$ | métrique relativiste | Équation 1.27 |
| Φ | potentiel newtonien | Équation 1.29 |
| r, θ, φ | coordonnées sphériques | Équation 1.29 |
| ω, ω^i | potentiel scalaire et vecteur | Équation 1.32 |
| v | vitesse | Équation 1.35 |
| GM | constante gravitationnelle de la Terre | Équation 1.36 |
| R | rayon terrestre | Équation 1.36 |
| x | position | Équation 1.36 |

TABLE 1.2 – Quantités vues dans ce chapitre

Chapitre 2

Transfert de Temps Optique

Sommaire

| | | |
|------------|---|-----------|
| 2.1 | Télémétrie laser | 52 |
| 2.1.1 | Principe | 52 |
| 2.1.2 | Rôle de la télémétrie laser en géodésie | 59 |
| 2.1.3 | Missions de transfert de temps optique | 61 |
| 2.2 | T2L2 | 67 |
| 2.2.1 | Jason-2 | 67 |
| 2.2.2 | Centre de Mission Scientifique | 69 |
| 2.2.3 | Segment spatial (T2L2) | 70 |
| 2.2.4 | Stations laser | 74 |
| 2.2.5 | Transfert de temps sol-bord | 75 |
| 2.2.6 | Transfert de temps en Vue Commune | 83 |
| 2.3 | Conclusion | 86 |
| 2.4 | Glossaire | 87 |

Le [chapitre 1](#) nous a permis d'introduire les outils (variances, vocabulaire) et les objets (horloges, échelles de temps, relativité..) nécessaires aux développements présentés ici. Nous avons introduit le transfert de temps et présenté le transfert de temps micro-onde. Ce [chapitre 2](#) se focalise sur les missions de transfert de temps optique récentes et notamment sur T2L2.

Nous présentons la technique de télémétrie laser en [section 2.1](#). Nous détaillons son principe, et présentons un rapide historique. L'expérience T2L2 est décrite en [section 2.2](#). Nous présentons l'instrument, les résultats obtenus pour le transfert de temps et fréquence sol-bord, puis pour le transfert de temps sol-sol en vue commune. Enfin, nous concluons en [section 2.3](#).

2.1 Télémétrie laser

2.1.1 Principe

Principe de base

La télémétrie laser permet de mesurer la distance absolue entre une station émettrice d'une impulsion laser et un satellite. Elle se base sur la différence de dates de départ et d'arrivée (de retour à la station) de l'impulsion laser. Une station laser génère une impulsion laser au temps d'émission t_e , daté par le système de datation de la station, et qui va être réfléchié par un satellite équipé de rétro-réfléchisseurs¹ pour être, au retour, datée par la station, au temps t_r . La vitesse c de la lumière (dans le vide) est une constante de la physique. Il est alors possible d'obtenir la distance absolue d de la référence à la station (la croisée des axes du télescope) au satellite. L'équation fondamentale (sans corrections liées à la propagation atmosphérique, ni à la relativité pour une cible en orbite, etc.) de la télémétrie laser est donnée par :

$$d(t_e + \Delta t/2) = \|x^S - X_S\| (t_e + \Delta t/2) = \frac{\Delta t}{2} c \quad (2.1)$$

Avec :

$\Delta t = t_r - t_e$: la durée du parcours aller-retour de la lumière,

$c = 299\,792\,458 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$: la vitesse de la lumière dans le vide,

x^S : position de la cible,

X_S : position de la station,

1. Les rétro-réfléchisseurs ont la propriété de réfléchir la lumière dans sa direction incidente.

Les rétro-rélecteurs sont des systèmes passifs (c'est-à-dire qu'ils ne génèrent pas de lumière et ils ne consomment pas d'énergie), assez simples dans leur conception. La complexité de la télémétrie laser repose entièrement sur la technologie au sol, au sein des stations laser (Samain et al., 2015). L'exactitude sur la mesure de distance est principalement limitée par l'exactitude des datations effectuées au sol (dateurs, détecteurs, etc.); une erreur de 10 ps sur Δt , correspond à une erreur de $d = 1.5$ mm sur la mesure de distance. Pour cette technique, l'incertitude instrumentale est autour de 6 - 9 mm (soit 40 - 60 ps) par tir laser. Une erreur systématique est possible au niveau de 2 - 6 mm (Exertier et al., 2006). La télémétrie laser est peu sensible à la composante humide de l'atmosphère, qui en revanche limite les techniques géodésiques DORIS et GPS.

Rapide historique

Le développement de la télémétrie laser a commencé dans les années 1961/1962 aux États-Unis. Le premier satellite équipé de rétro-rélecteurs, BEACON EXPLORER-B, a été mis en orbite à une altitude proche de 1000 km et 80° d'inclinaison le 9 Octobre 1964. Le premier succès de retour d'un signal laser a été mesuré en 1965 avec une exactitude de quelques mètres (Vonbun et al., 1977). La télémétrie laser a gagné entre les années 1960 et 2010 quatre ordres de grandeur, en terme d'exactitude des instruments, et permet aujourd'hui des mesures exactes à quelques mm.

Pendant les années 1970, furent également développées des cibles dédiées à l'utilisation de la télémétrie laser vers la Lune, (Lunar Laser Ranging, LLR). Des rétro-rélecteurs (au nombre total de 5) furent déposés sur la surface de la Lune par les missions Apollo (XI, XIV et XV) ou placés sur des *rovers* de l'URSS (Lunakhod 1 et Lunakhod 2). Une carte de la localisation de ces rétro-rélecteurs, ainsi qu'une photo du rétro-rélecteur posé par Apollo XI est présentée Figure 2.1. La télémétrie laser Lune LLR permet de mesurer la distance Terre - Lune avec la même exactitude; elle dépend assez peu de la distance à la cible. Depuis 40 ans, les stations de Grasse et McDonald, entre autres, fournissent des données LLR permettant d'une part d'étudier la physique de la Lune (libration, physique interne...) et d'autre part d'améliorer les éphémérides des corps du système Solaire pour y effectuer des tests de physique fondamentale (V. Viswanathan et al., 2016. ILRS meeting).

Les deux premiers satellites géodésiques dédiés à la télémétrie laser sont Starlette (1975) du CNES à 800 km d'altitude et LAGEOS de la NASA (1976) à 6000 km d'altitude. Ces deux satellites sont des boules très denses couvertes de rétro-rélecteurs (voir une photographie de chacun sur la Figure 2.2). Dans les années 1980, suivirent les satellites Stella du CNES à 815 km, LAGEOS-2 de la NASA et de l'Agencia Spaziale Italiana (ASI), Ajisai, satellite Japonais à 1485 km, Étalon mis en orbite par l'URSS à 19 100 km

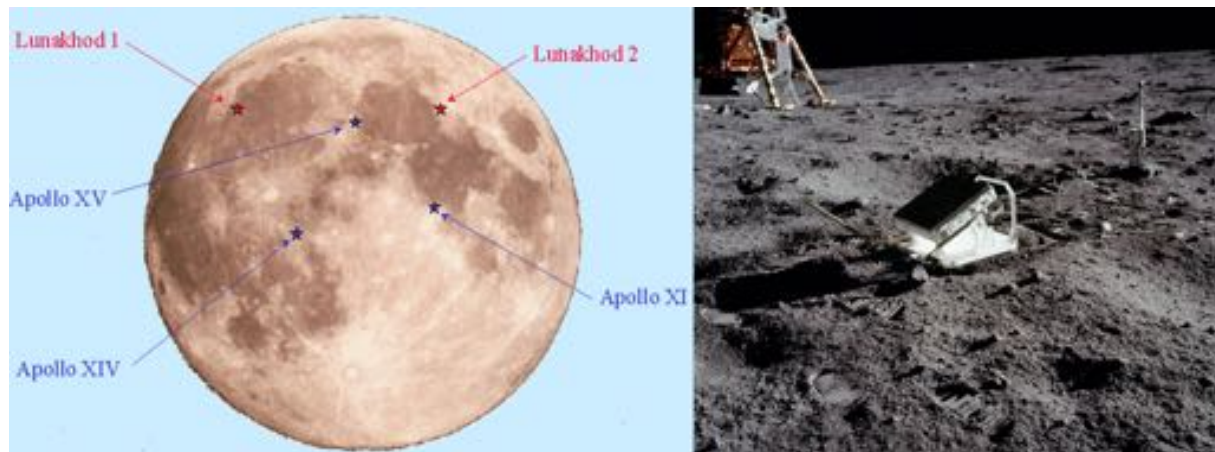


FIGURE 2.1 – Localisation des rétro-réfecteurs à la surface de la Lune à gauche (crédit CNES), en bleu ceux déposés par les astronautes des missions Apollo américaines et en rouge artificiellement déposés à l'aide de *rovers* de l'URSS. Une photographie du rétro-réfecteur de Apollo XI est présentée à droite (crédit NASA).

et (GeoForschungsZentrum-1 Geodesy Satellite) GFZ-1 par l'Allemagne à 398 km. Tous ces satellites passifs sont sensibles au champ de gravité de la Terre et peu sensibles aux effets non gravitationnels (rapport surface sur masse très faible). Grâce à ces satellites dédiés, la télémétrie laser permet, à l'aide du calcul d'orbite, de mesurer le champ de gravité de la Terre (par exemple [Lucchesi \(2007\)](#)).

La télémétrie laser dépend de la météo locale, les liens laser ne pouvant pas se propager à travers les nuages ; elle nécessite une météo favorable qui peut imposer un choix de site bien plus stricte que le GPS par exemple. La connaissance globale de la Terre sur le long terme est possible si le réseau de stations laser couvre une bonne partie de la croûte terrestre et si il est convenablement étalonné

C'est en 1998 qu'a été établi le service international ILRS² regroupant toutes les stations laser sur le globe (voir [Figure 2.3](#) pour la localisation des stations laser sur le globe). Les stations laser ne sont pas réparties de façon homogène à la surface du globe, avec une nette différence entre les deux hémisphères, contrairement à la technique DORIS ou à GNSS. Les stations sont également placées à des altitudes très différentes, ce qui implique un effet Einstein de *redshift* gravitationnel entre les stations, de 0.1 à $3 \cdot 10^{-13}$ en terme de biais de fréquence $\Delta\nu/\nu$ qui est pris en compte dans le traitement. Les stations laser sont référencées par l'ILRS par un nombre à 4 chiffres (par exemple le code de la station de Grasse est 7845).

Une station laser (schématisée [Figure 2.4](#) et dans [Samain et al. \(2015\)](#)) peut être décrite comme suit :

2. <http://ilrs.gsfc.nasa.gov/>

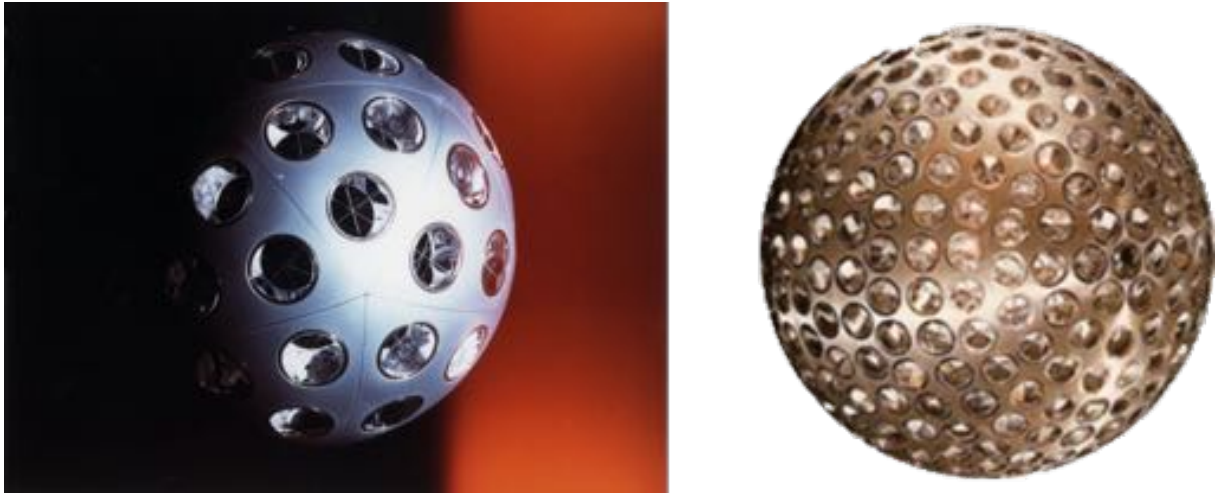


FIGURE 2.2 – Starlette (crédit CNES) à gauche, composé de 60 réflecteurs pour un diamètre de 25 cm, lancé en 1975 à 800 km et LAGEOS (crédit NASA GSFC) à droite, composé de 426 réflecteurs (coins cube) pour un diamètre de 60 cm, lancé en 1976 à 6000 km.

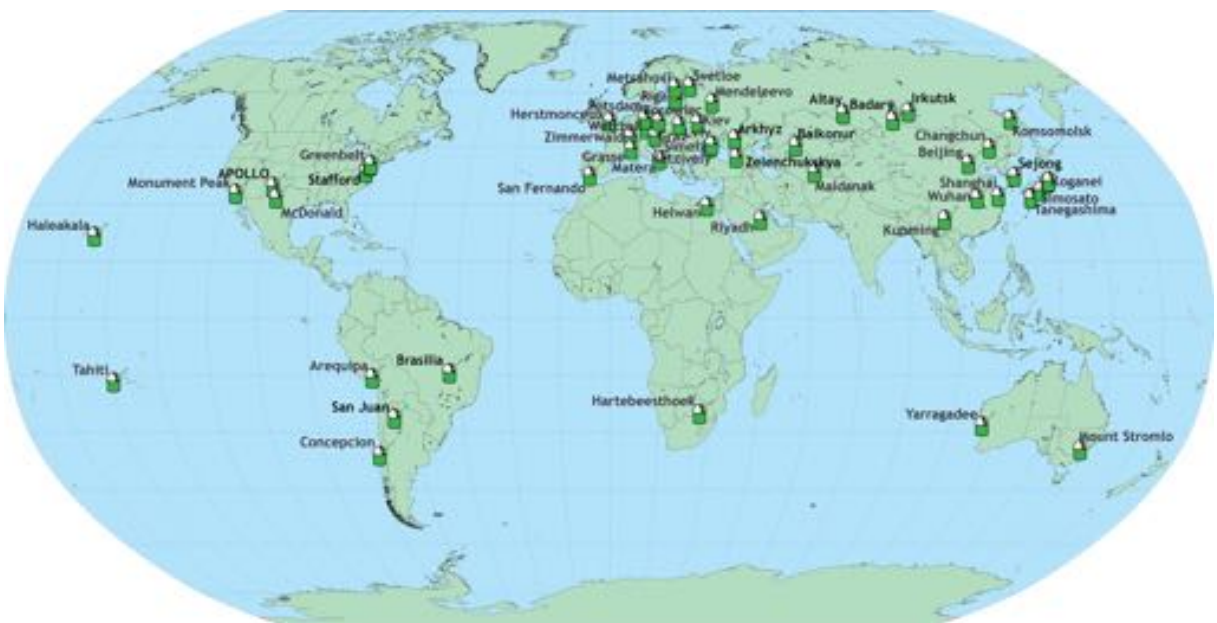


FIGURE 2.3 – Carte géographique représentant la localisation des stations laser qui font parties du réseau ILRS. Crédit : <http://ilrs.gsfc.nasa.gov/network/stations/index.html>

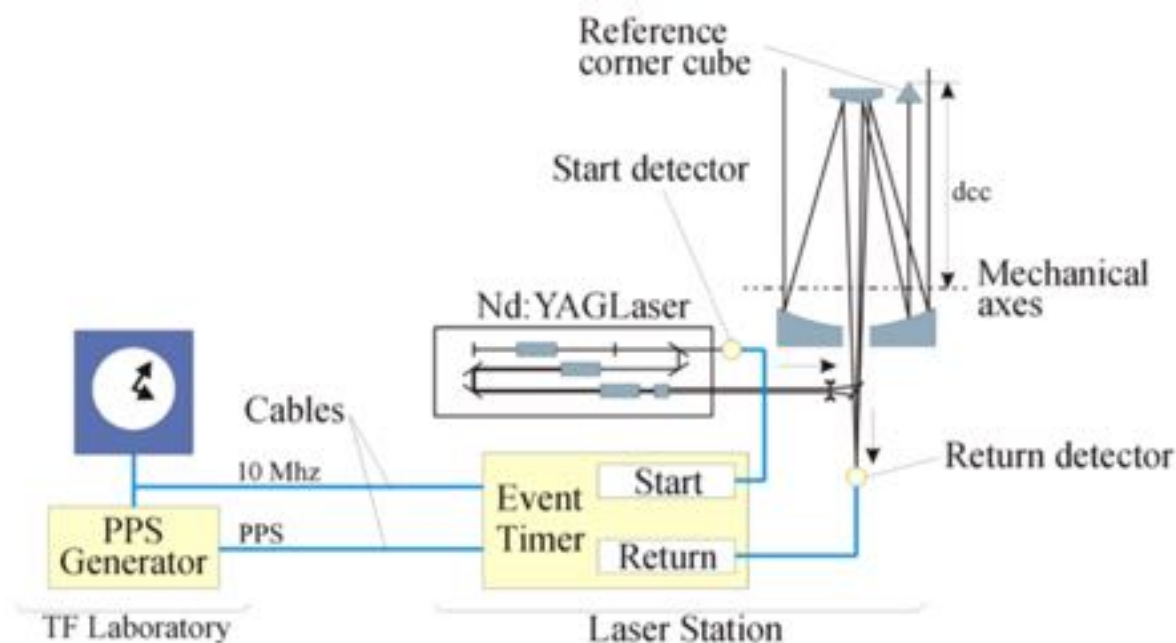


FIGURE 2.4 – Représentation schématique d’une station laser (exemple de celle de Grasse 7845), composée de deux unités, un laboratoire temps/fréquence qui distribue la référence de temps et un système laser relié à un télescope (Samain et al., 2015).

Une horloge : donne la référence de fréquence de la station laser (fréquence de 5 ou 10 MHz). Un compteur/diviseur numérique génère un PPS, qui est utilisé pour la constitution d’une échelle de temps locale.

Un laser Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet (Nd :YAG) doublé : génère des impulsions à un taux de 10 Hz à 2 kHz à une longueur d’onde de 532.1 nm. La durée de l’impulsion est en générale comprise entre 30 ps et 200 ps en fonction des technologies.

Un télescope : Généralement c’est le même télescope qui est utilisé pour l’émission et la réception des impulsions laser.

Détecteurs : détectent l’émission de l’impulsion laser et le retour ; ce dernier a le rôle le plus important.

Un dateur d’événements avec deux canaux indépendants : date les impulsion (transformés en impulsions électroniques à l’aide d’une photo-diode) d’émission et de retour.

La télémétrie laser est aujourd’hui en marche vers une nouvelle génération d’instruments. À défaut de développer un réseau complet mieux distribué géographiquement (bien que les instances envisagent un réseau minimal de 10 - 15 observatoires géodésiques multi-techniques de type Global Geodetic Observing System (GGOS) très bien réparti, dont la

position serait assurée à 1 mm d'exactitude et 0.1 mm/an de stabilité) (??); il s'agit essentiellement d'améliorer les points suivants :

la métrologie : pour une exactitude de 1 mm, il faut une exactitude de mesure tir-à-tir < 0.1 mm, voir $50 \mu\text{m}$,

le tir en simple photon : une faible énergie, moins ambiguë par rapport aux détecteurs, et aux réflecteurs (signature éventuelle), à haute cadence (1000 Hz et plus) (C. Courde et al. 2017),

l'automatisation : afin de poursuivre plus de 100 cibles sur 24 h.

Tout ceci vient du constat que *i*) le réseau laser est assez inhomogène en terme de technologie utilisée (y compris temps/fréquence), *ii*) les analystes, via le calcul d'orbite précis, trouvent régulièrement des erreurs systématiques (biais en distance, essentiellement) non constantes sur 1 an pour plusieurs stations. Ces biais varient de 1 à 15 mm, et leur stabilité à long terme varie de 1 - 2 mm à 10 - 15 min, suivant les stations (Appleby et al., 2016).

Afin de garantir une mesure exacte de la distance d'un satellite ou de la valeur d'un transfert de temps, il convient de caractériser précisément les biais en temps et en distance (*Time & Range Bias*). Le biais en temps (*time bias*) vient de la méconnaissance du délai induit par la longueur des câbles entre le laboratoire temps/fréquence (qui en général est à une distance non négligeable et qui contient l'horloge) de la croisée des axes du télescope. Le racoordement de l'horloge par système GPSDO doit aussi être calibré (voir la Figure 2.5). De plus, la variation dans les câbles prend la valeur de $100 \text{ ps} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{°C}^{-1}$. Le biais en distance (*range bias*) vient de la distance entre la référence du laser et la croisée des axes du télescope et nécessite également un étalonnage précis.

Afin d'estimer l'impact d'une erreur liée à ces biais, nous allons considérer la distance ρ^o observée entre une station à la position $\mathbf{X}(t)$ et un satellite à la position $\mathbf{x}(t)$ au temps t . Nous considérons également RB le *range bias*.

Soit \tilde{t} le temps t assujetti au biais en temps TB , suivant $\tilde{t} = t + TB$.

$$\rho^o(\tilde{t}) = \rho^o(t + TB) = |\mathbf{x}(t + TB) - \mathbf{X}(t + TB)| + RB \quad (2.2)$$

Un développement de Taylor donne :

$$\rho^o(\tilde{t}) = \mathbf{x}(t) + \dot{\mathbf{x}}(t) \cdot TB - \mathbf{X}(t + TB) + RB \quad (2.3)$$

L'erreur le long de la trajectoire du satellite peut alors s'exprimer comme :

$$\delta \mathbf{x} = \dot{\mathbf{x}}(t) \cdot TB \quad (2.4)$$

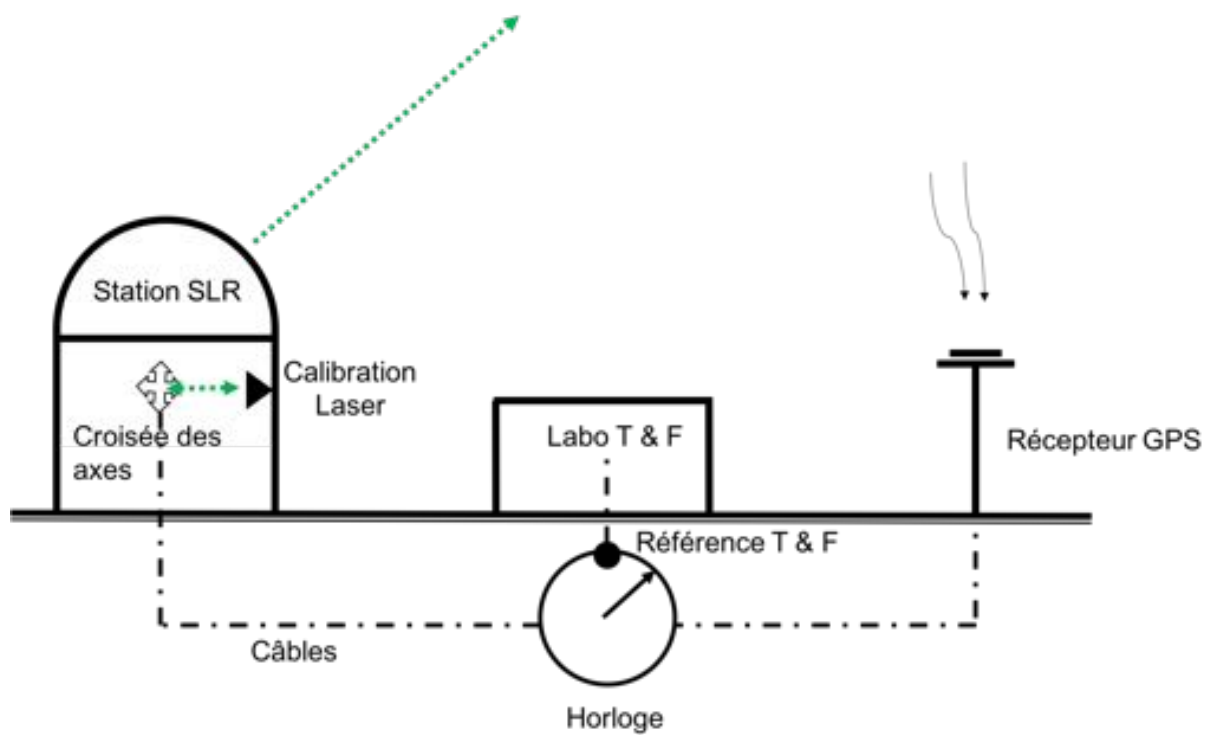


FIGURE 2.5 – Géométrie schématique des biais en temps et distance montrant la nécessité de calibrer d’une part la distance entre la référence en temps/fréquence et l’antenne GPS et d’autre part la calibration du côté du laser entre le laboratoire temps/fréquence et la croisée des axes.

La méthode employée actuellement consiste à comparer la trace d'un passage d'un satellite au dessus d'une station donnée avec sa prédiction théorique, schématisé [Figure 2.6](#) ([Combrinck, 2010](#)). L'importance de mesurer des passages complets de satellites permet d'obtenir le maximum de décorrélation pour réellement déterminer le biais de distance et aussi le biais en temps.

Un groupe spécifique est chargé d'analyser finement la situation, compte tenu du fait qu'un biais (inconnu *in-situ*) de distance d'un télémètre ne permet pas d'obtenir une coordonnée d'altitude exacte. Ce groupe génère pourtant un calcul d'orbite très précis (< 1 cm en radial) dont on suppose qu'en moyenne il répond aux performances des modèles sous-jacents ; si pour une même station le biais change ou évolue dans le temps, l'altitude de la station, qui est estimée via les mesures et le calcul d'orbite (LAGEOS essentiellement) semble bouger d'une quantité opposée. Ce qui montre que le problème des systématismes résiduels de la télémétrie est très délicat à résoudre. [Appleby et al. \(2016\)](#) montre que le problème peut affecter le facteur d'échelle du repère ITRF au niveau de 10^{-9} .

Les travaux sur le transfert de temps en vue non commune (voir [chapitre 4](#)), entre plusieurs stations laser du réseau grâce à T2L2, montrent qu'il existe aussi des biais de temps (les dates de mesures sont décalées de l'UTC) entre 0.1 et 6 μ s. Compte tenu de la vitesse des satellites observés par les stations, on peut comprendre que l'incertitude locale sur la position du satellite le long de sa trajectoire, générée par ce biais, est de 1 à 8 mm. Ceci n'est plus négligeable compte tenu des avancées des modèles, aussi bien pour LAGEOS (utilisé pour la construction de l'ITRF) que pour les satellites Jason (utilisés pour l'altimétrie des océans).

L'ILRS recommande aux stations d'avoir des mesures datées avec une exactitude mieux que 100 ns ([Pearlman et al., 2002](#)). D'après l'[Équation 2.4](#), 100 ns correspond à une erreur le long de la trajectoire de 1 mm. Cette quantité est certes très faible, mais cela ne suffira pas à garantir les futurs critères retenus par le système GGOS (voir [chapitre 4](#)). Le transfert de temps T2L2 permet d'estimer ces biais en temps de façon indépendante de l'orbite des satellites, ce qui est un avantage certain, compte tenu de la difficulté à les évaluer par l'analyse d'orbite actuellement.

2.1.2 Rôle de la télémétrie laser en géodésie

La télémétrie laser permet la détermination de nombreux paramètres géodynamiques et géocinétiques de la Terre. Elle permet l'étalonnage de systèmes spatiaux (altimétrie, suivi exact des orbites) lorsque son repère de référence (coordonnées des stations) est lui aussi exact ([Bonfond et al., 1999](#)). La télémétrie laser sur satellites permet de :

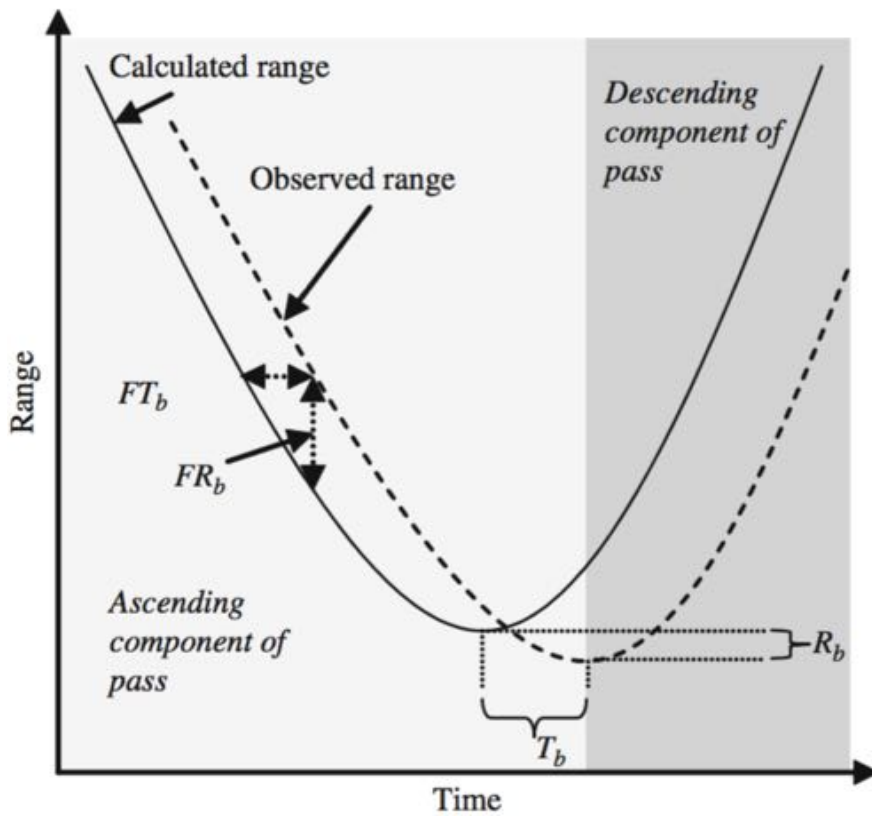


FIGURE 2.6 – L’observation complète d’un passage d’un satellite permet de déterminer le minimum de la courbe $range = f(time)$ qui permet d’estimer précisément le biais de distance comme la différence en y entre le minimum calculé et observé et le biais en temps comme la différence en x de ces deux minima. Si le passage n’est pas complet, l’estimation est biaisée (FT_b et FR_b). D’après [Combrinck \(2010\)](#).

- modéliser les premiers termes du champ de gravité terrestre³ et notamment une détermination précise du GM⁴ qui fixe l'échelle des orbites,
- déterminer les références verticales mieux qu'avec GPS en participant à l'établissement du repère de référence vertical,
- déterminer de manière précise l'orbite des satellites, notamment ceux utilisés pour l'altimétrie océanique (pour lesquelles l'orbite précise est une nécessité (Cerri et al., 2010)),
- positionner le géocentre par rapport à la surface terrestre,
- étudier les effets de marées terrestres...

2.1.3 Missions de transfert de temps optique

Le transfert de temps optique remonte aux années 1990, notamment à la National Aeronautics and Space Administration (NASA) (au travers d'expériences au sol ou avec des H-maser embarqués dans un avion), ou encore avec l'European Space Agency (ESA), l'expérience spatiale LASSO. Nous devons distinguer les deux techniques, dites *one-way* (aller, une voie) et *two-way* (aller-retour, deux voies) : *i*) dans la première, le lien entre les deux horloges, sol et embarquée, n'est mesuré que par la différence de temps bord et sol (notion de biplot), et *ii*) dans la seconde, les dates sol et bord existent toujours, mais le lien aller-retour est mesuré par le télémètre laser, ce qui permet de remonter à la "mesure" du temps de vol aller (notion de triplet). Pour résumer, le temps de propagation une voie est déduit de la mesure du temps de propagation aller-retour.

LASSO

L'expérience LASSO, proposée en 1972, a été lancée en 1988 à bord du satellite météorologique Météosat - P2. Ce satellite était en rotation stabilisée, sur une orbite géostationnaire à 35 786 km. L'idée de cette expérience était de démontrer la faisabilité d'une synchronisation d'horloge intercontinentale, à l'aide de liens laser libres, avec une exactitude meilleure que la ns (Fridelance and Veillet, 1995). Afin de permettre un transfert de temps deux voies, LASSO est composé de 98 rétro-rélecteurs avec un champ de vue de $\pm 20^\circ$. Le détecteur de LASSO a quant à lui un champ de vue de $\pm 10^\circ$. L'unité de détection est reliée à un dateur avec pour référence temporelle un OUS du CNES ; les stabilités (de fréquence) de l'oscillateur et la résolution du dateur bord de LASSO sont présentés [Tableau 2.1](#). La difficulté de transférer le temps avec LASSO vient de la rotation

3. Le champ de gravité terrestre se décompose en harmoniques sphériques.

4. Constante gravitationnelle de la Terre.

| Période de temps | Stabilité (biais de fréquence) |
|---------------------------|--------------------------------|
| 0.1 s | 10^{-10} |
| 60 s | $5 \cdot 10^{-10}$ |
| 1 jour | $< 10^{-10}$ |
| Résolution de la datation | 69 ps |

TABLE 2.1 – Stabilité de l’OUS servant de référence de datation à LASSO

du satellite mais également de sa haute altitude. Dû au faible nombre de rétro-rélecteurs, les observations sont limitées à deux stations laser : McDonald Laser Ranging Station (MLRS) aux États-Unis (Texas) et Grasse en France. Une difficulté supplémentaire vient de la faible élévation de Météosat - P2 ; avec 50° W de longitude, l’élévation atteint 26° à la station MLRS , 13° à Grasse et est encore beaucoup plus faible en Europe Centrale et du Nord.

En vue commune, le transfert de temps sol-sol Δ_1^2 entre les deux stations 1 et 2, avec LASSO et pour toutes expériences de ce type (Laser Time Transfer (LTT), T2L2) prend l’expression suivante :

$$\Delta_1^2 = t_2^B - t_1^B + (t_1^e + t_1^r)/2 + (t_2^e - t_2^r)/2 + (\tau_1 - \tau_2) - (C_1 - C_2) \quad (2.5)$$

Avec :

t_i^B : le temps daté à bord venant de la station i ,

t_i^e et t_i^r : respectivement le temps d’émission et de réception de la station i ,

τ_i : les corrections de l’effet Sagnac (Sagnac, 1913; Petit and Wolf, 1994),

C_i : les corrections instrumentales.

L’Équation 2.5 est l’équation de référence du transfert de temps appliquée à LASSO. Dans ce cas réel, l’Équation 2.5 doit tenir compte des corrections instrumentales. Le traitement relativiste de cette expérience est présenté dans Petit and Wolf (1994). Dans l’hypothèse où les deux stations tirent au même instant (ou à des instants très proches) de telle sorte que les impulsions laser arrivent quasiment au même instant à bord (typiquement à quelques ms près), l’instabilité de l’OUS peut être négligée. Or, les difficultés d’observation (difficulté d’observer au même instant, d’atteindre la cible...) de LASSO ont poussé les analystes à utiliser une autre méthode pour estimer Δ_1^2 . À savoir que chaque station va suivre le comportement de l’OUS, ainsi la différence Δ_1^2 sera la différence de comportement de l’oscillateur vu par les deux stations sur une période identique (Fridelance and Veillet, 1995). Entre Grasse et MLRS, le 7 juin 1992, un transfert de temps de 5 634.932 ns avec un écart-type de 105 ps a été calculé, ce résultat montre que le transfert de temps

avec LASSO atteint une stabilité très court terme (1 s) bien meilleure que 100 ps mais est encore loin de l'objectif d'atteindre le niveau des 50 ps en exactitude. Cependant, la méthode s'est révélée prometteuse et va servir de base d'étude au futur T2L2.

LTT

LTT (Fumin et al., 2008; Meng et al., 2013) a été lancé le 13 Avril 2007 à 21 500 km à bord du satellite de navigation COMPASS-BEIDOU-M1. LTT a été développé par l'observatoire astronomique de Shanghai et permet de synchroniser des horloges atomiques à l'aide de la télémétrie laser. Cette expérience est composée d'un Laser Reflector Array (LRA)⁵ avec un champ de vue de 28°, afin de renvoyer les impulsions laser vers la station, d'une double photodiode à avalanche (SPAD) et d'un dateur d'une précision meilleure que 100 ps RMS relié à une horloge bord à Rubidium. À partir de Août 2007, la station Changchun a réussi un transfert de temps sol-espace, le premier vers un satellite de navigation, avec une stabilité court terme (1 s) de 300 ps et une stabilité de fréquence de $3 \cdot 10^{-14}$ à 2000 s (Fumin et al., 2008).

ELT sur ACES

Le projet ACES est une mission de physique fondamentale de l'ESA, composée de deux horloges atomiques de très hautes performances. La première, PHARAO, est un étalon de fréquence à atomes de Césium refroidis par laser. La deuxième, Space H-Maser (SHM) est un H-maser à vocation spatiale. La référence spatiale de fréquence a une inexactitude de fréquence approchant $1 \cdot 10^{-16}$ (Cacciapuoti and Salomon, 2011; Laurent et al., 2015). La stabilité de l'ensemble (qui forme une horloge composite) est représentée en terme de déviation d'Allan sur la Figure 2.7 (Cacciapuoti and Salomon, 2011). L'horloge composite ACES présente une stabilité de $2 \cdot 10^{-15}$ à 4000 s limitée par le maser SHM, alors que la stabilité de PHARAO décroît encore pour atteindre une stabilité de 10^{-16} à 10^6 s. L'ensemble ACES sera mis en orbite à 400 km, à bord du module Columbus de l'ISS, en 2018.

L'objectif scientifique de ACES est l'étude du comportement des horloges en microgravité. Cette étude permettra d'effectuer des tests de physique fondamentale, (notamment la théorie de la relativité d'Einstein) : mesurer le *redshift* gravitationnel, détecter une possible variation des constantes de la physique fondamentale et tester le modèle standard (Heß et al., 2011).

5. Sorte de pyramide optique composée de 9 coins cubes (rétro-rélecteurs) de 10 cm de diamètre

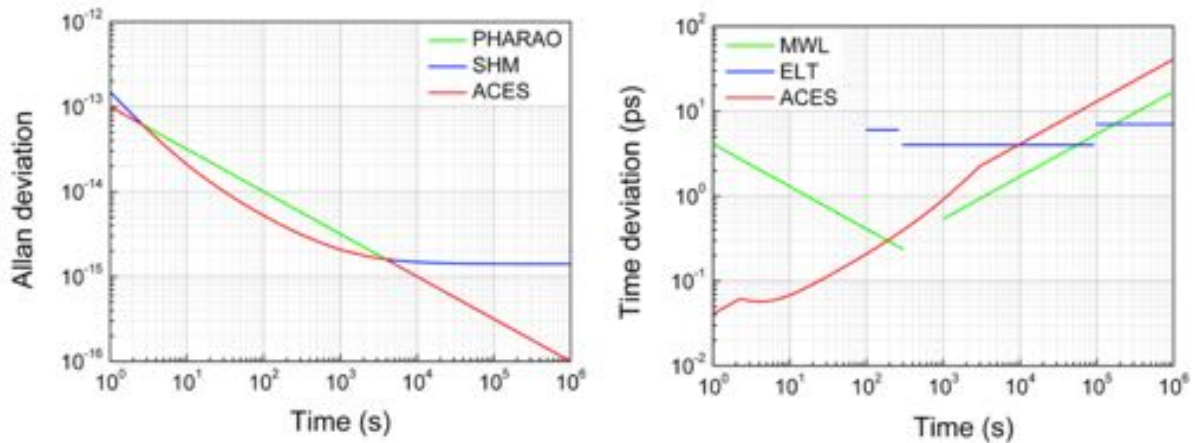


FIGURE 2.7 – À gauche : Stabilité en terme de déviation d’Allan de l’horloge composite ACES (trait rouge). La stabilité correspond au meilleur compromis des stabilités respectives de SHM (en bleu) et PHARAO (en vert). SHM a une stabilité limite à 4000 s de $0.5 \cdot 10^{-15}$, alors que PHARAO atteint une stabilité de 10^{-16} à 10^6 s. À droite : Stabilité des liens de transfert de temps radio (MWL, en vert), avec un minimum de stabilité de 0.2 ps à 400 s, et optique (ELT, en bleu) qui a une stabilité de 4 ps entre 10^3 et 10^5 s. La stabilité en temps de l’horloge ACES est représentée par la courbe rouge. Source : [Cacciapuoti and Salomon \(2011\)](#)

Le transfert de temps est assuré à l’aide de deux systèmes ; radio Micro Wave Link (MWL) ([Duchayne, 2008](#); [Delva et al., 2012](#)) et optique European Laser Timing (ELT) ([Prochazka et al., 2010](#); [Schreiber et al., 2009](#)). La stabilité de ces transferts de temps est présentée sur la [Figure 2.7](#). La stabilité du transfert de temps optique ELT est estimée à 4 ps entre 10^3 et 10^5 s. MWL a une stabilité estimée à 0.1 ps à 400 s ([Cacciapuoti and Salomon, 2011](#)).

La détection des impulsions à bord est réalisée en simple photon par une diode SPAD qui est reliée au temps bord ACES ([Prochazka et al., 2010](#); [Schreiber et al., 2009](#)).

LRO et télémétrie laser interplanétaire

La mission Lunar Reconnaissance Orbiter (LRO) de la NASA, lancée le 18 juin 2009 en orbite autour de la Lune, a pour but de préparer de futurs alunissages habités. Elle dispose également d’un module de télémétrie laser permettant des expériences de transfert de temps interplanétaire. Compte tenu des distances mises en jeu dans la poursuite de sondes planétaires, c’est la technique du *one-way* qui est utilisée. La télémétrie laser vers LRO est possible grâce au canal 1 de l’instrument Lunar Observer Laser Altimeter (LOLA), un altimètre laser de 10 cm de résolution ([Smith et al., 2010](#)) qui détecte les impulsions laser à 532 nm. Lorsque LRO est du côté visible de la Lune, les stations laser peuvent simultanément tirer sur LRO, qui date les événements à son bord ; son OUS a

une stabilité de 10^{-12} à 1 h (Cash et al., 2008). Le transfert de temps vers LRO est une opportunité de synchroniser les horloges au sol dans les stations laser (Sun et al., 2013; Mao et al., 2014) et peut caractériser l'OUS, sur le court terme, où les effets thermiques sont les plus importants (Bauer et al., 2016), et sur le moyen et le long terme (Buccino et al., 2016). L'exactitude de ce transfert de temps est estimé inférieur à la ns (Sun et al., 2013). La station de référence est la station de Greenbelt, Next Generation Satellite Laser Ranging (NGSLR) équipée d'un H-maser contrôlé par un lien GPS en vue commune avec l'USNO à 30 km à Washington DC, qui sert d'horloge de référence (Mao et al., 2014). La configuration du transfert de temps vers LRO est présenté Figure 2.8 (Sun et al., 2013). La validation du transfert de temps par LRO entre deux stations co-localisées au Goddard Geophysical and Astronomical Observatory (GGAO), NGSLR et MOBILE LASER Station (MOBLAS) montre un transfert de temps précis et exact à la ns.

Le transfert de temps par laser avec LRO est intéressant pour plusieurs raisons. Tout d'abord, il s'agit d'une démonstration supplémentaire de télémétrie vers des cibles satellitaires à des distances non circum-terrestres. Ensuite cette expérience permet de synchroniser des stations sol distantes qui voient LRO au même instant en utilisant un transfert de temps une voie (Mao et al., 2014). Mais, soit les stations sont synchronisées, et alors on détermine une position 2D non ambiguë, soit l'orbite est connue exactement (1 ns = 30 cm) et alors on synchronise les deux stations au sol. Enfin, couplée à la radio-science, la télémétrie laser et l'utilisation des points normaux (4 heures d'observation provenant de 10 stations laser) permet d'améliorer significativement l'orbite radiale de LRO jusqu'à atteindre 15 cm (Mao et al., 2016).

Une télémétrie laser deux voies avec transpondeurs a été réalisée depuis le GGAO de la NASA vers le Mercury Laser Altimeter (MLA) de la mission MErcury Surface Space ENvironnement GEochemistry and Ranging (MESSENGER) autour de Mercure à une distance d'environ 0.16 Unité Astronomique (UA) (Smith et al., 2006). Toujours depuis le GGAO, un lien une voie a atteint Mars à une distance de environ 0.54 UA, enregistré par l'altimètre laser Mars Orbiter Laser Altimeter (MOLA) de Mars Global Surveyor (MGS) (Neumann et al., 2006).

Résumé

Nous résumons, à l'aide du Tableau 2.2, les résultats métrologiques de transfert de temps sol-sol, en terme de stabilité et exactitude (lorsqu'ils existent), pour les expériences LASSO, LTT, LRO et ACES-ELT. Dans le cas de ACES-ELT, les résultats sont ceux prévus avant traitement des données réelles puisque la mission n'est pas encore lancée.

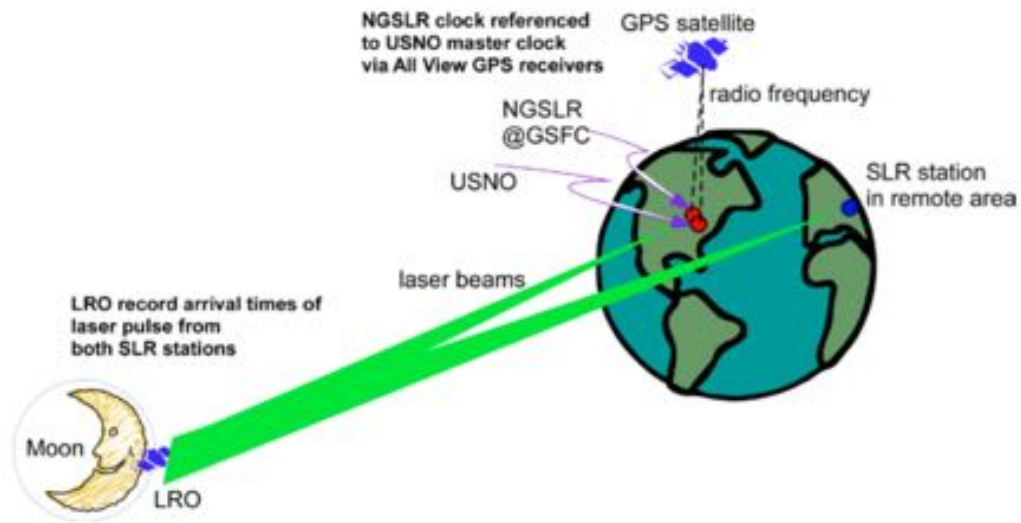


FIGURE 2.8 – Représentation du transfert de temps une voie entre LRO et NGLSLR au Goddard Space Flight Center (GSFC) et entre LRO est une station sur un autre continent. Le H-maser de la station NGLSLR est synchronisé à l’UTC(USNO) à l’aide d’un lien GPS en vue commune. Source : [Sun et al. \(2013\)](#)

| Transfert de temps | | |
|--------------------|------------|--------------------|
| LASSO | | |
| | Stabilité | 10^{-10} @ 0.1 s |
| LRO | | |
| | Exactitude | 1 ns |
| LTT | | |
| | Stabilité | 300 ps @ 1 s |
| ACES-ELT | | |
| | Exactitude | 50 ps |
| | Stabilité | 1 ps @ 10 s |

TABLE 2.2 – Résumé des transferts de temps sol-sol avec les missions LASSO, LRO, LTT et ACES-ELT.

2.2 T2L2

2.2.1 Jason-2

Le satellite

Jason-2⁶ est une mission océanographique de 4 partenaires (CNES, NASA, National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA) et l'European Organization for the Exploitation of Meteorological Satellites (EUMETSAT)); elle fait suite aux missions Jason-1 et TOPEX/Poseidon. L'objectif de la mission est de mesurer en temps réel (ou différé) le niveau des océans, la hauteur des vagues et la vitesse du vent. La mission Ocean Surface Topography Mission (OSTM) Jason-2 a été lancée le 20 juin 2008 à l'aide d'un lanceur Delta-2 fourni par la NASA, depuis Vandenberg (Californie) sur une orbite à 1336 km et inclinée de 66°. A cette altitude, la période orbitale de Jason-2 est de 113 min, avec une répétabilité de 10 j des traces sur la Terre. L'écart entre deux traces consécutives au sol est de 250 km.

Jason-2 est composé d'une plateforme cubique dite Plateforme Reconfigurable pour l'Observation, les Télécommunications et les Usages Scientifiques (PROTEUS); sa masse totale est de 525 kg et l'énergie fournie par les panneaux solaire délivre 511 W.

La charge utile de Jason-2 est composée de (voir [Figure 2.9](#)) :

- un altimètre Poséidon-3 pour l'altimétrie océanique,
- un radiomètre qui détermine le contenu de la troposphère,
- un système DORIS qui détermine précisément l'orbite de Jason-2,
- un GPS, complémentaire à DORIS, pour localiser le satellite,
- un LRA (rétro-rélecteurs) utilisé pour la télémétrie laser.

Jason-2 embarque également trois passagers :

- CARMEN-2⁷, un dosimètre qui mesure l'environnement radiatif le long de l'orbite de Jason-2,
- le Light Particles Telescope (LPT), un autre dosimètre,
- T2L2⁸ qui a pour but de tester, au niveau métrologique, le transfert de temps par laser.

6. <https://jason.cnes.fr>

7. https://carmen.cnes.fr/fr/CARMEN/Fr/GP_carmen2.htm

8. <https://t2l2.cnes.fr>

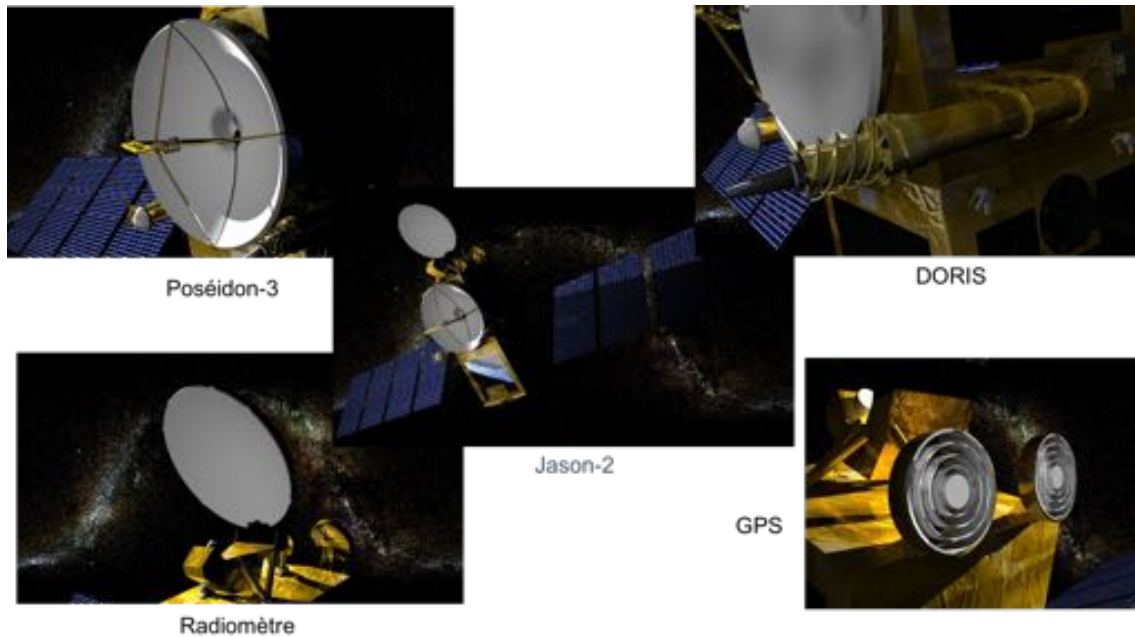


FIGURE 2.9 – Principaux instruments du satellite Jason-2. Poséidon-3 est l’altimètre permettant la mesure du niveau des mers. L’antenne à gauche de l’altimètre est le LRA qui est relié à l’optique de T2L2. L’électronique est au cœur de la plateforme PROTEUS. <http://www.eumetsat.int/website/home/Satellites/CurrentSatellites/Jason2/Jason2Design/index.html>

Objectifs de T2L2

T2L2 est une expérience de l’OCA et du CNES (acceptée en 2005), passagère du satellite Jason-2, qui repose sur deux segments, sol et spatial. Elle a pour but de synchroniser les horloges au sol à des performances métrologiques à l’aide d’un lien laser sol-espace. T2L2 a été spécifié pour réaliser un transfert de temps avec une stabilité de 1 ps sur 1000 s et une exactitude meilleure que 100 ps (Samain et al., 2008a). T2L2 est actuellement la seule expérience de transfert de temps spatiale dédiée qui s’effectue avec des lasers à partir du réseau mondial de station. C’est ainsi une opportunité de faire évoluer le réseau ILRS, au travers de leurs systèmes de temps.

T2L2 doit répondre à 3 types d’objectifs :

1. **Objectifs scientifiques** : Obtenir des résultats en métrologie temps/fréquence, étudier la comparaison d’horloges sol (Exertier et al., 2014). Pour la physique fondamentale, T2L2 permet d’étudier principalement l’isotropie de la vitesse de la lumière (observation laser dans des directions d’espace différentes). Pour l’observation de la Terre, un bilan de liaison sera étudié (campagne 2016). Des objectifs scientifiques en Géodésie seront attendus avec notamment l’estimation des biais de temps (voir le chapitre 4) et leurs impact sur la position des stations laser.

Ce qui a été réalisé : l'analyse du transfert de temps (mis en équation, traitement, résultats) sol-espace, puis sol-sol au niveau ps (Exertier et al., 2010, 2014). Le transfert de temps en vue non commune (Belli et al., 2015a).

2. **Objectifs technologiques :** Validation du transfert de temps et ses performances (1 ps sur 1000 s et une exactitude meilleure que 100 ps) et la télémétrie laser ultra-précise et unidirectionnelle (une voie).

Ce qui a été réalisé : les objectifs ont été réalisés et publiés dans Samain et al. (2014, 2015); Exertier et al. (2016).

3. **Objectifs complémentaires :** caractérisation de l'oscillateur bord , l'amélioration de la localisation des balises DORIS sous la South Atlantic Anomaly (SAA) et une contribution à la télémétrie laser (en cours).

Ce qui a été réalisé : les objectifs ont été réalisés et publiés dans (Guillemot et al., 2009; Belli et al., 2015b) et présentés au chapitre 3.

2.2.2 Centre de Mission Scientifique

Le centre de mission scientifique (CMS) s'est développé à partir de 2008. Il est chargé de la gestion du flux de données et des différents niveaux de traitements en plus de la diffusion des produits temps/fréquence liés à la mission et ses applications. Les données de T2L2 sont téléchargées par un lien micro-onde classique vers le CNES. L'European Data Center (EDC)⁹ à Munich en Allemagne et le Crustal Dynamics Data Information System (CDDIS)¹⁰ à la NASA GSFC disposent des données laser du réseau international ILRS. Le CMS met tout cela en place dans un délai de 1 à 2 j et traite l'ensemble. T2L2 avait une durée de vie nominale de 2 ans ; il a été reconduit 3 fois 2 ans jusqu'au printemps 2017.

Au-dessus d'une station laser donnée, et compte tenu de l'orbite de Jason-2, les passages durent 10 à 15 min pour un nombre de 5 à 6 passages par jour. Dans les premiers mois de la mission 5 à 6 stations laser observaient¹¹ T2L2 pour atteindre 22 - 24 en 2013. Malgré quelques interruptions, l'instrument fonctionne normalement et en permanence. Par jour, T2L2 reçoit de l'ensemble du réseau ILRS en moyenne 100 000 événements (Exertier et al., 2013); moins en 2015/2016 comme le montre la Figure 2.10 avec une moyenne de 62 300 événements du 1 Août 2015 au 31 Août 2016. Les pics visibles sur la Figure 2.10, qui peuvent atteindre plus de 100 000 événements, viennent pour la plupart

9. <http://edc.dgfi.tum.de/en/about/>

10. <http://cddis.nasa.gov/index.html>

11. L'expression "observer T2L2" fait référence à la télémétrie laser dont les impulsions laser ont une énergie suffisante pour être détectée par T2L2.

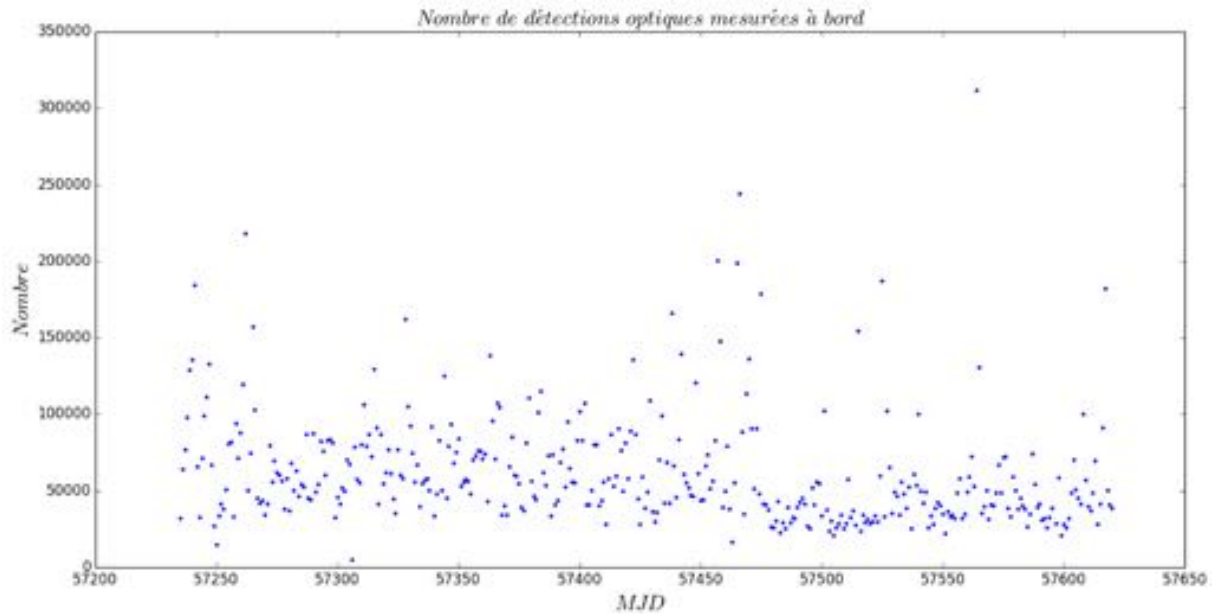


FIGURE 2.10 – Nombre de détections optiques par jour et mesurées à bord, pour la période du 1 Août 2015 au 31 Août 2016. Avec une moyenne de 62 300 événements et un écart type de 36 500 majoritairement dû aux lasers kHz qui observent T2L2.

des laser qui tirent avec un taux au kHz présents dans certaines stations (Angleterre, Autriche, Chine).

2.2.3 Segment spatial (T2L2)

Détection et traitement électronique

T2L2 est constitué de deux ensembles, optique et électronique. La [Figure 2.11](#) localise T2L2 (ensemble électronique) à l'intérieur de la plateforme PROTEUS de Jason-2, ainsi que son optique qui est placée à proximité du LRA. l'optique est fournie par le Jet Propulsion Laboratory (JPL), est utilisée pour l'orbitographie de précision (télémetrie laser) et est située à l'extérieur de la plateforme. Une photographie ([Figure 2.13](#)) et un schéma ([Figure 2.12](#)) présente l'ensemble électronique (8 kg) et optique (1.5 kg) de T2L2.

Le module opto-électronique permet de détecter et dater les impulsions laser émises par les stations laser. Le module de photo-détection est situé à 6 - 7 cm du LRA. À bord de Jason-2, l'alignement des voies optiques doit être précis à 0.1° , pour que les deux détecteurs mesurent la même "chose" et le plus proche possible du LRA. La différence de chemin entre le point de référence optique du LRA et le point de référence de datation du boîtier optique non-linéaire doit être précisément connu pour le traitement du transfert de temps.

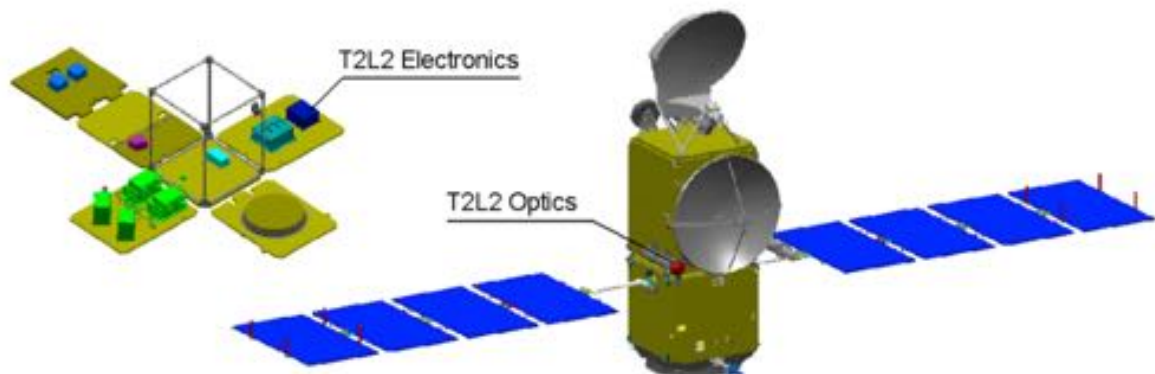


FIGURE 2.11 – Position de T2L2 dans le satellite Jason-2. Source : [Samain et al. \(2008b\)](#).

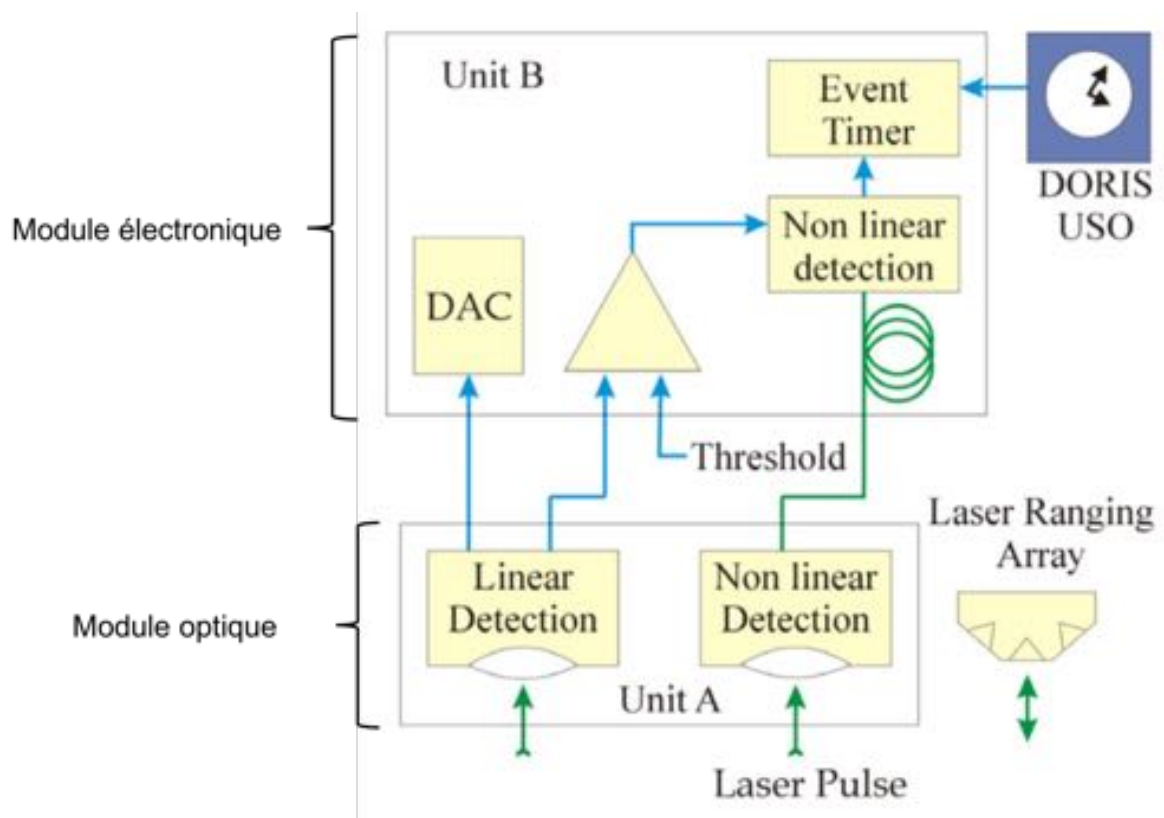


FIGURE 2.12 – Représentation schématique des deux modules, optique et électronique de T2L2 Source. : [Samain et al. \(2015\)](#).



FIGURE 2.13 – Photographie du module électronique de T2L2 relié au module optique et au LRA.

T2L2 détecte puis date l'instant d'arrivée des impulsions laser (30 - 50 ps) à 532.1 nm de longueur d'onde. Pour obtenir un bon rapport signal sur bruit, l'optique est équipée d'un filtre interférentiel étroit (2 nm) centré autour de la longueur d'onde du laser dans le vert. Le champ de vue de l'optique T2L2 est limité à $\pm 55^\circ$, si Jason-2 est trop bas (5°) sur l'horizon, T2L2 ne pourra pas détecter les impulsions lumineuses. Un contrôle thermique actif permet de maintenir l'optique dans sa gamme de température fonctionnelle. Cette partie est pilotée par la plateforme PROTEUS de Jason-2.

L'électronique de détection pilote les deux photo-détecteurs (linéaire et non-linéaire) et elle permet l'ajustement du seuil de détection, de déclencher le photo-détecteur non linéaire, d'assurer le traitement des signaux électriques et de mesurer l'énergie. Le boîtier électronique est constitué du dateur, de la synthèse de fréquence et la photo-détection. Cette électronique permet les fonctions de gestion de l'instrument, le pilotage des fonctions de datation et de détection, l'acquisition des données de datation, la numérisation des télémessures, la communication avec le satellite et la distribution de l'énergie (28 V Jason - 2).

Le boîtier non-linéaire (composé d'un photo-détecteur à avalanche en mode Geiger) permet la collecte et le filtrage de l'impulsion laser qui sera transmise via une fibre optique au boîtier électronique. La fonction la plus importante du boîtier non-linéaire, est de générer une impulsions électrique à partir d'un faible niveau de lumière. Le délai (*time walk*) de propagation dépend du nombre de photons reçus, donc de l'énergie (Vrancken,

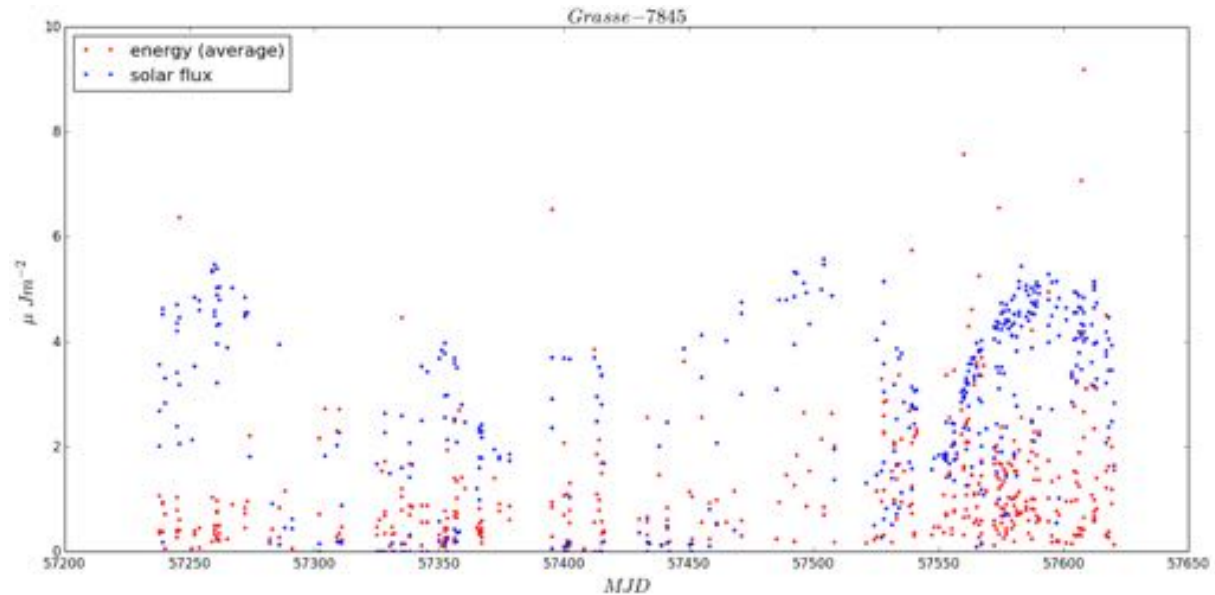


FIGURE 2.14 – Mesure par T2L2 du flux solaire (bleu) et de l'énergie des impulsions laser reçues depuis la station de Grasse (rouge), pour la période 1 Août 2015 au 31 Août 2016.

2008). Son temps mort électronique est de $200 \mu\text{s}$; il correspond à un taux d'acquisition de $5\,000 \text{ Hz}$ max. Ce temps mort est suffisant pour que toutes les stations observent T2L2. Le seuil de détection est à $0.1 \mu\text{Jm}^{-2}$.

Le boîtier optique de la voie linéaire collecte et filtre une partie de l'impulsion laser pour éviter le bruit temporel induit par les variations incontrôlables d'énergie (erreur de pointage, atmosphère, variation d'énergie du laser...) et contient le photo-détecteur qui mesure l'énergie reçue. Le détecteur linéaire mesure aussi le flux d'albédo terrestre afin de déterminer le niveau de bruit lumineux. Lorsque le flux solaire est plus élevé que l'énergie des impulsions, le rapport signal sur bruit est mauvais. Un exemple de détection est représenté sur la [Figure 2.14](#).

Datation

L'électronique de datation est organisée autour d'un compteur logique et d'un vernier qui assurent respectivement la datation grossière et fine des événements opto-électroniques détectés par l'instrument. Le compteur et le vernier sont pilotés par une horloge synthétisée à partir du signal 10 MHz fourni par l'OUS DORIS. Cette électronique va générer aussi l'ensemble du processus de calibration interne de l'instrument ([Samain et al., 2014](#)).

La datation est effectuée dans la base de temps locale de l'instrument qui est reliée à l'OUS (voir justement le [Tableau 2.3](#) pour la stabilité de l'oscillateur bord). Cependant, les datations sont aussi reliées à un Pulse Par Seconde (PPS) GPS, via un récepteur mono

| Période de temps | Stabilité de fréquence |
|------------------|------------------------|
| 10 s | $4 \cdot 10^{-13}$ |
| 1000 s | 10^{-13} |

TABLE 2.3 – Stabilité de l’OUS servant de référence de datation de T2L2

fréquence, d’une résolution de $\pm 0.285 \mu\text{s}$. Le fait de disposer à bord d’un dateur qui est capable de noter les dates d’arrivée des impulsions laser et, toutes les secondes, de dater également le signal 1-PPS venant du GPS de la plateforme est un avantage considérable : pour les traitements effectués au CMS et pour repérer les dates d’évènements dans l’échelle de temps GPS *time* proche de l’UTC.

Par un traitement spécifique au CMS, indépendant de la métrologie sol-bord (le transfert de temps sol-espace) à évaluer pour chaque passage laser, il est possible de récupérer une différence moyenne entre les dates laser et les dates à 1 s venant du GPS. Ce calcul s’affranchit donc des incertitudes (pouvant être considérées comme du bruit blanc pendant cette période de 1 s) liées à l’oscillateur bord, puisqu’il existe toujours un PPS du GPS qui "tombe" pas très loin d’un pulse laser. En revanche, puisque le *jitter* du PPS est de $0.3 \mu\text{s}$, avec une moyenne de 600 triplets par passage, l’écart moyen des dates au GPS *time* est donc estimé à $300/\sqrt{600}$ ns soit environ 12 ns. Ceci permet au CMS de raccorder les valeurs du dateur de l’OUS bord à l’UTC (via le GPS *time*) de manière certes provisoire, mais suffisante pour trier/traiter les données. Cela permet aussi de surveiller l’évolution des dates d’une station laser par rapport au GPS *time* qui est forcément très stable sur le long terme (voir [chapitre 4, section 4.2](#)).

La stabilité de l’instrument concernant la datation et la détection, tout en incluant les erreurs internes, est estimée à 12 ps à 1 s. La spécification de T2L2 permet de maintenir une précision de 1 à quelques ps sur une moyenne de 1000 s permettant un transfert de temps sol-espace d’une stabilité de 7 ps à 30 s avec des stations munies de H-maser ([Vrancken, 2008](#); [Exertier et al., 2010](#)).

2.2.4 Stations laser

Il y a entre 35 - 37 stations du réseau ILRS qui participent à l’observation de Jason-2 et qui ont un taux de répétition de 10 Hz, dont quelques-unes ont un taux de 100 Hz ou de 1-2 kHz (dans le vert à 532.1 nm). Parmi elles, 20 - 25 fournissent des données laser régulièrement ([Exertier et al., 2014](#)). La durée de visibilité d’une station laser est de 15 à 20 min. Afin d’obtenir des données laser métrologiques, pouvant répondre à l’exigence de T2L2, les stations sont passées à un nouveau format pour la télémétrie, le format

Consolidated Laser Ranging Data (CRD). Ce format dispose d'une résolution de 1 ps pour dater l'émission de l'impulsion laser. L'ancien format était MERIT II et ne disposait que de seulement 7 digits, ce qui limitait la datation à 100 ns. Les données sont brutes et contiennent la date d'émission et le temps de vol (à 1 ps également). En 2014, 8 stations sont équipées avec des H-maser ou Césium.

Le bilan d'erreur estimé avant le lancement (Samain et al., 2008b) a été étudié de façon continue depuis. Le [Tableau 2.4](#) donne une estimation des incertitudes (A ou B) liées à une station laser. Pour un transfert de temps de haute performance, nous devons prendre en compte les incertitudes liées à la station laser, à la cible et au parcours des impulsions. La datation au sol à l'émission et la réception a une incertitude estimée à 5 - 10 ps. La détection au sol et la largeur des impulsions ont des incertitudes plus élevées (respectivement entre 10 - 15 ps et 15 - 35 ps). Concernant le temps de trajet et l'effet de l'atmosphère, l'incertitude est estimée à 10 - 15 ps. À bord, la calibration a une incertitude plutôt faible de 1 - 5 ps, et la signature de la cible une incertitude estimée à 10 - 15 ps. Le total de ce bilan d'erreur pour la part de la télémétrie laser est estimé à 25 - 45 ps, avec une stabilité de 1 - 5 ps à 15 s.

| Type d'erreur, A ou B | valeur en ps |
|----------------------------------|-----------------|
| Datation sol (émission) A | 5 - 10 |
| Datation sol (réception) A | 5 - 10 |
| Largeur du pulse A | 15 - 35 |
| Détection au sol A | 10 - 15 |
| Signature de la cible A | 10 - 15 |
| Étalonnage à bord B | 1 - 5 |
| Atmosphère B | 10 - 15 |
| Total | 25 - 45 |
| Stabilité de la télémétrie laser | 1 - 5 ps @ 15 s |

TABLE 2.4 – Estimation des incertitudes concernant une station laser, pour le transfert de temps (Exertier et al., 2013, 2010).

2.2.5 Transfert de temps sol-bord

Extraction des triplets et mise en équation

Le transfert de temps sol-espace permet de synchroniser les horloges sol et bord (OUS DORIS). Cette étape est préliminaire à la synchronisation sol-sol. Le bruit de l'oscillateur bord reste faible sur un intervalle de temps court ; il est de quelques ps sur 10 s.

Le transfert de temps sol-espace repose sur la comparaison des dates mesurées à bord et au sol. L'analyse se décompose en 5 étapes :

- i*) une sélection des données pour chacune des stations laser et pour chacun des passages,
- ii*) la détermination précise du temps de vol aller (en considérant l'effet Sagnac),
- iii*) un calcul des corrections instrumentales,
- iv*) extraction des triplets (sélection et tri),
- v*) calcul du transfert de temps sol espace pour chaque passage et estimation d'un biais de fréquence relatif.

Afin de déterminer *ii*) et *iii*), on utilise l'orbite précise de Jason-2 du CNES (Cerri et al., 2010). Les coordonnées des stations laser sont dans l'ITRF-2008 (Altamimi et al., 2011, 2016). Les effets atmosphériques différentiels entre les deux voies de la télémétrie laser sont négligés, d'où est déduite la télémétrie laser 1 voie. Pour un transfert de temps de haute précision, il faut considérer seulement des stations équipées avec des H-maser ou des horloges à Césium.

Une interpolation après filtrage permet de déterminer un transfert de temps sol-espace pour chaque seconde bord dans l'échelle de temps bord. Nous considérons un triplet (trois dates) de données, *i*) t_e la date d'émission laser, *ii*) t_r la date de réception à la station et enfin *iii*) t_b la date d'arrivée bord Jason-2. Nous détaillons le principe de la détermination des triplets par T2L2 pour chaque passage au dessus de chaque station :

$$i) \text{tof} = (t_r - t_e)$$

$$ii) t_e$$

$$iii) t_b \text{ date à bord}$$

L'équation de transfert de temps sol-espace pour une station S et l'horloge spatiale B à bord de Jason-2 prend la forme suivante :

$$\Delta_S^B(t) = t_b - [t_e + D(t)] + \Delta_S^B(t_0) \quad (2.6)$$

Avec :

$D(t) = \frac{1}{2}(\text{tof} - C_{\text{Sagnac}})$: qui correspond au temps de transit directement déduit du temps de vol deux voies de la télémétrie et calibré à partir de la référence géodésique de la station, c'est-à-dire, la croisée des axes du télescope.

$C_{\text{Sagnac}} = \frac{2}{c^2} \vec{D}(t) \cdot \vec{X}(t)$: la correction liée à l'effet Sagnac. Avec respectivement \vec{x} et \vec{X} les positions de référence du satellite et de la station dans un référentiel inertiel géocentrique. La distance station - satellite à la date d'émission s'écrit : $\vec{D}(t) = \vec{x} - \vec{X}$. Si la date d'émission existe, c'est-à-dire si les stations du réseau ont

transmis leurs données, la distance peut être estimée par une interpolation locale. $|\vec{D}(t)|$ est estimée grâce à l'orbitographie (Sagnac, 1913; Petit and Wolf, 1994).

$\Delta_S^B(t)$: la désynchronisation entre l'horloge au sol et à bord.

$\Delta_S^B(t_0)$: la première valeur du passage considérée comme un biais, c'est une remise à 0 au début de chaque passage.

Corrections et stabilité

Le bilan de stabilité a été prévu par Samain et al. (2008a); Vrancken (2008) compte tenu des mesures effectuées avant la mission; il est représenté Figure 2.15 en terme de déviation temporelle. On y voit clairement l'instabilité de l'OUS DORIS qui est à environ 1 ps pour 10 s, soit 10^{-13} en terme de fréquence. Ensuite on y voit également les principales corrections qui limitent ou qui participent au bilan d'erreur : l'atmosphère (très faible, car réflexion entre les deux voies aller-retour), la géométrie (LRA-T2L2 à bord, contrôlé par l'attitude de Jason-2 qui est estimée par les quaternions diffusés par le projet), l'instrument T2L2, la datation au sol. Ce bilan est finalement très réaliste, et pratiquement réalisé en sol-bord avec un H-maser au sol et lorsque la station produit suffisamment de triplets sur une durée de 1 000 s, ou plus.

Avec ces corrections instrumentales; l'Équation 2.6 du transfert de temps devient :

$$\begin{aligned} \Delta_S^B(t) = [t_b + C_{Twalk}] - (t_e + C_{cal,S}) - D(t) \\ - C_{T2L2-LRA} + \int C_{Fshift} dt + \Delta_S^B(t_0) \end{aligned} \quad (2.7)$$

Afin de simplifier, nous écrivons :

$$\Delta_S^B(t) = \tilde{t}_b - \tilde{t}_e + [\Delta_S^B(t_0) - C_{cal,S}] + \int C_{Fshift} dt \quad (2.8)$$

Avec :

$\tilde{t}_b = [t_b + C_{Twalk}]$: où C_{Twalk} représente la correction instrumentale due au temps de marche dans la photo-diode non linéaire

$\tilde{t}_e = t_e + D(t) + C_{T2L2-LRA}$: dont $C_{T2L2-LRA}$ est la correction géométrique entre le LRA et les optiques de T2L2, cette correction dépend de l'attitude de Jason-2 qui est mesurée par les senseurs stellaires avec une précision d'angle de $\pm 0.1^\circ$

$C_{Fshift} = \frac{1}{c^2}(U + \frac{1}{2}v^2)$: la correction relativiste (Exertier et al., 2010),

$C_{cal,S}$: l'étalonnage de la station S .

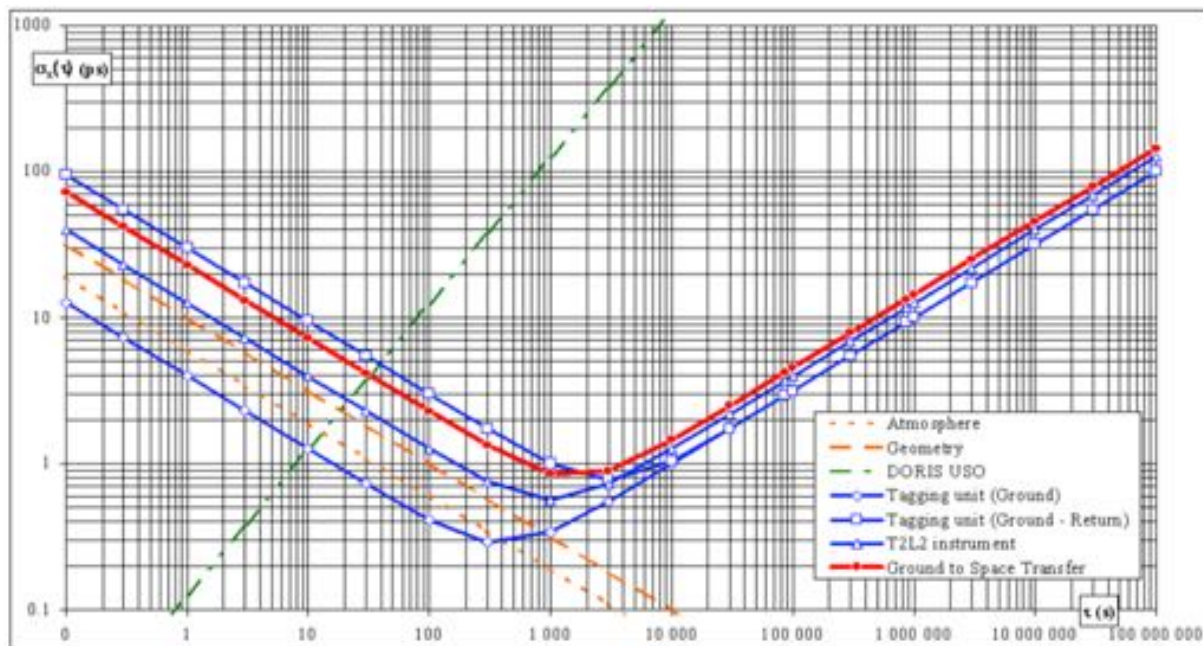


FIGURE 2.15 – Bilan de stabilité en terme de déviation temporelle, pour le transfert de temps sol-bord, les datations, l'instrument T2L2, l'effet de l'atmosphère, la géométrie et l'OUS. Les effets instrumentaux sont représentés par les lignes bleues, l'atmosphère et la géométrie par des lignes pointillées orange, la stabilité de l'OUS en vert et enfin la stabilité du transfert de temps en rouge. Cette dernière est estimée à 3 ps à 75 s, ce qui est proche de la valeur réelle de 4 - 8 ps à 75 s. Source : [Samain et al. \(2008b\)](#).

Un bilan d'erreur a permis d'estimer théoriquement ces corrections, et est résumé [Tableau 2.5](#). Associé à ce bilan d'erreur, il convient également de tenir compte du bilan d'erreur de la télémétrie laser déjà présenté [sous-section 2.2.4](#) et au [Tableau 2.4](#).

| Corrections | valeur en ps |
|------------------|---|
| C_{Twalk} A | ~ 30 ps à 150 ps (fonction de l'énergie) |
| $C_{T2L2-LRA}$ B | ~ 0.2 ns |
| C_{Fshift} B | 40 à 100 ps pour un passage |

TABLE 2.5 – Estimation des corrections à prendre en compte pour le transfert de temps sol espace, représenté par l'Équation 2.8 ([Exertier et al., 2014](#)).

Concernant les autres corrections (relativiste et géométrique), l'effet Sagnac s'échelonne entre 0-35 000 ps avec une erreur de 1 ps et les effets géométriques sont de l'ordre de 100-200 ps avec une erreur de 2-8 ps (voir [Tableau 2.6](#)).

| Type d'erreur | valeur en ps |
|----------------------------|-----------------------|
| Datation à bord A | 2 - 3 |
| Détecteur B | 3 - 35 |
| Correction instrumentale B | 1 - 8 |
| Total | 5 - 35 |
| Sagnac B | 0 - 35 000 \pm 1 |
| Géométrie B | 120 - 250 \pm 2 - 8 |

TABLE 2.6 – Erreurs liées au transfert de temps sol-espace. [Exertier et al. \(2010\)](#)

Une fois estimé le bilan d'erreur, il est possible, pour le transfert de temps sol-bord d'estimer la stabilité 4 - 8 ps à 75 s.

Transfert de fréquence sol-bord

T2L2 permet, grâce au transfert de temps sol-bord, de précisément lire les variations de fréquence de l'oscillateur et donc faire du transfert de fréquence sol-bord en plus de la synchronisation. Considérons à nouveau l'Équation 2.6. La stabilité temporelle du terme $\Delta_S^B(t)$ étant au niveau de 3-4 ps à moins de 100 s, il est alors possible d'estimer précisément un biais local relatif pendant une courte durée ($T = 60$ s) suivant la relation :

$$\left[\Delta_S^B(t + T/2) - \Delta_S^B(t - T/2) \right] / T \quad (2.9)$$

Ce biais correspond à un biais de fréquence (pour passer du domaine des phases à celui des fréquences), nous écrivons $\delta\nu_S/\delta\nu_0 = \delta\tilde{\nu}_S$, le biais vu par une station S pendant

l'intervalle de temps T , et en accord avec la fréquence nominale de l'oscillateur bord $\delta\nu_0$ (10 MHz). La précision de cette transformation est estimée au niveau de $3 - 5 \cdot 10^{-13}$, dépendant de la qualité des triplets (t_e , t_r et t_b) T2L2 disponibles pendant l'intervalle de temps T . En considérant la relativité générale, notamment le *red-shift* gravitationnel au travers de l'altitude de chaque station qui observe et de l'altitude du satellite, nous pouvons exprimer la biais de fréquence relative (bord moins sol) par :

$$\delta\tilde{\nu}_B - \delta\tilde{\nu}_S = \delta\tilde{\nu}_B - \left[d\tilde{\Psi}_S + \frac{1}{c^2} U_S \right] + \delta\tilde{\nu}_N \quad (2.10)$$

Avec :

$d\tilde{\Psi}_S$: le biais de fréquence relatif de l'oscillateur au sol.

$\frac{1}{c^2} U_S$: le décalage gravitationnel provenant de la relativité générale, U_S est le potentiel gravitationnel à la station S.

$\delta\tilde{\nu}_B$: effets physiques qui impliquent des variations de fréquence sur l'oscillateur bord.

$\delta\tilde{\nu}_N$ Bruit stochastique non modélisé.

La [Figure 2.16](#) présente l'évolution du biais de fréquence de l'OUS bord sur 1 an (2013) et ses résidus après retrait d'une tendance quadratique (afin de mettre en évidence des effets de second ordre) qui, nous le verrons au [chapitre 3](#), est associée à une accumulation de radiations et au vieillissement de l'OUS à long terme. Ces données sont obtenues après dérivation du transfert de temps sol-bord grâce à T2L2. On voit que seules quelques stations laser équipées de H-maser (synchronisé à l'UTC par GPS ou TWSTFT) fournissent des $d\tilde{\Psi}_S$ au niveau recherché de $3 - 5 \cdot 10^{-13}$, les autres stations étant à quelques 10^{-12} voir 10^{-11} . Ainsi, nous allons faire une hypothèse de pondération sur les stations. Afin de garder toutes les données, même les plus bruitées à cause de leur horloge, nous accordons un poids empirique pour chaque station lors de l'ajustement de notre modèle aux données (voir [chapitre 3](#)).

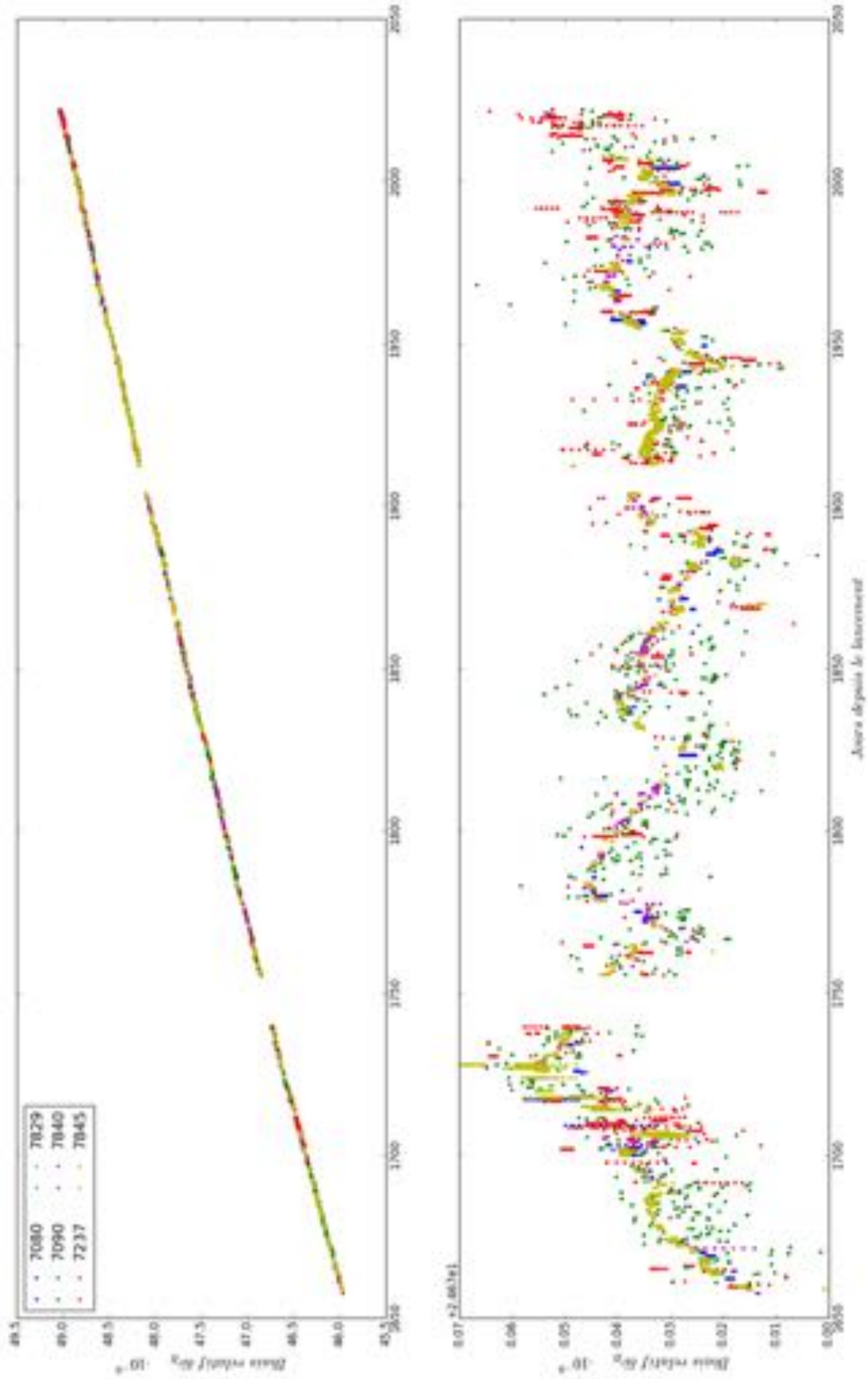


FIGURE 2.16 – Représentation pendant 1 an (année 2013) du biais de fréquence de l’OUS bord relatif lu par les stations du réseau laser et dérivé du transfert de temps sol-bord. La courbe du haut présente une dérive générale de la fréquence, qui nous le verrons, est associée à des accumulations de radiations sur le long terme et au vieillissement. La courbe du bas est obtenue en retirant le vieillissement, soit $-1.65 \cdot 10^{-11}/j$ et une décroissance de $-2.24 \cdot 10^{-15}/j^2$.

Lecture de l'OUS : Bilan

L'orbite de Jason-2 provient de la Medium Orbit Ephemeris (MOE) fournie par le CNES (Cerri et al., 2010). L'attitude de la plateforme (quaternions) est fournie par l'Archiving Validation and Interpretation of Satellite Oceanographic data (AVISO¹²). Le biais de fréquence obtenu par dérivation du transfert de temps sol-bord est calculé toutes les 30 s pour tous les passages de T2L2 disponibles.

Nous savons que la couverture temporelle (géographique) de la trajectoire de Jason-2 est très bonne avec DORIS (60 stations sur le globe, Figure 3.1) et moins avec T2L2. Si nous ne considérons que les stations laser avec un oscillateur au sol d'une exactitude de fréquence d'au moins 10^{-12} , le réseau est faible (seulement quelques stations). Afin d'évaluer l'ensemble de la méthode, le groupe performances DORIS du CNES (A. Auriol et al.) nous a proposé de faire une comparaison entre les sorties de modèle de Détermination Immédiate d'Orbite par DORIS Embarqué (DIODE) et de T2L2. La comparaison des biais de fréquence est excellente (Jayles et al., 2015) avec une exactitude de DIODE de $1 \cdot 10^{-12}$. Ceci a donné aussi une limite à l'investigation des variations de fréquence (bord) par l'orbite ; inversement, toute variation de fréquence inférieure à cette limite (que T2L2 détecte par ailleurs) ne peut donc perturber le calcul d'orbite. En revanche, l'analyse de Jayles et al. (2015) reste prudente quant à la contribution des mesures Doppler sous la SAA, même avec Jason-2. Il faut attendre les travaux de Willis et al. (2016) pour confirmer que, certes l'orbite globale n'est pas impactée (les résidus d'orbite sont de l'ordre de $0.3 - 0.4 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ soit $1 - 1.3 \cdot 10^{-12}$), mais le positionnement l'est, dû aux petites variations de la fréquence non maîtrisées au dessus des balises DORIS situées sous la SAA.

En conclusion, T2L2 mesure bien mieux la fréquence de l'oscillateur que DIODE, par un facteur 4. Les biais de fréquence extraits à partir du calcul d'orbite forment une série long terme continue et régulière, très utile pour des analyses à long terme et dans le cas de Jason-3 qui n'emporte pas de T2L2. Le seuil de détection de l'orbite est à $1 \cdot 10^{-12}$ (soit environ $0.3 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ en terme d'effet Doppler linéarisé ou mesure de vitesse radiale).

Tenter d'injecter un modèle d'oscillateur de Jason-2 au moment de la résolution des coordonnées des stations (en cours au Collecte Localisation Satellites (CLS) - CNES (H. Capdeville et al.) et à la NASA GSFC (N. Zelensky et al.), deux des centres de l'IDS), permet de stabiliser les calculs et de limiter la perte de données (Lemoine and Capdeville, 2006).

12. <http://www.aviso.altimetry.fr/en/home.html>

2.2.6 Transfert de temps en Vue Commune

Lorsque plusieurs stations laser observent T2L2 en même temps ; c'est le cas de la vue commune, le délai d'observation est typiquement compris entre moins de 0.1 s à quelques dizaines de secondes. Le transfert de temps sol-sol est limité par la stabilité des stations laser, par l'instrument et par l'atmosphère. Le transfert de temps sol-sol atteint une stabilité de 11 ps sur 1 passage (< 10 min, environ 300 points) et 50 ps sur plusieurs jours (Exertier et al., 2013). Le premier des objectifs de T2L2 est de faire du transfert de temps sol-sol avec une exactitude de l'ordre de 100 ps, et est démontré par Exertier et al. (2016).

Pour le transfert de temps en vue commune sol-sol, nous considérons les deux transferts de temps indépendants sol-bord entre deux stations S_1 et S_2 . Afin de "retirer" les instabilités de l'OUS, on cherche à estimer la différence de transfert de temps sol-espace $\Delta_{s_1}^b(t) - \Delta_{s_2}^b(t)$: en fait, c'est une estimation directe de $\tilde{t}_e(S_2) - \tilde{t}_e(S_1)$. Les impulsions laser n'arrivent pas au même instant à bord. Pour trouver une synchronisation "exacte" de la date $t_b(S)$, on cherche la seconde la plus proche à bord. On estime une nouvelle date à la seconde ronde bord, $\tilde{t}_e(s)$. Pour chaque transfert de temps sol-bord, la désynchronisation sol est directement obtenue par la différence entre $\tilde{t}_e(s)$ et \tilde{t}_b le long du passage. L'avantage de ce calcul, est que l'on s'affranchit de l'instabilité bord liée à l'OUS. Le transfert de temps sol-sol prend alors la forme suivante (Exertier et al., 2014) :

$$\Delta_{S_2}^{S_1}(t) = -\tilde{t}_e(S_1) + \tilde{t}_e(S_2) + \Delta_{S_2}^{S_1}(t_0) + [-C_{cal,S_1} + C_{cal,S_2}] + \varepsilon_{S_2}^{S_1} \quad (2.11)$$

Avec :

$-\tilde{t}_e(S_1) + \tilde{t}_e(S_2)$: la différence entre les horloges au sol, qui peut évoluer en fonction de leur stabilité, des bruits, du délai induit dans les câbles...

$\Delta_{S_2}^{S_1}(t_0)$: la désynchronisation au début du passage (t_0 est la date du premier triplet en commun),

$-C_{cal,S_1} + C_{cal,S_2}$: la différence des étalonnages en temps des stations,

$\varepsilon_{S_2}^{S_1}$: la somme de quelques erreurs résiduelles, géométrie, etc.

Nous allons illustrer l'Équation 2.11 d'une part à l'aide du bilan d'erreur estimé à la section 2.2.5, à l'aide de la Figure 2.17, (Samain et al., 2008b) et d'autre part avec quelques exemple fournis par le CMS ; tout d'abord à moyen terme (Figure 2.18) , puis à court terme (Figure 2.19).

La Figure 2.17, (Samain et al., 2008b) représente les stabilités attendues avant lancement, grâce à l'analyse de l'instrument, pour le transfert de temps sol-sol en vue commune et en vue non commune, mais également comparées à une horloge à atomes froids et aux

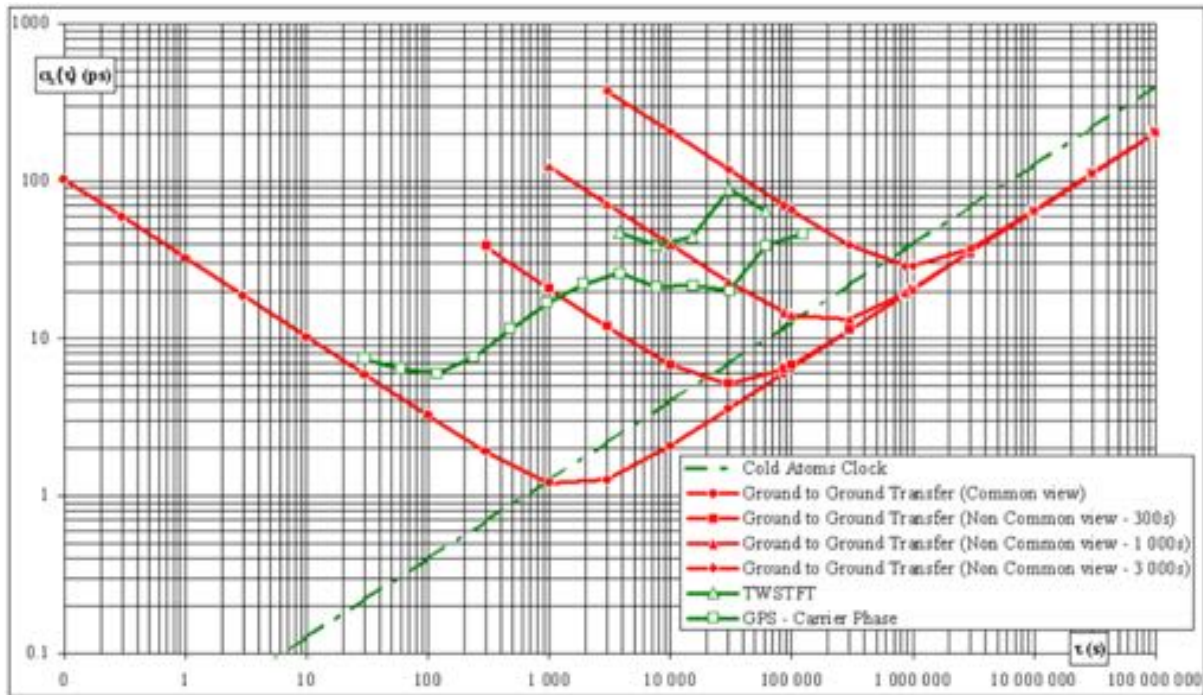


FIGURE 2.17 – Stabilité du transfert de temps sol-sol pour la vue commune et la vue non commune, comparée au techniques de transfert de temps GPS et TWSTFT. Les courbes en rouge représente le transfert de temps sol-sol avec T2L2, et en vert celles des techniques utilisant un lien radio. La stabilité du transfert de temps sol-sol est sur-estimée, elle est plutôt 10 fois moins bonne qu’annoncée. Source : [Samain et al. \(2008b\)](#).

techniques de transfert de temps radio, GPS une voie et TWSTFT. La stabilité du transfert de temps en vue non commune effective est estimée [chapitre 4](#). Concernant la vue commune sol-sol, la stabilité à 1000 s attendue était autour de 1 ps alors que les calculs montrent une stabilité de 10 ps à 1000 s ([Exertier et al., 2014](#)). Mais si on se réfère aux courbes vertes, qui présentent la stabilité du transfert de temps GPS et TWSTFT, alors T2L2 est meilleur à 1000 s que ces deux techniques.

La [Figure 2.18](#) illustre le transfert de temps en vue commune entre Grasse 7845 et Hertsmonceux 7840 pour le mois d’Août 2016. La courbe du haut en rouge présente l’évolution (environ 8 ns en amplitude) de la désynchronisation entre ces deux stations (H-maser). Les points rouges représentent les passages en vue commune. Les écarts-types par passage sont pointés en bleu sur la figure du bas. L’évolution de cette désynchronisation est liée à l’évolution relative pendant un mois des systèmes de temps utilisés dans les deux stations, mais également aux incertitudes du calcul du transfert de temps sol-sol, et à l’évolution de l’infrastructure temps/fréquence (changements de câbles, etc.) sur 1 mois dans les deux stations.

La [Figure 2.19](#) correspond à la vue commune pour un passage, le 6 Août 2016. L’évo-

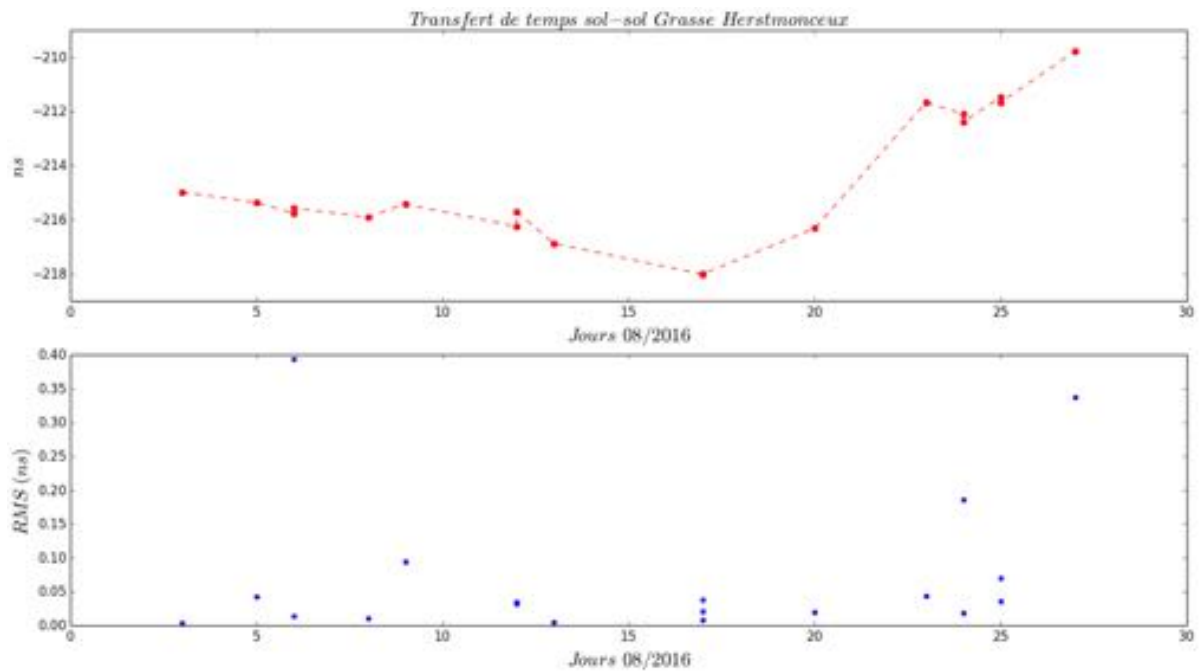


FIGURE 2.18 – Transfert de temps en vue commune sol-sol pour les station de Grasse 7845 et Herstmonceux 7840 pour le mois d’Août 2016. La figure du haut présente les écarts relatifs en ns (désynchronisation) pour chaque passage en commun, et la figure du bas présente les écarts-types par passage. Les variations représentent l’évolution relative des deux systèmes de temps sur le moyen terme (H-maser).

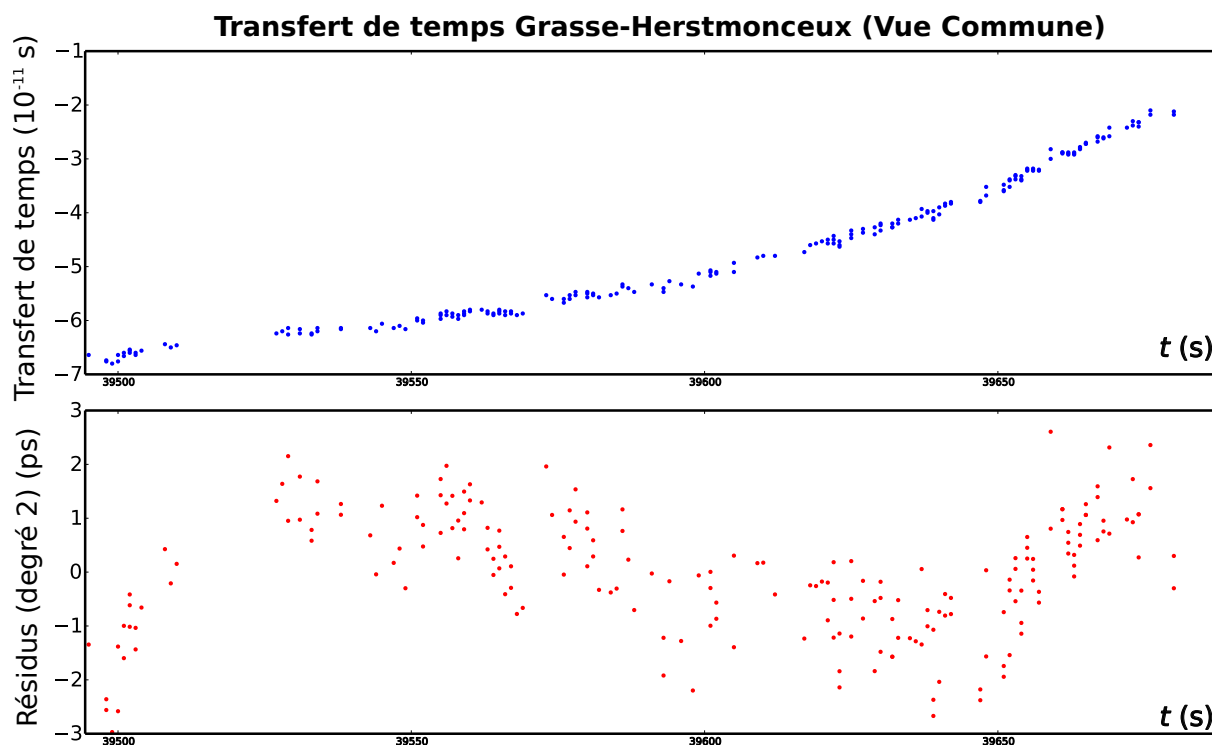


FIGURE 2.19 – Transfert de temps en vue commune sol-sol pour les station de Grasse 7845 et Herstmonceux 7840 pour le 6 Août 2016, pour un passage en commun d’une durée de 3 min (début à 10 h 58 min 15 s et fin à 11 h 01 min 27 s). La figure du haut présente en bleu la valeur de ce transfert de temps sur la période en commun, le décalage moyen (désynchronisation) est calculé à -216 ns avec un écart-type 1.12 ps. La figure du bas présente les résidus en retirant un tendance de degré 2 sur les données du transfert de temps. Les variations représentent l’évolution relative des deux systèmes de temps sur le court terme due principalement à la différence des deux H-maser.

lution en amplitude de la figure du haut en bleu de 30 ps, et ses résidus en rouge sur la figure du bas, trahissent l’instabilité court terme relative des deux horloges (H-maser). Sur une période courte, nous pouvons en effet considérer que les incertitudes liées aux délais, câbles, etc. qui s’établissent sur le long terme sont fixes. Pour ce passage en particulier, la désynchronisation des deux stations est en moyenne de -216 ns.

2.3 Conclusion

Nous avons présenté la technique géodésique de télémétrie laser. Après un rapide historique de son rôle pour la géodésie, nous avons identifié les difficultés technologiques rencontrées dans les stations laser, notamment du point de vue de leurs systèmes de temps et de leurs calibration.

Plusieurs expériences de transfert de temps optiques ont été développées ces dernières

| Transfert de temps | Période de temps | Attendues | 2013 (Exertier et al., 2013) |
|-----------------------|------------------|-----------|------------------------------|
| Sol-bord | 0.1 s | 65 ps | 55-65 ps |
| | 1000 s | 1 ps | < 10 ps |
| Sol-sol (vue commune) | 1000 s | 1.5 ps | 10 ps |
| | 1 j | 5 ps | <50 ps |

TABLE 2.7 – Stabilités attendues et mesurées pour le transfert de temps avec T2L2; sol-bord et sol-sol en vue commune (Exertier et al., 2013).

années. Il s’agit de missions en orbite qui reposent sur la technique laser, qui datent les impulsions ultra courtes et permettent de comparer les horloges sol et bord, puis les deux horloges au sol. Nous avons présenté l’expérience LASSO, faite à bord d’un satellite géostationnaire, LTT à bord des satellites de navigation Chinois, ACES-ELT qui sera mise à bord de l’ISS, LRO, cas particulier car en orbite autour de la Lune et enfin T2L2. Avec ces 5 expériences, plusieurs transferts de temps optique ont été réalisés, (performances présentées [Tableau 2.2](#) et [Tableau 2.7](#)) pour des altitudes très variées : ACES-ELT à 400 km, T2L2 à 1336 km, LTT à 21 500 km , LASSO à 35 786 km et LRO à environ 300 000 km. L’expérience T2L2 offre aujourd’hui le meilleur compromis pour le transfert de temps optique. Ses résultats sont meilleurs que ceux obtenus par liens radio avec GPS et TWSTFT, pour la vue commune sol-sol. Les 8 ans de durée de vie de T2L2 ont permis une étude exhaustive sur la faisabilité du transfert de temps optique avec comme horloge de référence bord un oscillateur à quartz.

T2L2 permet également de réaliser un transfert de fréquence et ainsi lire précisément les variations de fréquence de l’OUS bord, avec beaucoup plus de finesse que les données issues de l’orbitographie obtenues par DORIS. Cette étape est cruciale pour proposer un modèle de variation de la fréquence de l’oscillateur bord ([chapitre 3](#)) afin de répondre à la problématique du transfert de temps en vue non commune, basée sur la qualité de ce modèle ([chapitre 4](#)).

L’avenir du transfert de temps optique et de ses applications va continuer avec la mission ACES en 2018 et également avec la mission E-GRASP, où un T2L2 est proposé actuellement à l’ESA. L’expérience acquise ici avec T2L2 permet d’améliorer encore l’instrument spatial futur, d’améliorer la situation temps/fréquence des stations laser et de proposer des simulations réalistes en fonction de l’orbite choisie et de la performance des horloges embarquées.

2.4 Glossaire

| Quantités | Description | Équation |
|--------------------------------|--|---------------|
| t_r, t_e | temps à la réception et l'émission | Équation 2.1 |
| Δt | temps aller retour | Équation 2.1 |
| x^S, X_S | position de la cible et position de la station | Équation 2.1 |
| ρ^o | distance observée | Équation 2.3 |
| TB, RB | <i>Time bias</i> et <i>Range bias</i> | Équation 2.3 |
| $\mathbf{x}(t), \mathbf{X}(t)$ | position du satellite et de la station | Équation 2.3 |
| $\delta \mathbf{x}$ | erreur le long de la trajectoire | Équation 2.4 |
| $\dot{\mathbf{x}}$ | vitesse du satellite | Équation 2.4 |
| Δ_1^2 | transfert de temps sol-sol | Équation 2.5 |
| t_i^B | temps daté à bord venant de la station i | Équation 2.5 |
| t_i^e, t_i^r | temps d'émission et de réception à la station i | Équation 2.5 |
| τ_i, C_i | corrections relativistes et instrumentale | Équation 2.5 |
| t_e, t_r, t_b | temps d'émission de réception et à bord | Équation 2.6 |
| tof | <i>time of flight</i> | Équation 2.6 |
| C_{Sagnac} | correction de l'effet Sagnac | Équation 2.6 |
| $D(t)$ | distance | Équation 2.6 |
| $\Delta_S^B(t)$ | désynchronisation entre l'horloge au sol et à bord | Équation 2.6 |
| $\Delta_S^B(t_0)$ | biais (première valeur du passage) | Équation 2.6 |
| U | potentiel au satellite | Équation 2.8 |
| v | vitesse du satellite | Équation 2.8 |
| $C_{T2L2-LRA}, C_{Twalk}$ | correction géométrique et instrumentale | Équation 2.8 |
| C_{Fshift} | correction relativiste | Équation 2.8 |
| $C_{cal,S}$ | étalonnage à la station | Équation 2.8 |
| T | durée | Équation 2.9 |
| $\delta \tilde{\nu}_S$ | biais vu par une station S | Équation 2.10 |
| $\delta \tilde{\nu}_B$ | fréquence de l'oscillateur bord | Équation 2.10 |
| $d\tilde{\Psi}_S$ | biais de fréquence relatif de l'oscillateur au sol | Équation 2.10 |
| U_S | potentiel à la station | Équation 2.10 |
| $\delta \tilde{\nu}_N$ | bruit stochastique | Équation 2.10 |
| \tilde{t} | date à la seconde bord | Équation 2.11 |
| $\Delta_{S_2}^{S_1}(t)$ | transfert de temps sol-sol en vue commune | Équation 2.11 |
| $\Delta_{S_2}^{S_1}(t_0)$ | désynchronisation en début de passage | Équation 2.11 |
| C_{cal,S_2} | étalonnage à la station i | Équation 2.11 |
| $\varepsilon_{S_2}^{S_1}$ | erreurs résiduelles | Équation 2.11 |

TABLE 2.8 – Quantités vues dans ce chapitre

Chapitre 3

Apport de T2L2 à DORIS

Sommaire

| | |
|---|------------|
| 3.1 L'OUS DORIS | 90 |
| 3.1.1 Motivations | 90 |
| 3.1.2 Principe du système DORIS | 91 |
| 3.1.3 La version DGXX | 93 |
| 3.2 L'environnement spatial | 95 |
| 3.2.1 Les radiations | 96 |
| 3.2.2 Attitude de la plateforme PROTEUS | 102 |
| 3.2.3 La température | 103 |
| 3.2.4 Le vieillissement | 106 |
| 3.3 Modélisation | 106 |
| 3.3.1 Modèle radiatif | 107 |
| 3.3.2 Modèle de température | 110 |
| 3.3.3 Dérive globale et vieillissement | 113 |
| 3.3.4 Modèle complet court terme | 115 |
| 3.4 Étude long terme | 122 |
| 3.4.1 Introduction | 122 |
| 3.4.2 Nature de la période à 59 jours | 124 |
| 3.5 Conclusion et discussion | 129 |
| 3.6 Glossaire | 134 |

Comme nous l'avons vu précédemment, pour la vue non commune avec T2L2, nous devons tenir compte des instabilités de fréquence de l'oscillateur à bord de Jason-2 sur des durées de 300 à plusieurs milliers de s. Dans ce chapitre, nous proposons une étude approfondie des variations de fréquence de l'oscillateur DORIS, dues à l'environnement spatial. Nous proposons une modélisation complète pour expliquer les variations déterministes d'origine physique.

Dans un premier temps, nous présenterons la technique géodésique DORIS et son OUS à la [section 3.1](#) à bord de Jason-2 et Jason-3. En [section 3.2](#), nous nous intéresserons à l'environnement responsable des variations de fréquence de l'OUS, à savoir les radiations, la température et le vieillissement. Nous proposons une modélisation de chacun de ces effets en [section 3.3](#). Pour compléter notre étude, nous montrons les effets long terme de l'environnement spatial à la [section 3.4](#). Enfin, en [section 3.5](#) nous proposerons des perspectives à cette étude pour les autres satellites embarquant un oscillateur de classe DORIS.

Les [section 3.1](#), [section 3.2](#), [section 3.3](#) ont été, en partie, publiées dans [Belli et al. \(2015b\)](#).

3.1 L'OUS DORIS

3.1.1 Motivations

Le principe des missions satellitaires altimétriques (Jason-2 par exemple) repose d'une part sur une mesure radar de la distance satellite-mer et d'autre part sur la connaissance précise de leurs orbites. Cette connaissance est nécessaire pour calculer une hauteur précise des océans dans un repère terrestre et ainsi répondre aux problématiques actuelles de variation du niveau des mers ([Schrama, 1989](#); [Chelton et al., 2001](#)).

Le système DORIS du CNES, permet de mesurer précisément la vitesse par effet Doppler des satellites depuis un réseau au sol. Suivant l'effet Doppler linéarisé $\delta\nu/\nu_0 = \delta v_{sat}/c$ ([Willis et al., 2004](#)), la correspondance entre fréquence et sensibilité de la navigation est d'environ 10^{-12} pour $0.3 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$. Le cœur de ce système est un OUS qui sert de référence de fréquence (et de temps). Les instabilités de fréquence de l'oscillateur dégradent les mesures Doppler ; c'est pour cela que les concepteurs accordent une grande importance à la qualité (stabilité) des OUS spatiaux ; et c'est aussi pour cela, que les analystes éditent les données brutes station par station, donc zone par zone. En moyenne, il est difficile d'atteindre une RMS mesures-orbite inférieure à 0.34 mm/s .

Le transfert de temps de haute performance, grâce à l'expérience T2L2, permet de suivre précisément les variations de fréquence de l'OUS. Nous verrons que cette lecture permet d'obtenir des informations (à quelques 10^{-13}) sur la physique et la dynamique de l'environnement spatial, à condition d'avoir accès à de longues séries temporelles et à de nombreuses informations systèmes et satellite.

Dans ce chapitre nous proposons de montrer comment, à partir du transfert de temps optique T2L2, il a été possible de construire un modèle précis d'évolution de la fréquence de l'oscillateur bord ; ce modèle est basé sur des signaux déterministes de l'environnement spatial : radiations, température, vieillissement et relativité. Leurs effets sur la fréquence ont été précisément modélisés.

La connaissance acquise sur les mécanismes responsables de la variation de fréquence des OUS de classe DORIS permet d'entrevoir la possibilité de proposer un modèle générique applicable à plusieurs missions embarquant un OUS, à commencer par Jason-3, à condition que leurs sensibilités soit à peu près similaires.

3.1.2 Principe du système DORIS

DORIS est un système français développé dans les années 1980 par le CNES en collaboration avec l'Institut Géographique National (IGN) et le Groupe de Recherche de Géodésie Spatiale (GRGS). Ce système est basé sur l'effet Doppler qui affecte les fréquences émises depuis un réseau de stations (balises) au sol. L'effet Doppler de ce système peut être traduit en vitesse relative du satellite par rapport à une balise au sol. Le système DORIS¹ est montant, c'est-à-dire que ce sont les balises qui émettent un signal et l'instrument spatial qui reçoit (Jayles et al., 2006). Toutes les 10 s, le récepteur à bord mesure le décalage Doppler. Afin de palier les effets de la ionosphère sur les signaux radio transmis, les balises DORIS transmettent les signaux sur deux fréquences : 2.03625 GHz pour la mesure précise Doppler et 401.25 MHz pour les corrections de propagation (délai) dans la ionosphère (Auriol and Tourain, 2010). Les satellites de classe Jason, qui transportent des récepteurs DORIS, sont les plus élevés. Le satellite se retrouve dans trois configurations par rapport à une balise au sol ; s'approchant, à la verticale et s'éloignant.

1. **Approche** : La fréquence du signal reçu est supérieure à la fréquence émise.
2. **Verticale** : C'est le point du Time Closest Approach (TCA). La fréquence du signal reçu est égale à la fréquence émise.
3. **Éloignement** : La fréquence du signal reçu est inférieure à la fréquence émise.

1. <http://www.aviso.altimetry.fr/fr/techniques/doris/principe.html>

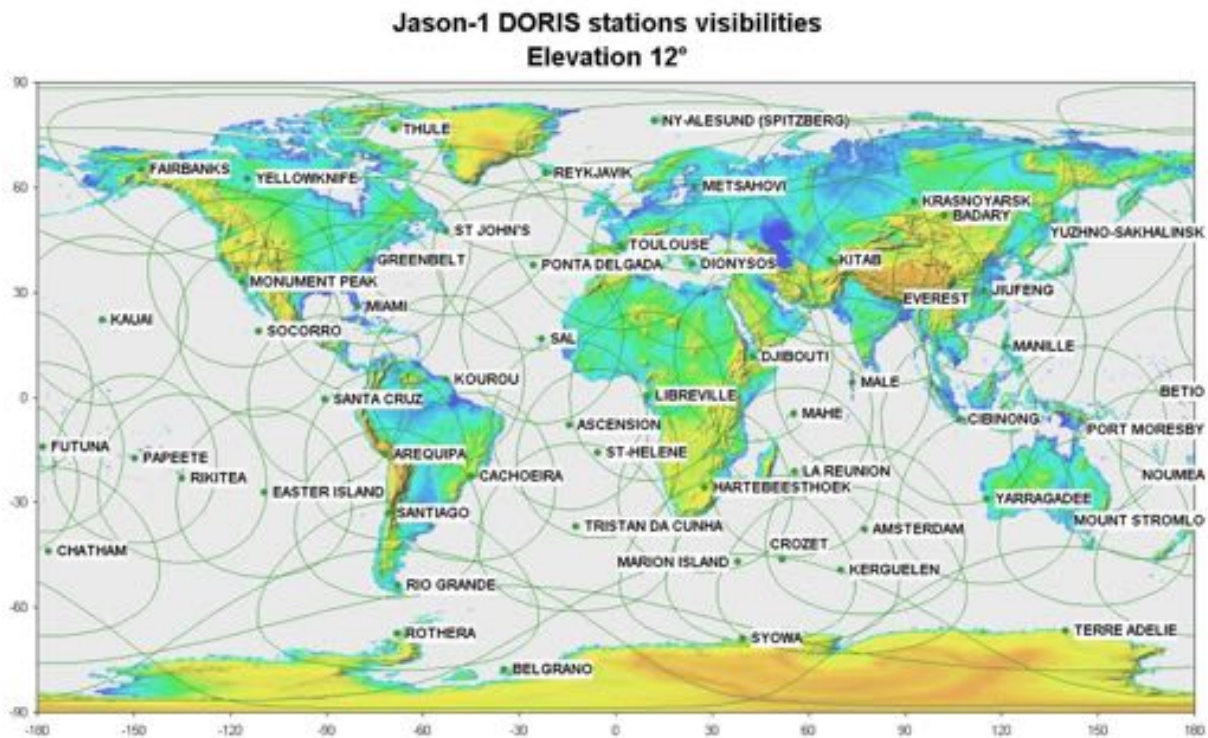


FIGURE 3.1 – Localisation géographique des balises DORIS et leurs cercles de visibilité (en vert) pour les satellites Jason à 1336 km d'altitude et à une élévation de 12°. La couverture globale est plus importante que l'ILRS, notamment grâce à un développement homogène entre les deux hémisphères. Source : <http://ids-doris.org/network/maps.html>

L'ensemble des balises DORIS est aujourd'hui regroupé en un réseau global. Le service international DORIS, IDS², existe depuis le 1^{er} Juillet 2003 (Tavernier et al., 2005). Il s'agit d'un service qui contribue à l'International Earth Rotation and Reference Systems (IERS) (Vondrák and Richter, 2004). L'installation et la maintenance de ce réseau sont opérées par l'IGN et le CNES.

La localisation des balises (projetées géographiquement Figure 3.1) offre une couverture presque globale des trajectoires avec un équilibre entre les deux hémisphères, en comparaison du réseau laser (Figure 2.3). La Figure 3.1, en plus de représenter le réseau de balises sol DORIS, représente les cercles de visibilité de chacune des balises, pour les satellites de classe Jason, avec une élévation de 12°.

Le système DORIS permet une mesure précise de la vitesse des satellites qui sont utilisés notamment pour l'altimétrie comme par exemple la mission OSTM/Jason-2 (Lambin et al., 2010). Il a été lancé pour la première fois à bord de SPOT-2, en Février 1990 (Laborde, 1987; Dorrer et al., 1991). La Figure 3.2 fait référence aux missions spatiales ayant ou allant embarquer un système DORIS.

2. <http://ids-doris.org/>

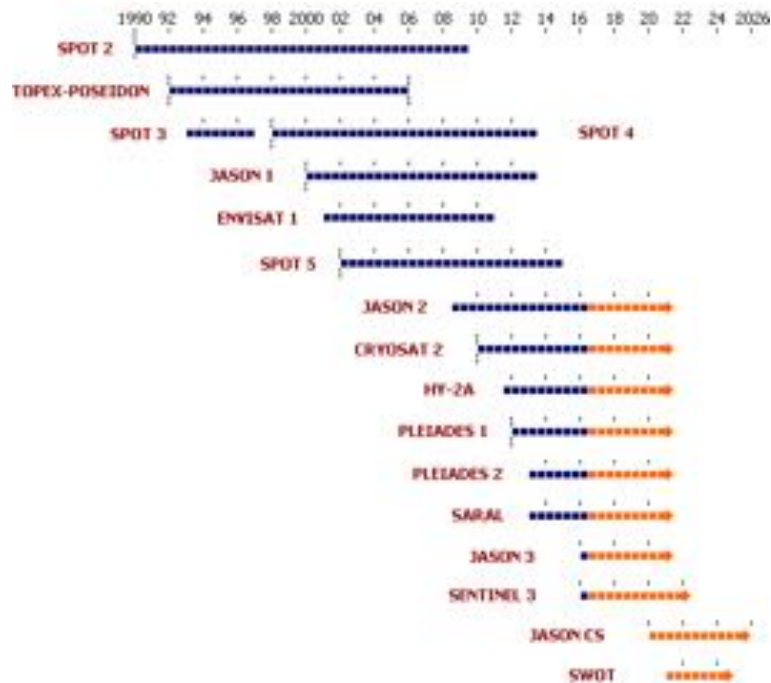


FIGURE 3.2 – Missions spatiales embarquant (ou ayant embarqué) l’instrument DORIS. Le code de couleur bleu indique les missions terminées, orange prévues ou en cours. Source : <https://doris-mission.cnes.fr/en/mission-6>.

Avec DORIS il est possible de calculer en temps réel une orbite à bord à l’aide du logiciel DIODE (Jayles et al., 2002, 2015). En minimisant les différences entre les mesures DORIS et un modèle (dynamique et géométrique), les analystes sont capables d’accéder à une orbite de précision centimétrique. Cela permet surtout un contrôle temps réel des variations de fréquence de l’OUS et ainsi prévenir tout le système de déviations anormales (Coronal Mass Ejection (CME), incidents, etc.).

3.1.3 La version DGXX

L’instrument DGXX, installé pour la première fois à bord de Jason-2 est moins sensible aux radiations que sa version précédente installée notamment sur Jason-1. Il est composé de deux OUS et deux récepteurs pour la redondance (Auriol and Tourain, 2010). Cette nouvelle version du récepteur est capable de suivre les signaux provenant de 7 balises simultanément à l’altitude de Jason-2 (1336 km) ; les observations commencent à une élévation supérieure à 5°. Une photographie de l’antenne réceptrice, positionnée à l’extérieur du satellite, est donnée Figure 3.3. La plupart du temps 4 balises sont visibles. Comparé à la version précédente en vol sur Jason-1, ce nouvel instrument multiplie par plus de 2 le nombre de données reçues.

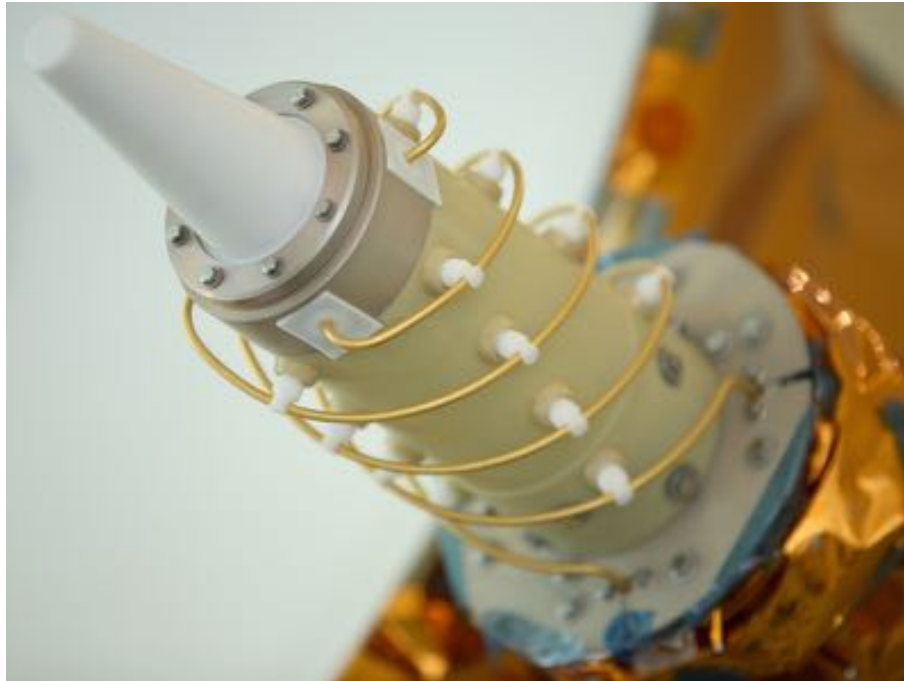


FIGURE 3.3 – Photographie de l’antenne DORIS à bord des satellites. Source : <https://doris-mission.cnes.fr/>

L’OUS DGXX est conçu pour l’orbitographie de précision centimétrique. Son intégrité, surtout aux radiations, doit lui permettre de rester fiable plusieurs années. La stabilité de fréquence de cet OUS avoisine les $\sim 3 \cdot 10^{-13}$ entre 10 et 100 s (Auriol and Tourain, 2010). Lors d’un passage de 1000 - 1200 s, temps typique de survol au dessus des balises, pour un satellite à l’altitude de Jason.

Les oscillateurs et instruments bord de Jason-1 et SPOT-5 (Štěpánek et al., 2013) ont montré de fortes sensibilités aux radiations (Lefèvre et al., 2009), notamment aux protons piégés dans la SAA (Willis et al., 2004; Lemoine and Capdeville, 2006), qui provoquent des mesures contaminées. Afin de diminuer la sensibilité de l’oscillateur aux radiations, le résonateur de la nouvelle génération de récepteur DORIS a été pré-irradié (un facteur supérieur à 5 d’insensibilité a été gagné) (Sengenes, 2006) et de nombreuses études sont en cours pour mieux comprendre le mécanisme interne au quartz après irradiation (Cibiel et al., 2007). Grâce à ce processus, les mesures ont été améliorées pour Jason-2. Le cristal de quartz qui compose l’oscillateur DORIS de Jason-2, est un quartz *unswept* (Cibiel et al., 2007), alors que paradoxalement, les conclusions apportées par Lefèvre et al. (2009), montrent que les *swept*³ quartz sont moins sensibles aux radiations. Malgré la pré-irradiation, Jason-2 serait-il sensible à la SAA ? (Willis et al., 2016).

3. *Unswept* et *swept* font référence à la façon dont le cristal de quartz est coupé.

3.2 L'environnement spatial

L'étude de l'environnement spatial et notamment de l'environnement radiatif est une priorité, que ce soit pour les missions habitées (Benton and Benton, 2001), ou pour les instruments, en particulier les oscillateurs. Les oscillateurs à quartz ont fait l'objet de nombreuses études pour caractériser et comprendre les différentes sources de bruit et d'instabilités venant de l'environnement (Vig and Walls, 1994; Cibiel et al., 2006, 2007). Les différents effets qui impliquent des variations de fréquence à l'oscillateur sont intrinsèques à l'instrument et à l'intégrité des composants, c'est-à-dire le vieillissement (Delmas, 2009), la température (sa variation) (Galliou et al., 2007), les rayonnements ionisants (les protons), la gravité (accélération), etc. Dans le cas de l'oscillateur de DORIS, nous retrouvons ces effets dans un environnement spatial et à l'altitude des satellites (Candelier et al., 2003) auxquels nous devons ajouter les effets de la relativité générale (Petit and Wolf, 1994). Les études faites avant le lancement (voir Tableau 3.1) ont permis de déterminer la sensibilité, supposée linéaire localement, aux effets de l'environnement spatial dans le cas du nouvel instrument DGXX.

| Effets | Biais de fréquence 10^{-12} | Période | Sources |
|----------------|-------------------------------|------------------------|---------------------------|
| Stabilité | 0.35 | 10 s à 100 s | Auriol and Tourain (2010) |
| Dérive globale | < 10.0/jour | Long terme | Guillemot et al. (2009) |
| Température | -0.65/°C | De l'orbite à 60 jours | Galliou et al. (2007) |
| Radiations | 6.7 /rad | ~20 min au long terme | Lefèvre et al. (2009) |
| Relativité | 0.1-0.2 | Orbite (6400 s) | Petit and Wolf (1994) |
| Accélération | 760 /g | plusieurs min | études CNES |

TABLE 3.1 – Sensibilités (supposées en première approximation linéaires) à l'environnement de l'OUS DGXX, obtenues par des tests et des études au sol, avant le lancement sur des lots d'oscillateurs.

Les informations données dans le Tableau 3.1 nécessitent d'être expliquées. La dérive globale correspond à l'évolution globale de la fréquence de l'OUS tient compte du vieillissement et de tous les autres effets qui s'accumulent au cours du temps. L'effet de température, considéré ici comme linéaire (effet principal), implique une variation de fréquence négative (inverse). Mais il existe aussi des termes en T^2 , T^3 ainsi qu'en $\delta T/\delta t$ (voir sous-section 3.3.2). L'effet des radiations est donné *a priori* ici ; il est considéré aussi comme linéaire en fonction du temps. En fait, nous verrons que la réponse en fréquence dépend de la durée d'irradiation ; les réactions sont légèrement différentes selon que la durée d'exposition est faible et longue ou forte et courte. La dérive de fréquence, causée par les radiations, est toujours positive dans le cas de l'OUS Jason-2. Une manière de

l'étalonner est de considérer la dose à 1 j observée par CARMEN-2, puis d'estimer la variation de fréquence pendant cette durée. Concernant la relativité, nous conservons les effets en $1/c^2$ (Petit and Wolf, 2005). Les accélérations sont trop faibles pour être détectées, elles sont probablement de l'ordre de 10^{-6} g sur 57 min (une demi révolution de Jason-2), soit $760 \cdot 10^{-18}$ pour le biais de fréquence résultant.

Comprendre les mécanismes d'un environnement complexe permet de mieux définir les effets responsables d'une variation de fréquence de l'OUS. Mesurer les effets de l'environnement spatial est une chose, les comprendre en est une autre. Nous avons souhaité pendant nos travaux analyser en détail cet environnement à l'altitude de Jason-2 et comprendre quelles sont les causes des variations de fréquence. Nous allons voir qu'un flux de particules d'un certain niveau d'énergie, sur une durée de temps, provoque une irradiation qui se mesure en rad⁴. Celle-ci est directement reliée à une variation de fréquence. Il est donc capital de déterminer ces quantités et leur variation temporelle.

3.2.1 Les radiations

L'effet des radiations sur les instruments en vol a été étudié par exemple par (Benton and Benton, 2001). Les missions habitées (ISS, Mars...) sont extrêmement sensibles aux radiations ; il est donc nécessaire de les protéger des sources ionisantes. De plus, les radiations sont à l'origine des changements les plus significatifs de la fréquence des oscillateurs et peuvent endommager sur le long terme le matériel et modifier la durée de vie nominale prévue des instruments (Cibiel et al., 2007). Concernant les oscillateurs à quartz, les radiations agissent sur les impuretés (ions Al^{3+} , par exemple) présentes dans les mailles du cristal. Ces impuretés vont se mouvoir et modifier la structure interne du quartz qui va modifier la fréquence propre de sa vibration. Tout d'abord, étudions plus en détail quelles sont la nature et l'origine de ces radiations (du moins pour celles qui vont nous intéresser pour l'étude des satellites Jason-2 et Jason-3). Dans les études effectuées en laboratoire ou dans l'industrie, visant à comprendre comment diminuer la sensibilité des oscillateurs aux radiations, la pré-irradiation des oscillateurs à quartz s'est imposée. D'après le CNES, les résonateurs des OUS du type DGXX ont été pré-irradiés avec une dose de 30 krad environ. Notre expérience d'analyse de l'oscillateur à quartz de Jason-2 montre que la dose majeure reçue en orbite est de 20-22 krad en 8 ans ; durant cette période, nous observons que les réactions (à long terme) du quartz diminuent d'à peu près un facteur 2 (voir section 3.4). Nous pouvons donc considérer que sans cette pré-irradiation, la sensibilité aurait été 3 fois supérieure à celle observée sur Jason-2 ($30 \text{ krad} / 20 \text{ krad} \times 2$). Les radiations (à long terme) sur un quartz impliquent qu'à terme, l'organisation cristalline tend vers un état

4. $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J} \cdot \text{Kg}^{-1} = 100 \text{ rad}$

stationnaire, ceci impliquerait que plus le temps passe, moins la structure se modifie sous l'action des radiations et donc moins la fréquence est modifiée en théorie, comme par une sorte de fatigue radiative, c'est-à-dire que l'OUS est de moins en moins sensible aux radiations.

Particules piégées et champ magnétique

La surface de la Terre est protégée des radiations d'origine solaire (vent solaire) et de sources spatiales extérieures au système solaire (rayons cosmiques qui interagissent avec les particules neutres de l'atmosphère) par son champ magnétique. Il existe différents types de particules radiatives, des protons (p^+), électrons (e^-), particules de hautes énergie (α , β , γ ...). L'objet de cette thèse n'est pas de faire une zoologie exhaustive des particules et de l'environnement radiatif de la Terre. C'est pourquoi nous concentrons notre analyse sur les protons de hautes énergies (capables de traverser le blindage des satellites actuels) et pouvant générer des modifications de fréquence des OUS à bord.

Les interactions entre particules chargées et champ magnétique sont responsables de flux hétérogènes autour de la Terre. Les particules chargées interagissent avec les lignes du champ magnétique selon 3 composantes du mouvement ([Heynderickx, 2002](#)).

- Un mouvement de giration autour des lignes de champ magnétique.
- Un mouvement du centre de giration le long des lignes du champ magnétique.
- Une faible dérive du centre de giration autour de la Terre, vers l'Ouest pour les protons et l'Est pour les électrons.

De plus les protons peuvent rester confinés plusieurs années à quelques milliers de km de hauteur, d'où la dénomination de particules piégées.

La complexité de l'environnement radiatif terrestre vient également du fait que nous devons considérer une dimension énergétique, en plus de la localisation spatio-temporelle des particules chargées. Les particules de hautes énergies susceptibles d'influencer les OUS sont majoritairement des protons. Leur gamme d'énergie est comprise entre 100 keV et quelques centaines de MeV. Les protons énergétiques de plus de 10 MeV sont confinés sous des altitudes inférieures à 20 000 km ([Heynderickx, 2002](#)).

Concernant les satellites Jason, leur blindage permet de les protéger des protons dont l'énergie ne dépasse pas 86 MeV (communication personnelle au Groupe de Performance DORIS CNES); et il faut, au minimum, une énergie de 60 MeV pour pénétrer dans un cristal de quartz ([Cibiel et al., 2007](#)).

Les événements singuliers pouvant résulter d'une éruption solaire (CME) sont aussi capables de modifier la fréquence des oscillateurs ([Cibiel et al., 2007](#)) mais leur identi-

fication n'est possible que si plusieurs satellites observent ces événements. En outre, un événement ponctuel (comme celui des 2 - 3 Août 2010) est indissociable d'un effet de décharge électromagnétique brutal qui peut aussi intervenir sur le matériel électronique embarqué à n'importe quel moment et aussi provoquer une variation de fréquence brutale et donc instantanée (A. Auriol communication privée).

La connaissance du champ magnétique terrestre est très importante pour comprendre le mécanisme de radiations : voir les modèles industriels de la NASA (AE/AP-9). Or la connaissance du champ magnétique spatial de la Terre (c'est-à-dire le champ qui ne peut pas être mesuré au sol) n'est que très récente ; par exemple, les ceintures de Van Allen ne furent découvertes qu'en 1958 alors que les premiers compteurs Geiger étaient embarqués à bord des missions Explorer 1 et 3. Ces premières missions, et notamment Explorer 4 lancé le 4 juillet 1958 à 2200 km d'altitude, avaient pour rôle de déterminer les particules piégées dans les ceintures de Van Allen, avec l'idée de cartographier le flux des particules (surtout les protons de plusieurs centaines de MeV) et leurs spectres en fonction de leurs positions (Freden, 1969). Les ceintures de Van Allen sont des ceintures toroïdales de particules chargées qui entourent la Terre autour de l'équateur. Il y a la ceinture interne localisée entre $\pm 45^\circ$ de latitude géomagnétique et entre 800 à 8000 km d'altitude. La ceinture externe est quant à elle située à $\pm 70^\circ$ de latitude géomagnétique et peut atteindre 130 000 km (Cibiel et al., 2007).

La non co-localisation du centre du dipôle magnétique avec le centre de la Terre et l'inclinaison de l'axe magnétique par rapport à l'axe de rotation produisent une dépression locale à faible altitude de la distribution du champ magnétique (à altitude constante). La Figure 3.4 est une représentation du champ magnétique à l'altitude de Jason, qui met en avant cette anomalie. Cette région est localisée au sud-est du Brésil et se nomme l'anomalie de l'Atlantique Sud (SAA). Pour des altitudes relativement faibles (satellites LEO), le flux de protons de haute énergie à l'extérieur de la SAA peut être négligé.

Dynamique de l'environnement radiatif

L'effet de la dynamique de l'environnement radiatif est très important et n'a pas toujours été considéré (par exemple le modèle de la NASA AP8). Le cycle à 11 ans solaire, influe sur les protons et les électrons piégés à faible altitude. Pendant un maximum solaire, il y a une expansion de l'atmosphère neutre, le vent solaire va interagir beaucoup plus avec les constituants neutres, avec pour conséquence l'érosion des parties basses des ceintures de radiation (Heynderickx, 2002). En plus de cette périodicité à 11 ans, il existe une période annuelle et une modulation saisonnière pour les protons de faible altitude. Les satellites Argentins SAC-C et SAC-D à 800 km d'altitude, ont bien montré cette anti-

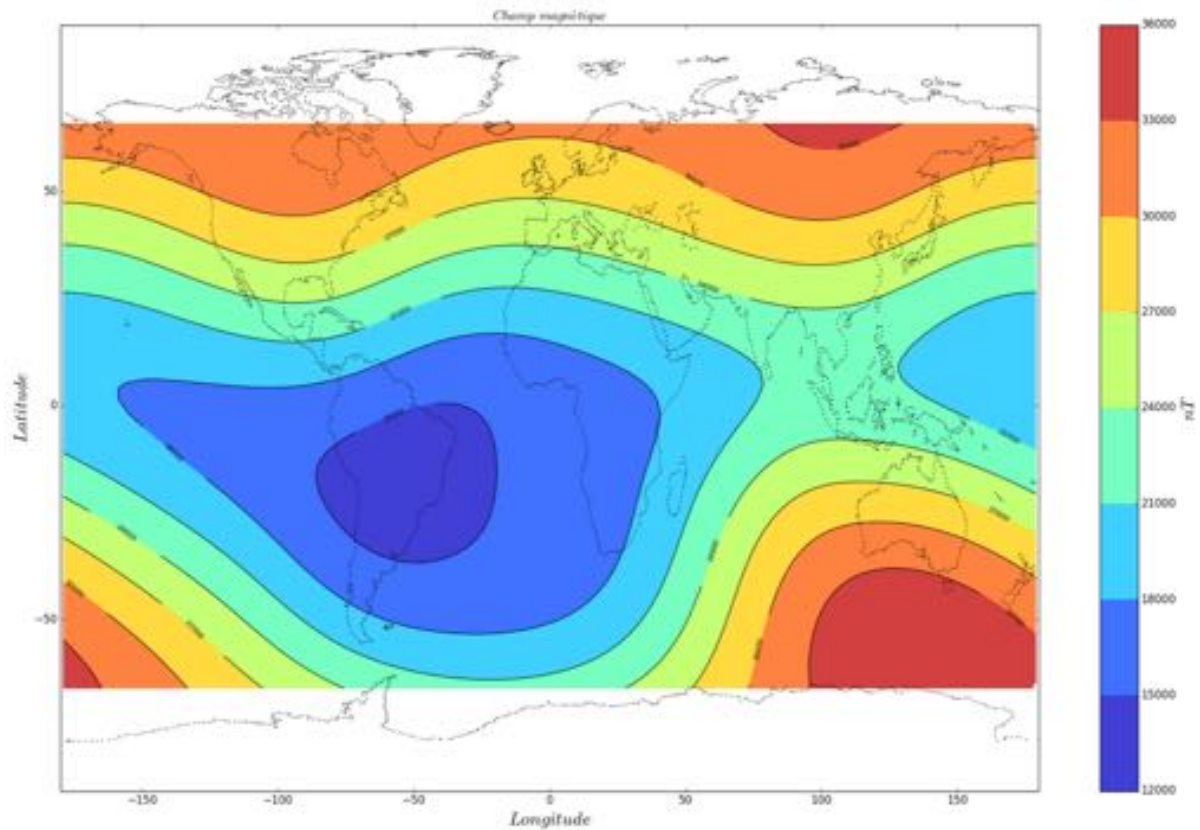


FIGURE 3.4 – Champ magnétique terrestre à l’altitude des satellites Jason et entre les latitude $\pm 66^\circ$ (à cause de l’inclinaison de Jason), qui met en évidence une dépression dans l’atlantique sud à cause de la différence géographique du centre du dipôle géomagnétique et des axes magnétiques et de rotation terrestre. Cette dépression provoque un piège des protons (de hautes énergies). La gamme de couleur utilisée correspond à la valeur en nT du champ magnétique.

corrélation et la modulation du flux de protons liée à l’activité solaire (représentée par son flux à 10.7 cm) (Boscher et al., 2011). La SAA subit une dérive de $0.3^\circ/\text{an}$ vers l’ouest et son flux, son extension, est anti-proportionnelle au cycle solaire (Heynderickx, 1996).

Les particules piégées à faible altitude sont aussi sensibles aux variations du champ géomagnétique (Fraser-Smith, 1987). Le centre du dipôle géomagnétique dérive de 2.5 km par an et le moment magnétique décroît au cours du temps. Ces effets combinés conduisent à une lente dérive vers l’intérieur des régions périphériques des ceintures de radiations.

Les radiations qui atteignent Jason-2 sont mesurées à l’aide des dosimètres dédiés du projet CARMEN-2, passager de Jason-2 (Bezerra et al., 2011). Entre autres, le détecteur ICARE-NG permet de mesurer les flux p^+ et e^- . Ces détecteurs font parties des missions SAC-D (Boscher et al., 2014) et Jason-2 (Boscher et al., 2011). Le projet CARMEN-2 permet de caractériser la zone de la SAA (son extension géographique et son flux de protons). Dans cette zone, les p^+ et les e^- ont des énergies qui atteignent plusieurs dizaines

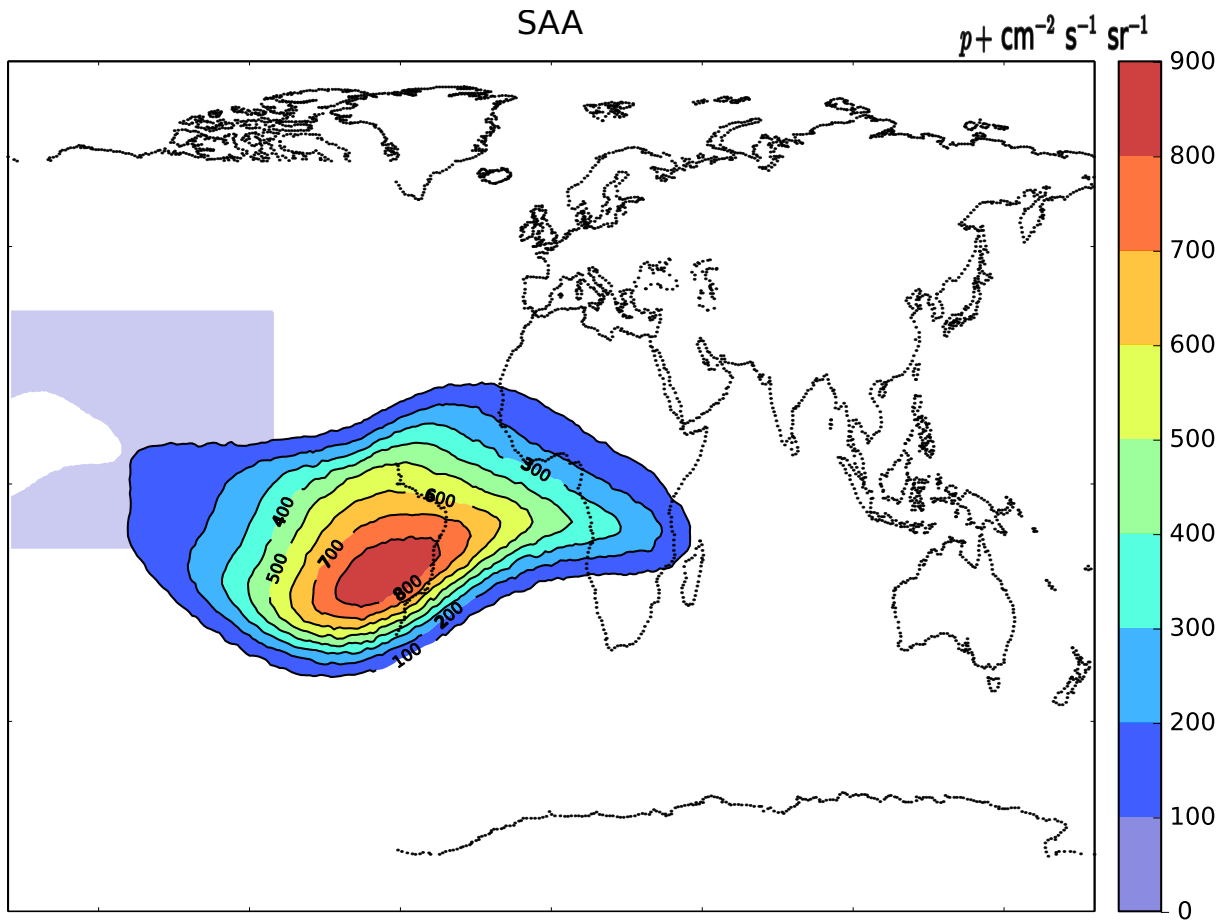


FIGURE 3.5 – Extension géographique de la SAA mesurée par CARMEN-2 pour un flux de protons de 112 MeV à l'altitude de Jason-2 et moyenné sur quelques années (2009 à 2011) (Capdeville et al., 2016).

(voir centaines) de MeV et keV, respectivement. Une carte du flux de protons à 112 MeV est représentée Figure 3.5. 99 % de la dose totale à laquelle est exposée Jason-2 provient du flux de p^+ . Le premier mois de la mission, la dose reçue par Jason-2 a été d'environ 206 rad (Peyrard et al., 2010), soit 2472 rad/an donc 19 776 rad en 8 ans, ce qui est en accord avec les doses annuelles proposées par les tables des industriels Figure 3.6; pour une inclinaison et une altitude donnée avec un blindage du satellite classique (type Jason-2) (A. Auriol communication privée).

Afin de proposer un modèle de l'effet radiatif, nous devons quantifier la réponse en fréquence de l'oscillateur pendant l'irradiation et nous devons connaître la dose totale reçue en rad. Nous représentons la dose reçue à l'aide de l'Équation 3.1 suivante :

$$D(t) = F_p(t) \cdot E_p \cdot 1.6 \cdot 10^{-13} \cdot 4\pi \frac{S}{m} \Delta t \quad (3.1)$$

Avec :

3.2. L'environnement spatial

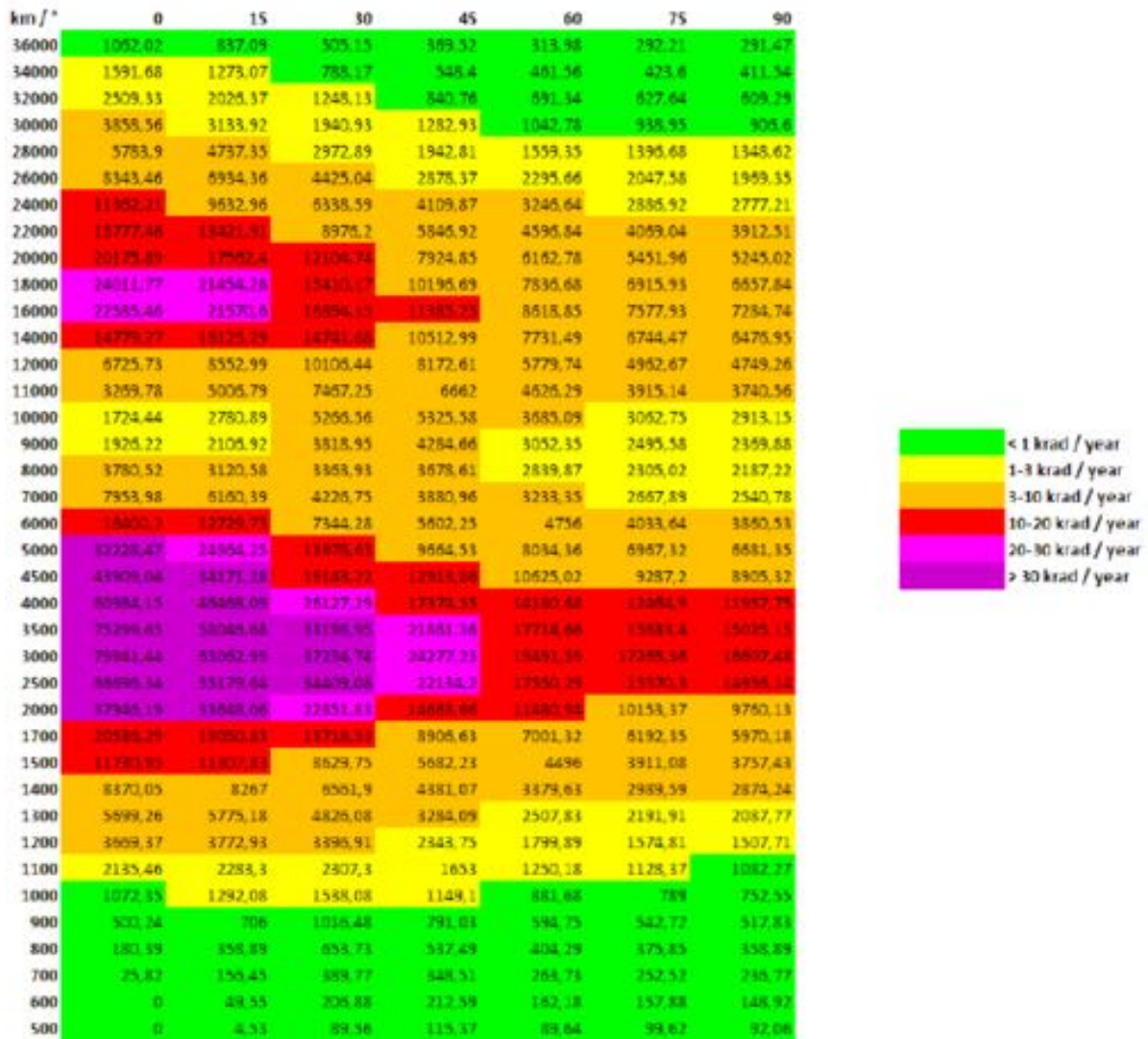


FIGURE 3.6 – Dose reçue par an en fonction de l'altitude et inclinaison avec un blindage classique d'un satellite (communication personnelle A. Auriol, R. Escoffet et CNES).

F_p : le flux de protons en $p^+ \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, qui vient directement des données CARMEN-2 (voir [Figure 3.5](#) pour la valeur de la dose),

$E_p = 100$: le niveau d'énergie en MeV et qui est fixé arbitrairement,

$S = 1 \text{ cm}^2$: la surface et $m = 1 \text{ g}$: la masse,

Δt : la durée de temps pendant laquelle le satellite traverse le flux $F_p(t)$. Au plan pratique, on adopte un pas d'orbite de $60 \text{ s} = \Delta t$, durée pendant laquelle on considère que $F_p(t)$ est constant.

Nous avons fait un certain nombre d'hypothèses quant à la valeur des coefficients de l'[Équation 3.1](#). Les valeurs choisies ici sont réalistes, mais la difficulté de connaître précisément le matériel ne nous permet pas d'avoir des valeurs plus précises. Ainsi, nous allons construire un modèle avec un coefficient ajustable, et donc si nous modifions les valeurs, donc les hypothèses, la valeur du coefficient du modèle se modifiera également.

L'étape suivante consiste à modéliser la réponse de l'OUS à cette dose. Mais d'autres effets physiques nécessitent d'être précisés avant tout.

3.2.2 Attitude de la plateforme PROTEUS

Le plan d'orbite des satellites de classe Jason a un mouvement de précession, qui est de 3° par jour par rapport à la position du Soleil. Ceci donne une orientation particulière du plan tous les 60 jours environs ([Flohrer et al., 2011](#)). Cette période est bien connue des analystes car tous les 60 j, le satellite arrête son mouvement en lacet pour adopter une attitude fixe pendant 10 jours, ce qui permet aux panneaux solaires de rester éclairés.

La loi d'attitude des satellites Jason, a donc une importance cruciale car elle fait varier la direction du mur de l'OUS, c'est-à-dire -Y (qui correspond également à l'axe de rotation des panneaux solaires, voir [Figure 3.7](#) pour l'orientation du satellite). Ceci aura pour conséquences d'une part de faire varier la température et d'autre part de favoriser une direction très particulière de l'espace.

Il existe un mouvement de tangage (*pitch-motion*) qui garde l'axe Z orienté vers la Terre, perpendiculaire à l'ellipsoïde de référence, un mouvement en lacet (*yaw-motion*) autour de Z alterne *yaw-steering* et le *yaw-fixed* qui dépendent de la valeur de β , l'angle entre la direction Soleil-Terre et le plan d'orbite. L'idée est que les panneaux solaires restent toujours orientés au mieux en direction du Soleil. Le satellite fixe son attitude pour des valeurs de $\beta < 15^\circ$ chaque 60 jours et passe en *yaw-steering* pour les autres valeurs de β ([Cerri et al., 2010](#); [Flohrer et al., 2011](#)). Lorsque l'angle $\beta \sim 0^\circ$, le satellite se retourne complètement (*yaw-flip*). En *yaw-fixed*, l'axe X est orienté le long de la trace dans le sens qui avance et à l'opposé (à reculons) après le *flip*. Le régime *yaw-fixed* est

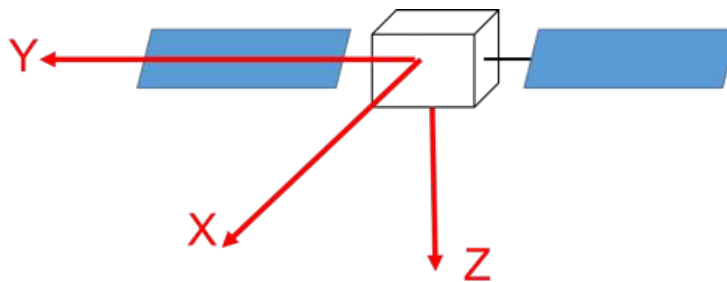


FIGURE 3.7 – Schéma d'orientation de la plateforme Jason dans l'espace suivant un repère cartésien X,Y et Z. Notons que l'OUS se situe sur le mur -Y de la plateforme.

donc coupé en 2 périodes de 5 jours. Comme l'idée est de maximiser l'ensoleillement des panneaux solaires, la température du boîtier DORIS croît rapidement de quelques degrés. Une vidéo présentant le *yaw-flip* est disponible via le lien suivant <https://www.youtube.com/watch?v=AZ225CGe4fY> ainsi qu'une vidéo présentant le *yaw-steering* <https://www.youtube.com/watch?v=Hv1RJYvSDqQ>.

Concernant le rôle de l'attitude dans l'irradiation de l'OUS, notre analyse (unique à ce jour) montre que pendant les 10 j de la période de *yaw-fixed*, l'axe Y de la plateforme est aligné presque exactement avec les lignes du champ magnétique (corrélation entre inclinaison du plan d'orbite à 66° et la direction Y perpendiculaire à la déclinaison du champ magnétique d'environ 24°). Nous verrons que tous les 60 j, la fréquence de l'oscillateur croît "anormalement" (linéairement) pendant exactement 10 j. Après cette période, la fréquence diminue à nouveau ; elle se relaxe en quelque sorte (en cloche). L'instrument CARMEN-2 ne détecte pas un flux "anormal" pendant la période évoquée ; il est situé sur l'axe Z autour duquel la plateforme tourne. L'effet de "sur-irradiation" observé dans la fréquence ne peut s'expliquer que par la radiation car les autres phénomènes sont bien trop faibles. Notre hypothèse est qu'il y a une "fuite" à bord selon une direction dans le plan (XY) du satellite (ce que ne voit pas CARMEN-2, orienté en -Z).

3.2.3 La température

La température qui nous importe est celle de la boîte qui contient l'OUS. Un thermostat contrôle la température (disponible toutes les 30 s) avec une résolution de 0.1°C . La température varie entre 8 et 11°C pour Jason-2 et entre 2 et 5°C pour Jason-3. Elle est modifiée par deux processus :

- l'orbite de Jason-2 et sa position par rapport au Soleil (effet de l'ombre de la Terre),
- le mouvement d'attitude de la plateforme (décrit plus haut).

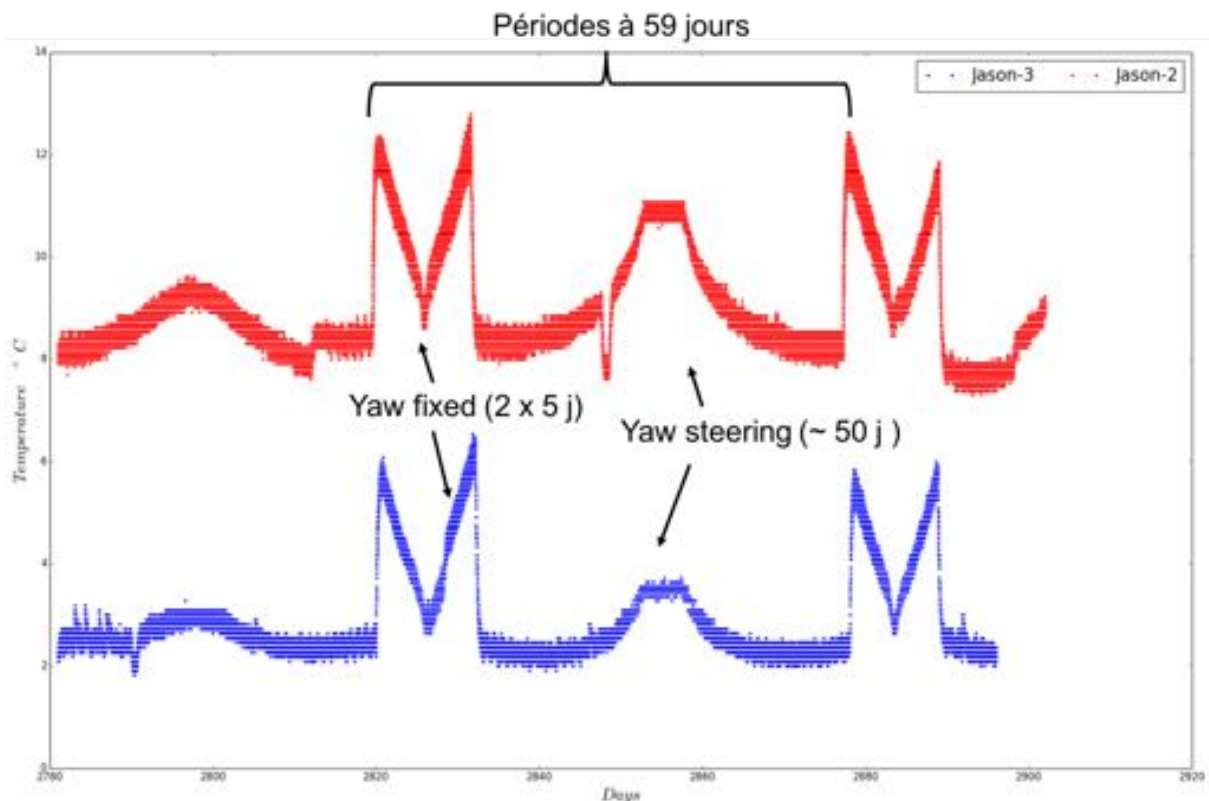


FIGURE 3.8 – Évolution de la température de Jason-2 en rouge et de Jason-3 en bleu sur une centaine de jours. La température est mesurée pour les deux satellites à bord toutes les 30 s. Les signaux visibles (sorte de "M" et bosses) sont complètement corrélés aux changements d'attitude respectifs des plateformes des satellites et varient au maximum jusqu'à 2°C.

Bien que l'oscillateur soit contrôlé en température afin de limiter la variation de la fréquence, l'exposition au Soleil va laisser paraître des variations représentées sur la [Figure 3.8](#) et [Figure 3.9](#). Considérant cette dépendance, intéressons nous au mouvement de la plateforme PROTEUS.

La [Figure 3.8](#) illustre la température du boîtier DORIS, mesuré sur le panneau en contact avec un le mur orienté en -Y de la plateforme Jason-2 et de manière identique, Jason-3. Le premier constat est que la température de Jason-3 (en bleu) est plus froide que celle de Jason-2 (en rouge), mais montre les mêmes signaux. Cette mesure a été prise lorsque les deux satellites se suivaient en début de la mission Jason-3. La période de *yaw-fixed* est représentée par une forme de "M" caractéristique et est responsable d'une évolution brutale de 2°C. La période de *yaw-steering* montre des variations de 1°C - 1.5°C sur une période plus longue. Nous allons maintenant nous intéresser au court terme. La résolution de la mesure de température est suffisante pour avoir des informations inférieures au degré. Une mesure de la température du boîtier DORIS à bord de Jason-

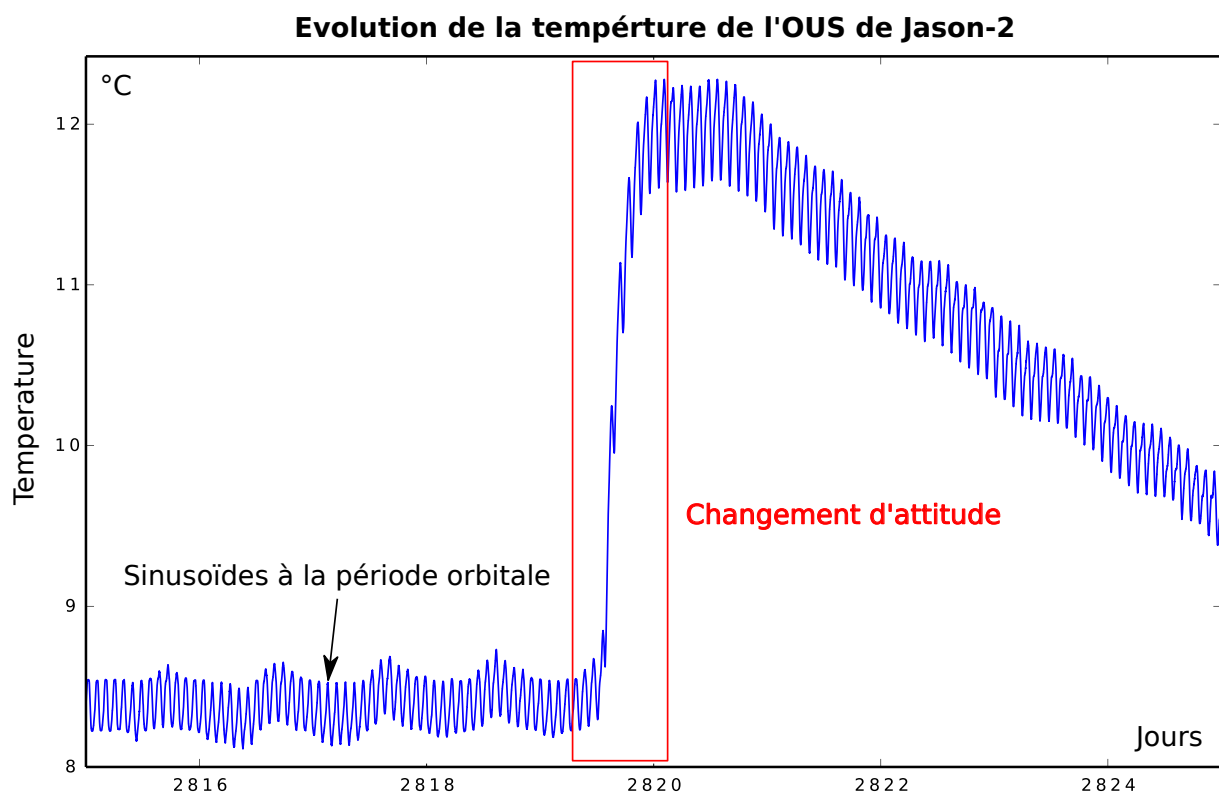


FIGURE 3.9 – Variation de la température du boîtier DORIS sur 10 j. La variation brutale est due à un changement d'attitude de Jason-2 et n'excède de 3°C sur toute la mission. Les variations sinusoïdales de la journée (ou à la période orbitale) sont dues aux passages de Jason-2 dans l'ombre de la Terre et n'excèdent pas 1°C crête à crête. La température est mesurée toutes les 30 secondes.

2 est représentée sur la [Figure 3.9](#), zoom de la [Figure 3.8](#) sur 10 j. Le premier profil (global) correspond à des variations lentes qui s'échelonnent sur plusieurs mois, avec un changement d'attitude brutal, qui se répète suivant le mouvement d'attitude de Jason-2, comme sur la [Figure 3.8](#). Les passages successifs de Jason-2 dans l'ombre de la Terre à la période orbitale d'environ 2 h sont responsables des variations plus fines, $< 1^\circ\text{C}$ crête à crête ([Figure 3.9](#)).

3.2.4 Le vieillissement

Parler du vieillissement comme d'un effet de l'environnement n'est pas tout à fait correct. Le vieillissement est intrinsèque à l'OUS. Souvent le vieillissement est confondu avec la dérive globale de la fréquence. Il est certes difficile de séparer les deux mais le vieillissement devrait représenter les variations de fréquence venant des instruments qui s'abiment avec l'âge. Par la suite, nous parlerons de dérive globale dont une partie est due au vieillissement, une autre au cumul de petit effets externes (toujours de même signe, comme les radiations).

Maintenant nous allons proposer une modélisation de chacun des effets (radiations, température et vieillissement), donc représenter la forme (analytique) de la réponse en fréquence à ces différentes sollicitations

3.3 Modélisation

Afin de modéliser les réponses en fréquence de l'OUS soumis à son environnement, nous allons faire plusieurs hypothèses et/ou règles de travail :

- Les effets sont séparables. Pour un effet particulier il existe une réponse particulière. Nous pourrions les sommer ([Vig and Walls, 1994](#)) pour obtenir un modèle complet.
- Nous choisissons la formule analytique la plus simple possible, avec un minimum de paramètres (empiriques ; qu'il faudra estimer).
- La modélisation sera comparée et ajustée aux données obtenues par le transfert de temps sol-bord dérivé T2L2.
- Chaque modélisation est paramétrable par des coefficients : on espère pouvoir transposer le modèle sur n'importe quel oscillateur dans un futur proche.
- Il est important également de choisir une période convenable pour construire le modèle. Nous choisissons 10 j, pour avoir suffisamment de données pour pouvoir ajuster notre modèle.

L'idée suivante sera d'intégrer le modèle pour obtenir une échelle de temps spatiale, dynamique, sur 10 000 s et ainsi établir un transfert de temps en vue non commune (> 3000 s) à quelques ns (voir [chapitre 4](#)).

3.3.1 Modèle radiatif

De nombreux résonateurs montrent une réponse linéaire, voir exponentielle, en fonction de la dose. Cet effet se traduit comme une dérive linéaire de fréquence, sous irradiation, la pente est proportionnelle à la dose ([Weaver et al., 2004](#)). Il existe aussi un mécanisme de guérison de l'oscillateur lorsqu'il n'est plus irradié. La fréquence revient presque à sa valeur d'avant irradiation. L'effet résiduel est un effet mémoire qui va s'accumuler au cours du temps. Afin de clarifier les choses, nous résumons le processus d'irradiation en 2+1 étapes :

- 1 **Irradiation** : pendant cette période, la réponse de l'oscillateur est une dérive linéaire de fréquence.
- 2 **Guérison** : Après irradiation, pendant une période de temps donnée, l'oscillateur va se régénérer, sa fréquence va presque retourner vers sa valeur d'avant irradiation.
- +1 **Accumulation** : Le petit effet résiduel, appelé effet mémoire, va s'accumuler au cours du temps et sera responsable, à terme, de grandes variations du biais de fréquence.

Précisons que ce processus a été publié plusieurs fois (par exemple : [Lemoine and Capdeville \(2006\)](#)) et qu'il s'applique à différentes échelles temporelles ; par exemple si la dose est reçue de manière rapide (sur quelques min) la relaxation se fera également de manière rapide. En revanche, si la dose s'installe sur plusieurs jours (i.e. la période de *yaw-fixed* de 10 j), la relaxation sera assez lente. Précisons également que ces hypothèses restent valables tant que la sensibilité de l'oscillateur aux radiations reste faible, c'est à dire inférieure à 10^{-11} /rad.

L'[Équation 3.2](#) est construite en deux étapes et tient compte des deux phases du processus, pendant la période t et après l'irradiation ; $t > t_{SAA}$. Cette équation traduit la réponse en fréquence en fonction de la dose reçue. Nous cherchons un modèle qui est valable sur une période de 10 j, c'est à dire qui tient compte des effets des radiations à court terme. Ainsi, nous pouvons négliger l'effet de l'accumulation (effet mémoire) sur le court terme (10 j), mais nous y reviendrons par la suite lorsque nous chercherons à construire un modèle moyen/long terme d'effet des radiations.

$$\begin{aligned}\delta\tilde{\nu}_{SAA}(t_{in} < t < t_{out}) &= \gamma_1 \int_{t_{in}}^{t_{out}} \gamma_Q D(t) dt \\ \delta\tilde{\nu}_{SAA}(t_{in} > t > t_{out}) &= \delta\tilde{\nu}_{SAA}(t_{in} < t < t_{out}) \left[e^{-t/\tau} \right]\end{aligned}\quad (3.2)$$

Avec :

t_{in} : l'instant d'entrée du satellite dans la SAA,

t_{out} : l'instant de sortie du satellite de la SAA,

$D(t)$: La dose d'exposition durant une certaine durée. Calculée pour chaque Δt à partir de l'estimation de $F_p(t)$ voir la [Figure 3.5](#) pour une estimation de la dose mesurée par CARMEN-2,

γ_Q : Pourcentage de la dose réellement reçue par le cristal de quartz. Il dépend de la distribution de masse du satellite et du blindage de l'OUS. Nous avons considéré une valeur de quelques pour cents, comme indiqué dans la littérature.

γ_1 : Sensibilité de la fréquence de l'oscillateur estimée avant le lancement (quelques $10^{-12}/\text{rad}$) ([Cibiel et al., 2006](#)),

τ : période de guérison du quartz, de quelques minutes dans le cas d'un passage en SAA standard. Elle est en fait pondérée à long terme par la fonction de "vieillessement" ou "fatigue" $W(t)$ (voir [Équation 3.8](#)), et passe de 7 - 8 min à 10 - 12 min,

Nous avons choisis l'hypothèse d'un modèle simple. Le coefficient γ_Q est une variable d'ajustement et va nous permettre de tenir compte de nos hypothèses (masse du cristal, énergie de la dose, etc.), de telle façon que γ_1 reste fixé à la valeur mesurée au sol avant le lancement. Nous ajustons seulement γ_Q et τ sur les données obtenues par le transfert de temps sol-espace.

Une représentation graphique de l'[Équation 3.2](#), est représentée [Figure 3.10](#), sur une journée. Nous avons choisi $F_p(t) = 500 p^+ \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, une exposition aux radiations de 10 min, un pourcentage de la dose réellement reçue $\gamma_Q = 0.01$ afin d'obtenir une dose de 0.3 rad, qui correspond à 206 rad par mois, pour environ 23 passages de Jason-2 dans la SAA. Ces 206 rad par mois sont en accord avec ce que trouve [Peyrard et al. \(2010\)](#), c'est à dire 200 ± 10 rad pour le premier mois d'opération de CARMEN-2, ce qui correspond à une dose reçue de 0.3 rad par passage. Cet exemple montre que Jason-2, dans ces conditions, est environ 10 fois moins sensible que Jason-1 ([Lemoine and Capdeville, 2006](#)). Ce modèle sera ensuite "projeté" le long de la trajectoire réelle de Jason-2, qui coupe la SAA à différents endroits, ce qui implique que les doses reçues s'échelonnent de 0 à $1000 p^+$ en $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$.

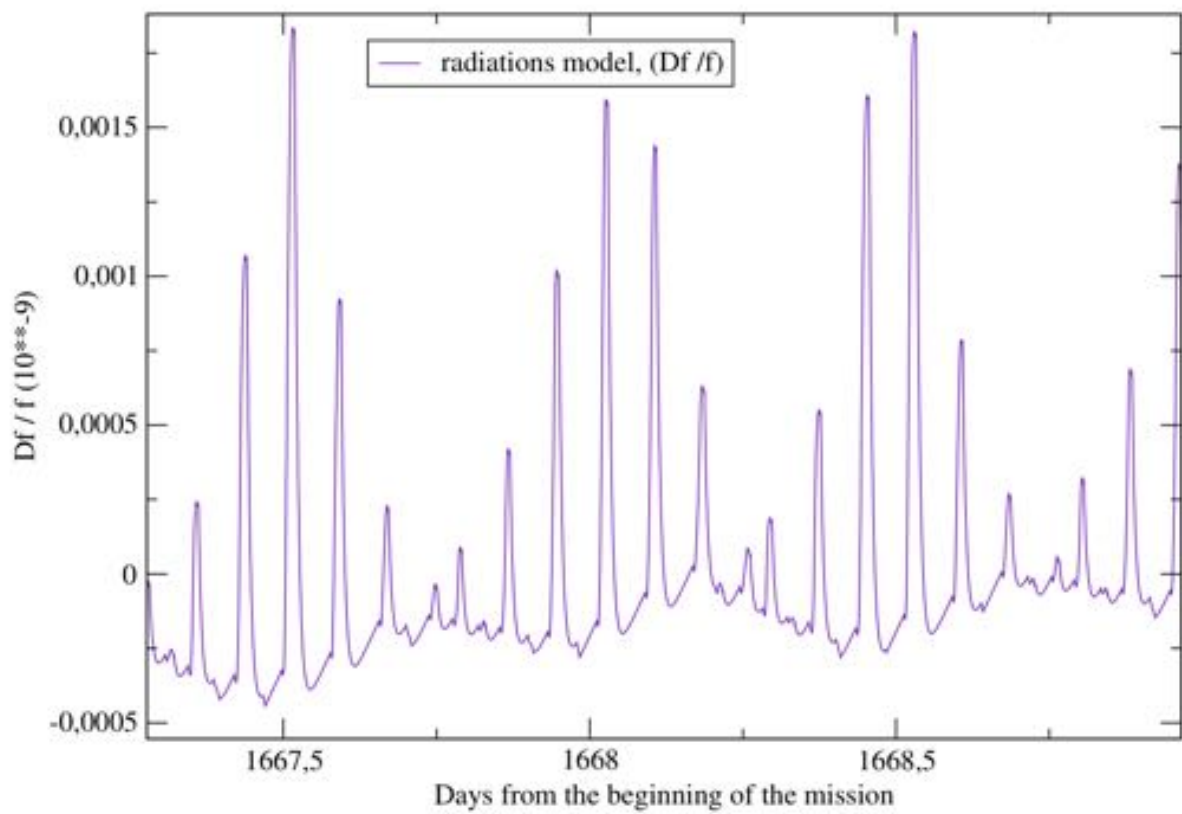


FIGURE 3.10 – Représentation de la réponse sous irradiation de l’OUS, d’après l’équation 3.2 et pour une journée.

3.3.2 Modèle de température

La fréquence de l'oscillateur est sensible aux variations de température et suit ces changements suivant un profil polynomial cubique (Zhou et al., 2008) (voir Équation 3.3 et Galliou et al. (2007)).

$$\delta\tilde{\nu}_T(t) = \sum_{i=1}^3 \alpha_i (T(t) - T_0)^i + \frac{\partial T}{\partial t} \cdot \alpha_t \quad (3.3)$$

Avec :

α_i : sensibilité de fréquence à la température,

$T(t)$: température mesurée à bord du boîtier DORIS,

T_0 : valeur moyenne de $T(t)$ sur la durée d'étude,

α_t : dynamique de la réponse au cours du temps.

Les coefficients α_i de l'Équation 3.3 sont ajustés sur les données du transfert de temps sol-bord Jason-2. La quantité $T(t)$ est mesurée toutes les 30 secondes et correspond à la température de du boîtier DORIS; T_0 correspond à la valeur moyenne de $T(t)$ sur la période étudiée (quelques jours). α_t n'est pas déterminé par notre analyse (très faible devant les α_i), il tient cependant compte d'une dynamique très probable de la réponse en fréquence aux variations brutales en température.

Nous avons étudié l'évolution des coefficients de la température sur le long terme. Cette étude a permis de savoir s'il existe une dérive quelconque, une fatigue dans la sensibilité de l'OUS à la température. L'évolution des coefficients est représentée sur la Figure 3.11. Prenons le temps de l'analyser.

Nous remarquons que pour α_1 (Tableau 3.2), nous obtenons une valeur deux fois supérieure (environ) à celle du CNES (Tableau 3.1). L'hypothèse est la suivante ; les études au sol ont cherché à représenter la température simplement par une relation linéaire et non polynomiale (en T^3).

Il est difficile de conclure sur les valeurs moyennes des coefficients α_2 et α_3 , très faibles. Par contre les coefficients sont importants pour le modèle ; un simple modèle linéaire est insuffisant pour une bonne stabilité globale et une bonne représentation des variations de fréquence. À l'aide de la valeur moyenne (voir Tableau 3.2) des α_i on peut construire un modèle thermique qui sera valable pour chaque instant.

Les coefficients α_2 et α_3 , compte tenu de leurs écarts-types (Tableau 3.2), ne semblent pas avoir de sens physique. Il est possible que lors de l'ajustement, ces coefficients aient cherché à ajuster des effets long terme, ou d'autres effets, ce qui expliquerait les valeurs

| Coefficients | Moyenne | Écart-type |
|--------------|-----------------------|----------------------|
| α_1 | $-1.1 \cdot 10^{-12}$ | $3.8 \cdot 10^{-12}$ |
| α_2 | $4.1 \cdot 10^{-14}$ | $8.3 \cdot 10^{-12}$ |
| α_3 | $2.8 \cdot 10^{-13}$ | $2.4 \cdot 10^{-11}$ |

TABLE 3.2 – Valeur moyenne et écart type des coefficients α ajustés sur les données pour environ 200 périodes de 10 j.

trouvées [Tableau 3.2](#). En résumé, malgré que le modèle en température marche bien en moyenne, nous pourrions étudier les effets d'un modèle purement linéaire.

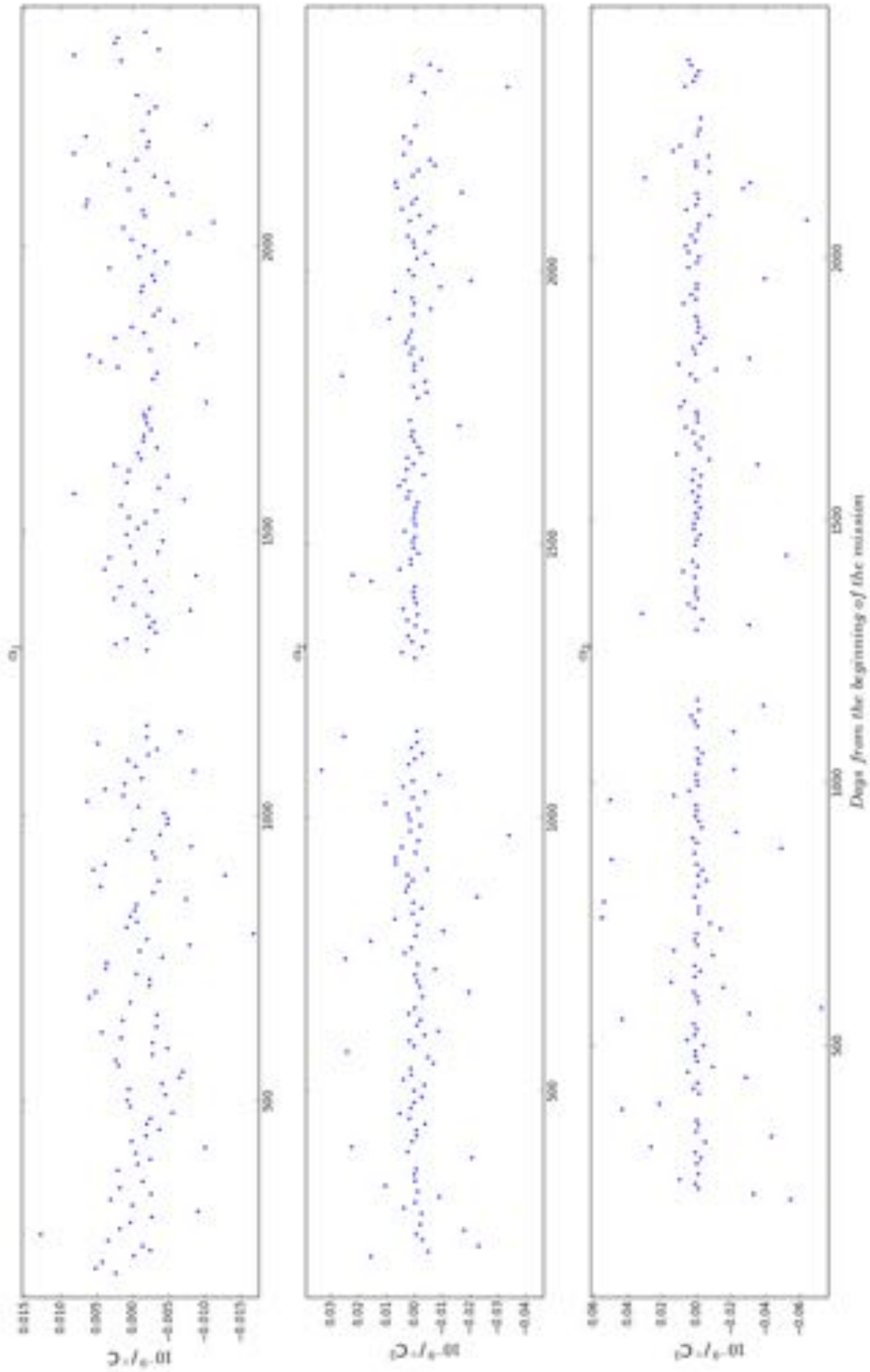


FIGURE 3.11 – Coefficients α_i en température pour la période de Juin 2008 à Juin 2014 pour environ 200 ajustements sur des périodes de 10 j. Il n'en résulte aucune évolution long terme si ce n'est du bruit local.

3.3.3 Dérive globale et vieillissement

La dérive globale du biais de fréquence de Jason-2 est liée à l'accumulation de dose (effet mémoire des radiations) et au vieillissement. Il n'y a pas de renversement de la dérive de fréquence sur Jason-2. Le vieillissement est plutôt représenté comme une fonction logarithmique (au moins sur les premiers 90 j, soit le temps de chauffage au début de la mise en route) et se produit de façon plus linéaire ensuite (Delmas, 2009; Vig and Walls, 1994). De 2008 à 2014, la dérive globale de fréquence a diminué de $1.9 \cdot 10^{-11}/j$ à $0.8 \cdot 10^{-11}/j$ (voir Figure 3.12). Sur 10 jours, nous choisissons une représentation quadratique empirique de la dérive globale :

$$\delta\tilde{\nu}_D(t) = \sum_{j=0}^2 \beta_j t^j \quad (3.4)$$

Avec :

β_i : sensibilité de la fréquence au temps pour le terme de degré i .

Les coefficients β_i de l'Équation 3.4 sont ajustés sur les données de transfert de temps sol-espace. Au même titre que la température, il est également possible d'étudier l'évolution des coefficients sur le long terme.

La Figure 3.12 représente les trois coefficients β_0 en haut, β_1 au milieu et β_2 en bas. β_0 est le biais de fréquence principal (aussi mesuré par DIODE (Jayles et al., 2015)). β_1 représente le vieillissement et la perte de sensibilité de l'oscillateur, en grande partie à cause des radiations. Les petites variations présentes sont liées à la période à 59 jours. β_2 montre un effet d'ordre 2, voir une diminution exponentielle lente de la fréquence au travers de l'effet mémoire, qui est associé à une "fatigue radiative" de l'oscillateur, c'est-à-dire qu'il va de moins en moins répondre au stress induit par les radiations. Ce processus est cohérent avec la technique d'irradiation d'avant vol qui a pour but de rendre moins sensible l'oscillateur.

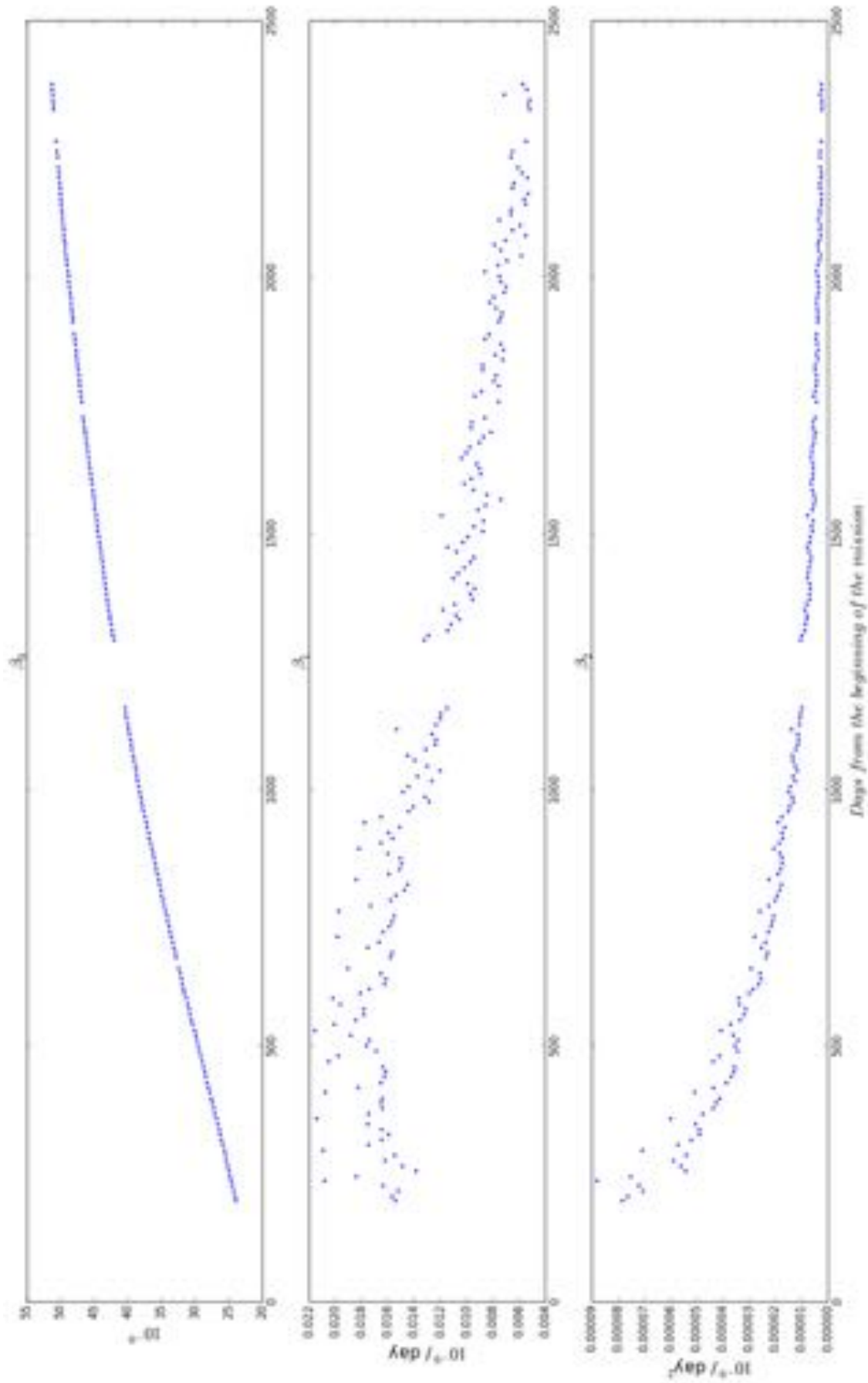


FIGURE 3.12 – Évolution des coefficient β_i liés à la dérive globale. La figure du haut (β_0) est cohérente avec la mesure du bais de fréquence par T2L2 et la MOE. La figure du milieu (β_1) représente un vieillissement général et enfin la figure du bas (β_2) serait plutôt liée à une fatigue radiative.

Pour les coefficients de la dérive globale, il est compliqué de comprendre leurs origines. En effet, le vieillissement, le bruit et les radiations seront indistinctes sur 10 j, dû à notre ajustement de degré 2. C'est parce que sur 10 j uniquement, ces effets sont quadratiques. Pour mieux comprendre le vieillissement et l'effet des radiations à long terme nous allons faire une étude sur le long terme (voir [section 3.4](#)).

3.3.4 Modèle complet court terme

Modèle complet pour Jason-2

Pour réaliser le modèle complet de l'OUS de Jason-2, nous allons considérer la somme algébrique de $\delta\tilde{\nu}_T$, $\delta\tilde{\nu}_{SAA}(t)$ et $\delta\tilde{\nu}_D(t)$. Nous considérons également les effets de la relativité générale, dus aux variations du potentiel du satellite et de sa vitesse. Dans le contexte de la métrique de Schwarzschild et au niveau de 10^{-13} , nous prenons seulement en compte les termes en $1/c^2$ dans un repère inertiel ([Petit and Wolf, 1994](#)).

Les effets sont considérés indépendants ([Vig and Walls, 1994](#)), nous pouvons donc sommer l'[Équation 3.2](#), [Équation 3.3](#) et [Équation 3.4](#) :

$$\sum_E \delta\tilde{\nu}_E(t) = \delta\tilde{\nu}_{SAA}(t) + \delta\tilde{\nu}_T(t) + \delta\tilde{\nu}_D(t) \quad (3.5)$$

Avec :

$\delta\tilde{\nu}_{SAA}(t)$: le modèle radiatif qui dépend des coefficients γ_Q et τ qui sont ajustés et de γ_1 qui est à la valeur donnée par le CNES,

$\delta\tilde{\nu}_T(t)$: le modèle en température qui dépend des coefficients $\alpha_i, i \in \{1, 2, 3\}$ qui sont ajustés et $\alpha_t = 0$ qui est fixé à 0 car négligeable,

$\delta\tilde{\nu}_D(t)$: le modèle de la dérive globale qui dépend des coefficients $\beta_i, i \in \{1, 2\}$ qui sont ajustés.

L'[Équation 3.6](#) est l'expression adoptée pour le modèle complet (on néglige la vitesse de la station devant celle du satellite).

$$\boxed{\delta\tilde{\nu}_B(t) = \sum_E \delta\tilde{\nu}_E(t) + \frac{1}{c^2} \left[U_B + \frac{1}{2} v_B^2 \right]} \quad (3.6)$$

Avec :

$\sum_E \delta\tilde{\nu}_E$: la somme des effets physiques E , qui affectent l'OUS (voir [Équation 3.5](#)),

U_B : le potentiel au satellite,

v_B : la vitesse du satellite.

Ce modèle est ajusté sur 10 j, pendant quelques années, sur les données du transfert de temps sol-bord T2L2 (voir [chapitre 2, section 2.2.5](#)). Pour tenir compte des qualités différentes des stations laser, nous avons arbitrairement pondéré, en fonction de leurs stabilités (deuxième colonne dans le [Tableau 3.3](#)) de leurs systèmes de temps au sol (voir [Tableau 3.3](#)), les 10 stations qui ont servi à l'analyse (Grasse 7845, Herstmonceux 7840, Matera 7941, Wettzell 8834, Zimmerwald 7810, French Transportable Laser Ranging Station (FTLRS) 7822, Changchun 7237, Koganeï 7308, McDonald 7080, Yarragadee 7090). Afin de parfaitement ajuster le modèle sur les données de T2L2, nous avons fait le choix de considérer le vieillissement comme une dérive local (sur 10 j); $\delta\tilde{\nu}_D(t)$, [Équation 3.4](#). Nous verrons dans la partie long terme que, en revanche, la dérive globale est bien considérée comme la conséquence de deux sources : vieillissement et effet radiatif mémoire (γ_2 [Équation 3.2](#)) dont nous proposerons une forme analytique.

| Station | Écart-type ($\cdot 10^{-9}$) | Données moyennes gardées par jour | Poids |
|---------|--------------------------------|-----------------------------------|-------|
| 7845 | 0.00079 | 210 | 0.9 |
| 7080 | 0.0011 | 15 | 0.6 |
| 7090 | 0.0013 | 41 | 0.2 |
| 7237 | 0.0014 | 35 | 0.4 |
| 7308 | 0.0011 | 27 | 0.6 |
| 7810 | 0.0013 | 42 | 0.4 |
| 7822 | 0.0017 | 49 | 0.9 |
| 7828 | 0.00056 | 75 | 0.9 |
| 7829 | 0.00066 | 42 | 0.9 |
| 7840 | 0.0010 | 50 | 0.8 |
| 7941 | 0.0011 | 67 | 0.8 |
| 8834 | 0.00091 | 80 | 0.8 |

TABLE 3.3 – Statistique des produits de fréquence T2L2 par station pour environ 200 périodes de 10 jours de Juin 2008 à Juin 2014.

La [Figure 3.13](#) représente le modèle sur 15 jours, évalué toutes les 30 s, pour le mois de Janvier 2013, en ayant retiré la dérive globale pour plus de lisibilité. Nous avons superposé les données de T2L2 pour cette même période et pour 6 stations laser. En fonction de la stabilité de l'horloge utilisée par les stations laser, les données vont plus ou moins bien suivre les variations du modèle (par exemple Grasse 7845 en jaune et Changchun 7237 en rouge). Concernant le modèle (en noir), les pics représentent les passages successifs sous la SAA, et l'épaisseur générale laisse deviner l'effet orbital de la température. Les grandes variations sont causées par les changements de la température à cause des variations d'attitude de la plateforme (2 à 3°C). La réalisation locale du modèle a une précision

3.3. Modélisation

de $5 - 6 \cdot 10^{-13}$ avec des variations de l'ordre de quelques 10^{-12} . Les ajustements sur les données sont effectués par moindres carrés et les coefficients ajustés sont présentés [Tableau 3.4](#).

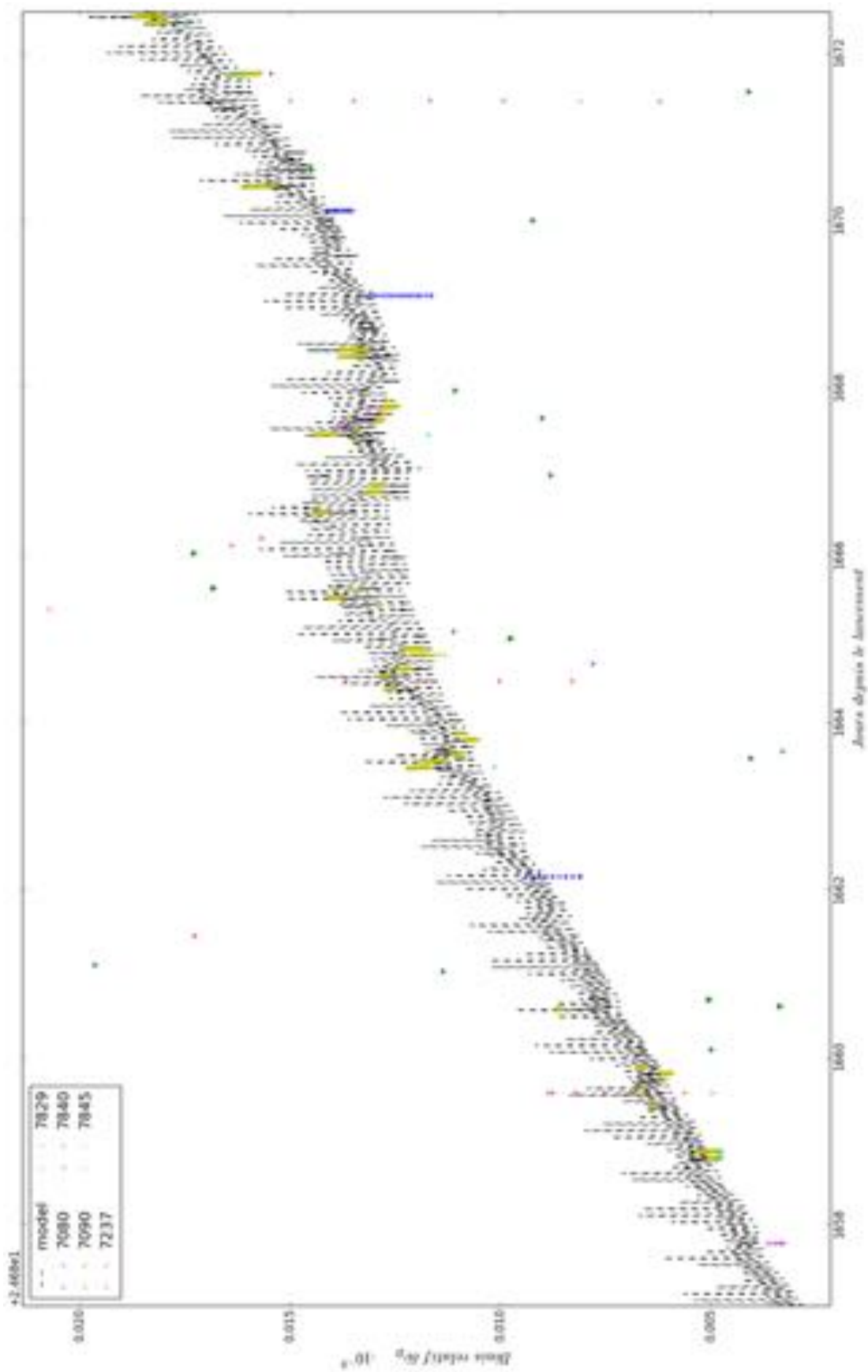


FIGURE 3.13 – Représentation du modèle (noir) sur 15 jours toutes les 30 s pour le mois de Janvier 2013. Les croix colorées sont les données de 6 stations laser qui ont permis de construire le modèle. Les pics noirs correspondent aux passages dans la SAA, les oscillations à 2 h aux passages dans l'ombre de la Terre, et les grandes variations au changement de température sont dues aux changements d'attitude. La précision est estimée à $5 - 6 \cdot 10^{-13}$, avec des variations de l'ordre de quelques 10^{-12} .

| Modèle(s) | Coefficients | <i>a priori</i> | <i>a posteriori</i> | Commentaires |
|-------------|-----------------------|--|---------------------------------|--------------------|
| Dérive | $\beta_i (i = 0, 2)$ | $\beta_0 = 20 \cdot 10^{-9}$ | fig. 3.12 | β_i ajustés |
| | | $\beta_1 = 1.9 \cdot 10^{-11} \text{ d}^{-1}$ | fig. 3.12 | |
| | | $\beta_2 = 0.0$ | fig. 3.12 | |
| Température | $\alpha_i (i = 1, 3)$ | $\alpha_1 = 7 \cdot 10^{-13} / ^\circ\text{C}$ | $-1.1 \cdot 10^{-12}$ fig. 3.11 | α_i ajustés |
| | | $\alpha_2 = 0.0$ | $4.1 \cdot 10^{-14}$ fig. 3.11 | |
| | | $\alpha_3 = 0.0$ | $2.8 \cdot 10^{-13}$ fig. 3.11 | |
| | | $\alpha_t = 0.0$ | 0 | fixé |
| Radiations | γ_1 | $\gamma_1 = 6.5 \cdot 10^{-12} / \text{rad}$ | | ajusté |
| | γ_Q | | 5 (%) | fixé |
| | τ | 10 min | 8 min | ajusté |

TABLE 3.4 – Coefficients du modèle complet, les valeurs *a priori* viennent des études au sol (Tableau 3.1). Les autres sont estimés par ajustement moindres carré sur 10 j.

Hypothèse de similarité Jason-2 et Jason-3

Suivant la même philosophie que pour Jason-2, nous pouvons construire un modèle court terme pour Jason-3, qui ne dispose pas de T2L2 à bord. Mais comme il s'agit de satellites quasiment identiques, il n'y a pas de raison que les processus soient très différents ; il faut juste faire attention aux coefficients. La Figure 3.14 est une représentation sur 10 jours de ce modèle pour l'OUS de Jason-3. Cette étude est préliminaire mais est aussi prometteuse vu les pics des produits de la MOE (fréquence bord ajustée le long du calcul de l'éphéméride dite MOE). C'est pourquoi nous faisons une hypothèse de similarité. Cette hypothèse de similarité est basée sur plusieurs faits :

- la période de 2016 (8 mois) où les orbites sont identiques à 80 s près entre Jason-2 et Jason-3,
- la SAA a le même flux et la même position,
- la température est différente en moyenne, mais les variations sont les mêmes,
- l'attitude est la même à quelques heures près,
- l'oscillateur est de la même classe : DGXX.

Nous pouvons faire quelques remarques sur le comportement de l'OUS de Jason-3 par rapport à celui de Jason-2. Compte tenu de l'effet de vieillissement du quartz, nous avons proposé à la communauté IDS (lors du congrès de l'IDS annuel à La Rochelle en 2016)

de ne pas comparer directement Jason-2 et Jason-3, mais de comparer les oscillateurs au même âge, à savoir entre 3 et 6 mois (Jason-3 a été lancé le 17 janvier 2016) et Jason-2 avait 3 - 6 mois fin 2008. Il en résulte que :

- la dérive globale de Jason-3 est largement supérieur à celle de Jason-2 au même âge,
- nous ne disposons pas de T2L2 sur Jason-3, mais nous avons obtenu du centre d'analyse de l'IDS à Toulouse (CNES-CLS, H. Capdeville) les sorties fichiers du calcul d'orbite en terme de biais de fréquence ajusté (qui sont moins précises que les données obtenues par T2L2, de plus il n'y a pas de T2L2 à bord de Jason-3),
- nous avons "réglé" le modèle avec les mêmes coefficients de température, mais avec une sensibilité 2.5 fois plus forte pour les radiations par rapport à Jason-2,
- la [Figure 3.14](#) semble refléter une bonne adéquation entre le modèle et les données, mais pour une série de pics sur deux. Nous devons encore comprendre pourquoi (différence orbites montantes et descendantes, absorption par l'ajustement d'orbite, etc.).

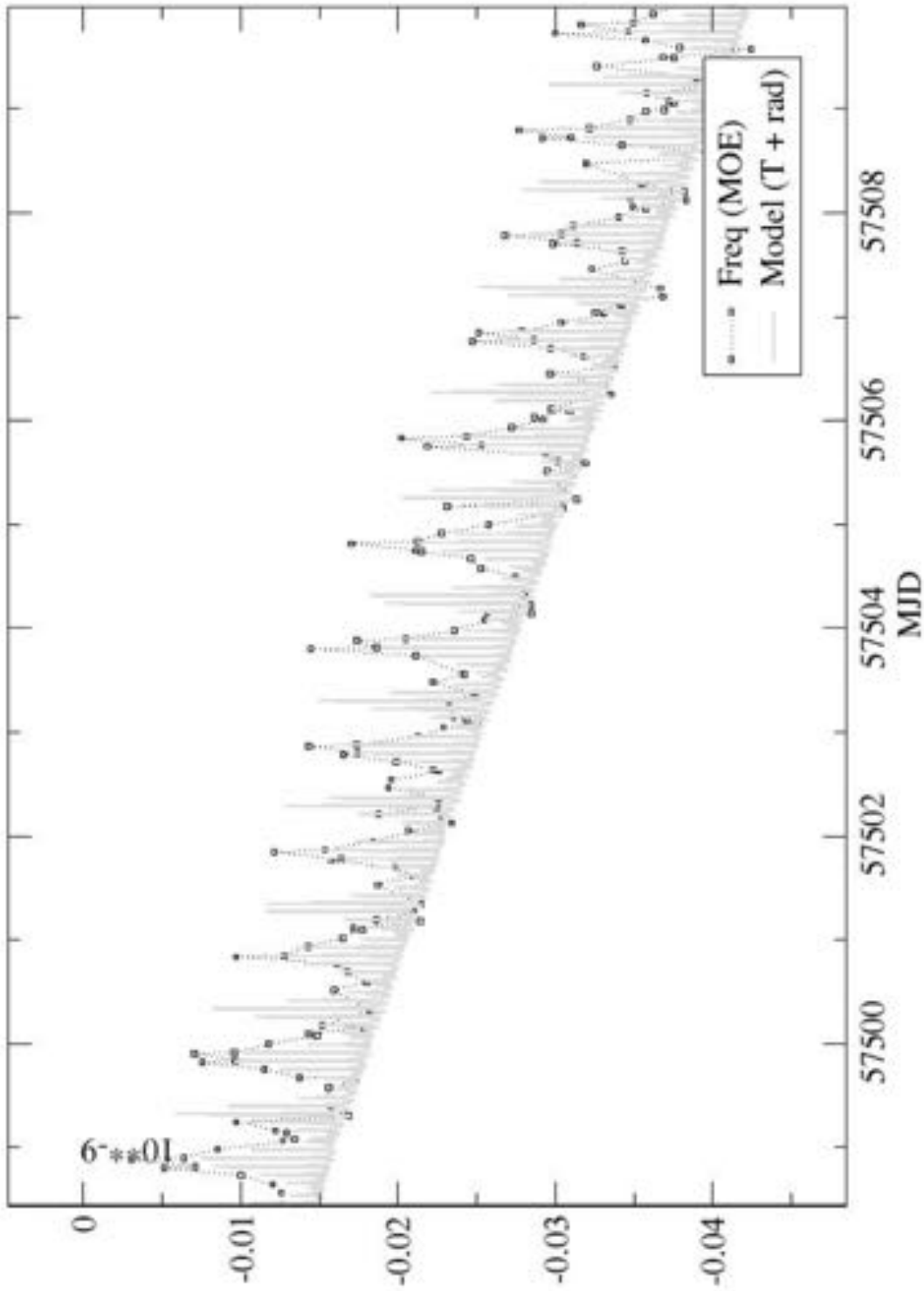


FIGURE 3.14 – Modèle court terme pour l’OUS Jason-3 basé sur les radiations et la température, compte tenu du savoir faire acquis avec T2L2 sur Jason-2. Les fréquences issues de la MOE présente bien des pics moyennés des passages successifs dans la SAA représentés en gris clair.

3.4 Étude long terme

3.4.1 Introduction

La première partie de l'étude de l'environnement spatial s'est focalisée sur les effets à court terme (température et passages successifs du satellite dans la SAA). Dans cette section, nous allons présenter notre étude sur des effets à plus long terme (période à 59 jours et +). La [Figure 3.15](#) est une représentation depuis Juin 2008 à Septembre 2016 du biais de fréquence observé par deux stations laser, Grasse 7845 en bleu et Herstmonceux 7840 en rouge. Ces deux stations sont très stables en terme de référence de fréquence (H-maser). La figure du milieu a été arbitrairement décalée de $0.3 \cdot 10^{-9}$ pour plus de clarté ; elle est obtenue en retirant une tendance quadratique à partir de la figure du haut, soit une manière de retirer les effets du vieillissement. La figure du bas représente 3 périodes à 59 jours dont les variations de fréquence sont totalement liées aux mouvements d'attitude de la plateforme.

Concernant la dérive générale de fréquence ; sa forme parabolique amortie illustre les effets du vieillissement et de la fatigue radiative qui ont tendance à rendre l'oscillateur moins sensible au cours du temps.

Ce que nous voulons faire ici, c'est tenir compte des effets physiques à long terme, suspectés de produire une variation de fréquence, faible localement mais toujours cumulative. Notre but, contrairement à la partie précédente (modèle à 10 j), est de caractériser l'interaction oscillateur-environnement du mieux possible sur plusieurs années, sans forcément atteindre une résolution inférieure à 10^{-12} . En dehors du vieillissement propre à l'oscillateur, sachant que les radiations semblent causer le principal effet, à long terme les variations de fréquence deviennent alors, à l'inverse, une source d'information très fine sur l'amplitude changeante du flux de protons. Ces phénomènes sont cependant très faibles et ne peuvent être identifiés et compris que si les signaux à moyen terme sont tout d'abord étudiés puis réduits. En particulier, il se trouve que la période à 59 j, liée à l'attitude de la plateforme implique un signal de fréquence (répétitif) particulier dont tous les éléments (articles, sensibilités aux divers effets, etc.) dont nous faisons l'hypothèse qu'il est d'origine radiative. En plus les coefficients empiriques du modèle ajustés tous les 10 j sur plusieurs années (voir [Figure 3.12](#)) nous indiquent clairement une diminution régulière, en fonction du temps, de ce signal. C'est ce que nous proposons d'étudier ici.

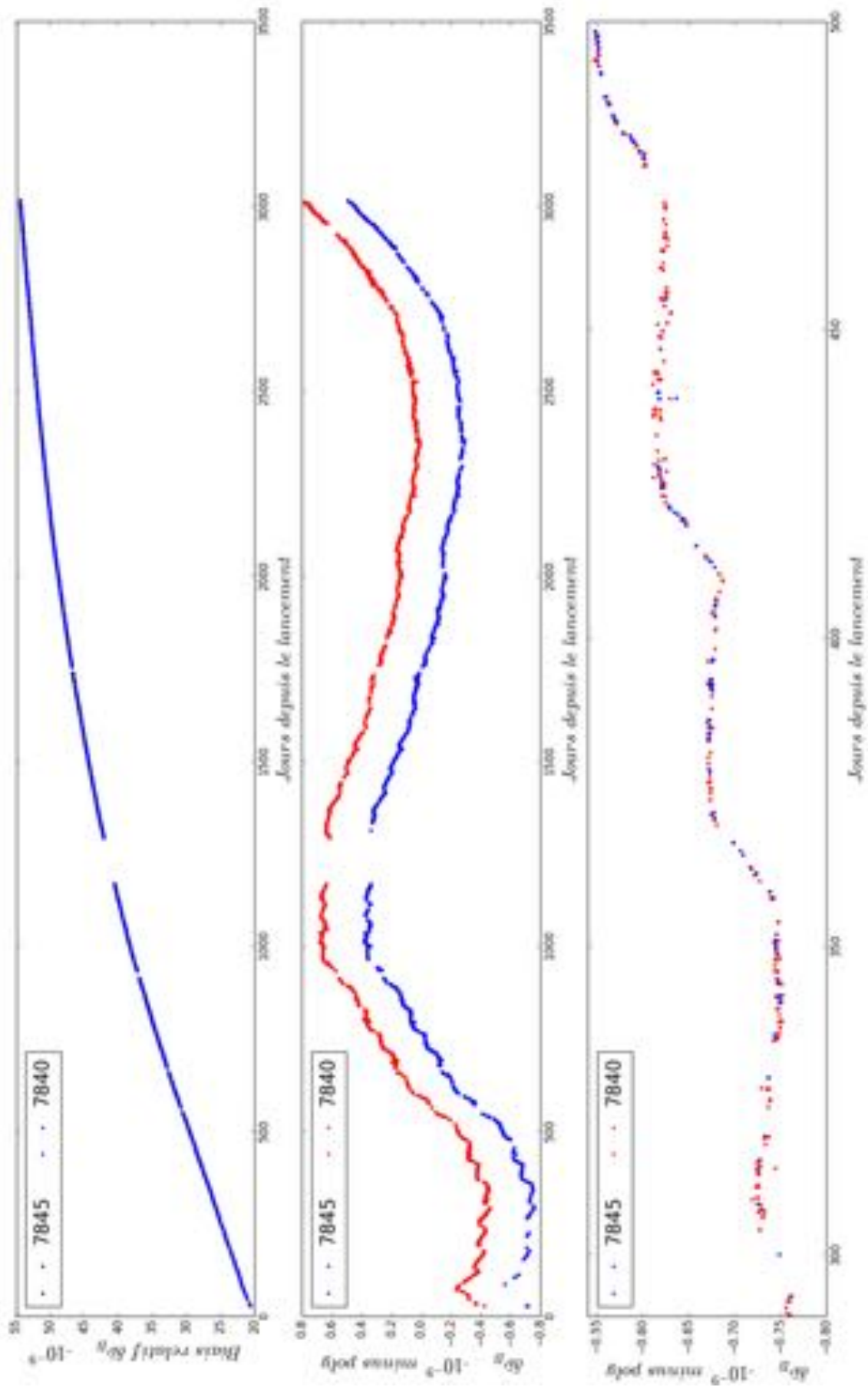


FIGURE 3.15 – Biais de fréquence de l'OUS Jason-2 obtenu à partir de Grasse 7845 (bleu) et Herstmonceux 7840 (rouge) depuis Juin 2008 à Septembre 2016. La figure du milieu a été arbitrairement décalée de $0.3 \cdot 10^{-9}$. Elle est obtenue en retirant une tendance quadratique à la figure du haut. La figure du bas est un zoom sur 200 j et met en évidence la période à 59 jours.

3.4.2 Nature de la période à 59 jours

Une origine radiative

La [Figure 3.16](#) présente le même phénomène que la [Figure 3.15](#) du bas : 3 périodes à 59 jours vues à la fois par T2L2 (en bleu) depuis la station de Grasse 7845 et par l'orbitographie MOE (en rouge). Cette période peut être séparée en deux signaux. Une dérive avec une pente constante positive pendant 10 jours et une période de relaxation pendant 49 j. Le front de montée commence et s'arrête exactement lorsque le *yaw-fixed* commence et s'arrête respectivement ; lorsque le *yaw-steering* commence, la relaxation commence (voir les fichiers d'attitude sur le site web de l'IDS⁵).

Ces variations de fréquence sont donc corrélées avec les changements d'attitude de la plateforme de Jason-2. La [Figure 3.17](#) présente (en vert) cette période à 59 jours pour le début de la mission Jason-3, que nous avons comparée à celle de Jason-2 (en bleu) également pour le début de sa mission (357 jours après le lancement et donc décalé Jason-3 d'autant). Pour superposer ces deux courbes, nous avons décalé celle de Jason-2 (bleu) de $1.3 \cdot 10^{-10}$. Les premières conclusions sont : d'une part Jason-3 semble au moins 2 fois plus sensible que Jason-2 à cet effet, la pente du front de montée est plus importante, d'autre part les variations de Jason-3 sur le court terme (petits pics) sont également visibles et deux fois supérieurs à ceux de Jason-2 (A. Belli et al. OSTST IDS meeting).

L'origine de cette variation de fréquence à 59 j ne peut pas être thermique. En effet, les variations sont beaucoup trop grandes (environ $3 \cdot 10^{-11}$ au bout de 10 jours pour Jason-2 et $1.5 \cdot 10^{-10}$ en début de mission pour Jason-3). Nous savons que la fréquence répond de façon opposée à la température. Compte tenu de la sensibilité thermique que nous avons trouvée ($\alpha_1 = -1.1 \cdot 10^{-12}/^\circ\text{C}$), une variation de $3 \cdot 10^{-11}$ correspondrait à une montée en température de presque 30 °C, qui n'est bien entendu pas observé dans les mesures de la température.

Nous faisons donc l'hypothèse d'un effet radiatif. Nos arguments sont les suivants : d'abord le schéma de ces variations ressemble au schéma court terme lors des passages dans la SAA avec une dérive de fréquence positive et une guérison en négatif, (mais qui prend effet sur plus long terme). Ensuite la [Figure 3.15](#) du milieu montre un amortissement de la période à 59 j sur le long terme, que nous attribuons clairement à la fatigue radiative, c'est-à-dire à une perte de sensibilité de l'oscillateur aux radiations, ce qui est cohérent avec la diminution (partie radiative, coefficient γ_2) de la dérive globale. Or nous avons vu qu'il n'y a pas de fatigue pour la température. En outre, la pré-irradiation montre que l'oscillateur est de moins en moins sensible. En effet, si la pente de la variation de fréquence

5. <http://ids-doris.org/>

3.4. Étude long terme

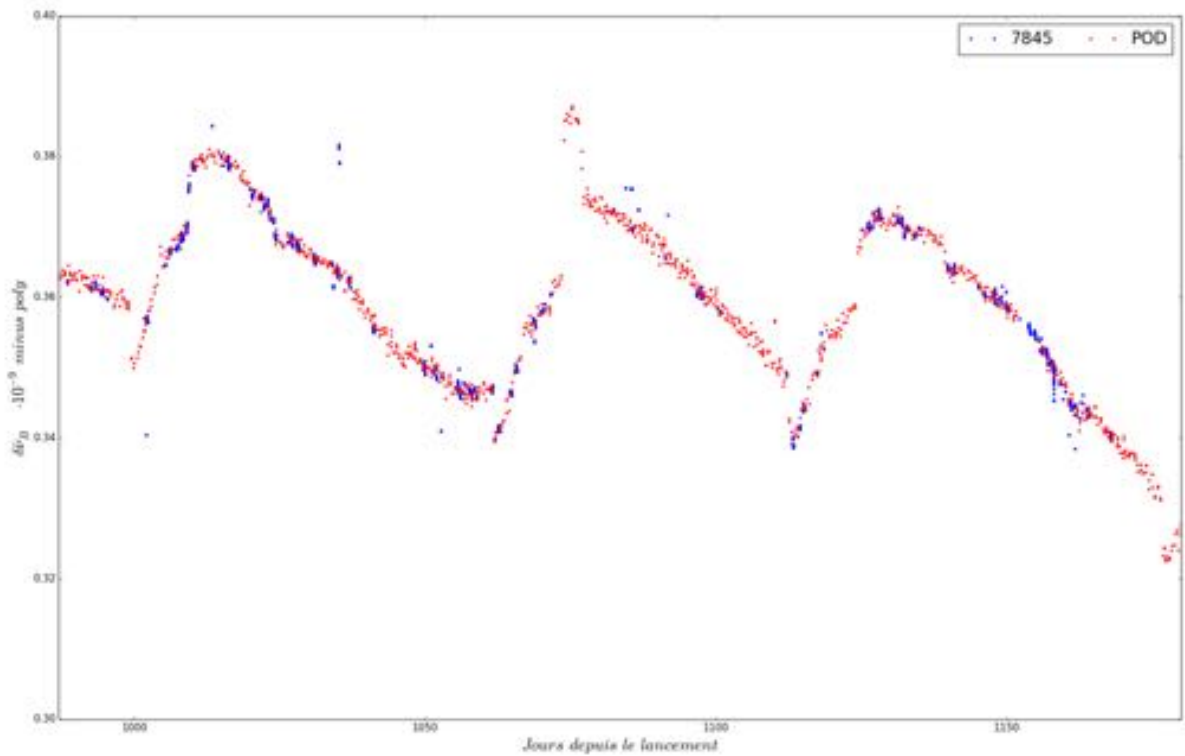


FIGURE 3.16 – Période à 59 jours vue à la fois par l’orbitographie (rouge) et T2L2 (en bleu) depuis le transfert de temps sol-espace avec Grasse 7845.

pendant les 10 j de *yaw-fixed* reste inchangée pendant plusieurs années, la variation totale, elle, diminue très lentement.

Nous proposons le scénario suivant : pendant les changements d’attitude, la plateforme privilégie une direction particulière de l’espace ; en fait, la direction -Y se trouve parallèle à la déclinaison du champ magnétique représentée Figure 3.18 et publiée par l’International Geomagnetic Reference Field (IGRF) (Finlay et al., 2010; Macmillan and Finlay, 2011). Or c’est autour des lignes de champ magnétique que se trouvent les particules ionisantes. Des analyses complémentaires sont nécessaires pour mieux comprendre ces phénomènes, mais cela reste néanmoins notre meilleure hypothèse actuelle.

Modélisation

De la même façon que pour le court terme, nous allons séparer notre modélisation (Équation 3.10) en deux parties plus une. Une exposition supplémentaire pendant le *yaw-fixed* (10 j), une guérison (49 j) et une fatigue radiative (long terme). L’effet du vieillissement quartz est représenté par l’équation (Delmas, 2009) :

$$\delta\tilde{\nu}_{ag}(t) = a \cdot \log(bt + c) \quad (3.7)$$

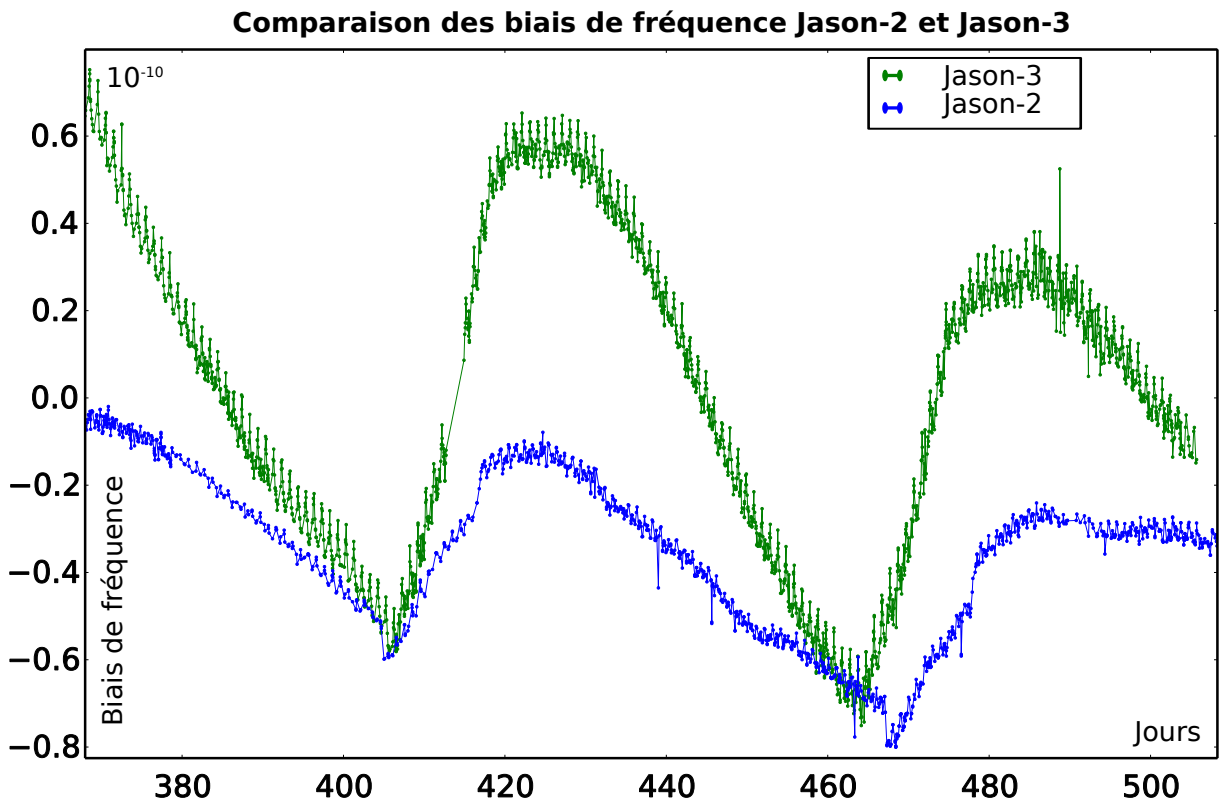


FIGURE 3.17 – Comparaison moyen terme de Jason-2 (bleu) et Jason-3 (vert) pour le début respectif de leurs missions par rapport à la période à 59 j. En fait, nous avons regardé les variations de Jason-2 à 357 jours du lancement (et donc décalé Jason-3 d'autant), et nous avons décalé de $1.3 \cdot 10^{-10}$ les valeurs pour les superposer à Jason-3. Jason-2 est moins sensible que Jason-3, en effet la pente du front de montée de Jason-3 est plus forte et des pics sont visibles en plus sur la courbe verte.

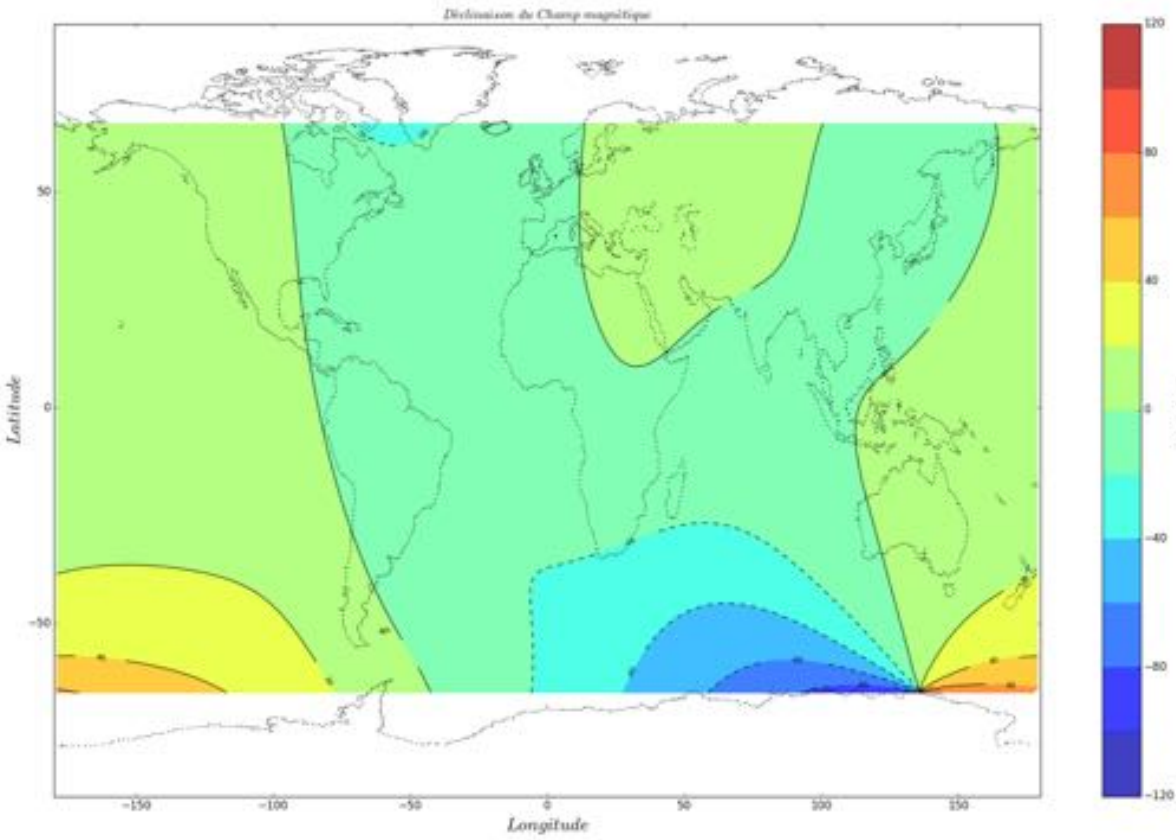


FIGURE 3.18 – Déclinaison du champ magnétique terrestre à l’altitude de Jason-2.

3.4. Étude long terme

Notre modèle long terme (LT) est donc constitué de 3 effets mis sous 3 formes analytiques différentes. En dehors de l'effet d'âge, il est "contrôlé" par une fatigue au cours du temps, représentée par $W(t)$, qui n'apparaît pas dans le modèle court terme [Équation 3.2](#)). En fait, ce sont les coefficients β_j de l'[Équation 3.4](#) du modèle de dérive globale, qui l'absorbent et nous montrons qu'il y a une fatigue, ce qui permet de proposer :

$$W(t) = (a_W + b_W \cdot t) \cdot e^{-t/\tau_{LT}} \quad (3.8)$$

Avec :

$(a_W + b_W \cdot t)$: une tendance affine à laquelle nous appliquons une décroissance exponentielle,

τ_{LT} : le taux de décroissance long terme (LT, plusieurs milliers de jours, typiquement 4500 j).

On considère également la dose reçue pendant le *yaw-fixed* par l'équation :

$$\delta\tilde{\nu}^{yf}(t_{yf}) = \gamma_1 \int_{t_{yf}}^{t_{ys}} \gamma_Q \cdot D^{yf}(t) dt \quad (3.9)$$

$$\delta\tilde{\nu}^{yf}(t > t_{yf}) = \delta\tilde{\nu}^{yf}(t_{yf}) \cdot 2 \left(\cdot e^{-(t-t_{yf})/\tau_{MT}} - 1 \right) \quad (3.10)$$

Avec :

t_{yf} : temps d'entrée du régime *yaw-fixed*,

t_{ys} : temps d'entrée du régime *yaw-steering*,

$\delta\tilde{\nu}^{yf}(t_{yf})$: la valeur de la fréquence pendant le *yaw-fixed* (yf),

γ_1 : la sensibilité de l'OUS ([Équation 3.2](#)),

γ_Q : Pourcentage de la dose réellement reçue ([Équation 3.2](#)),

$D^{yf}(t)$: la dose d'exposition durant t ,

$\delta\tilde{\nu}^{yf}(t > t_{yf})$: la valeur de fréquence pendant la guérison,

τ_{MT} : le taux de décroissance moyen terme (MT).

Le modèle long terme devient donc :

$$\delta\tilde{\nu}_{LT}(t) = \delta\tilde{\nu}_{ag}(t) + W(t) \left[\delta\tilde{\nu}^{yf}(t_{yf}) + \delta\tilde{\nu}^{mem}(t) \right] \quad (3.11)$$

Avec :

$\delta\tilde{\nu}^{mem}(t)$: une représentation de l'effet mémoire auquel est associé une dose D_{mem} .

Nous pouvons rajouter le modèle court terme (Équation 3.6) pour obtenir le modèle physique complet.

$$\boxed{\delta\tilde{\nu}_{TOT}(t) = \delta\tilde{\nu}_{SAA}(t) + \delta\tilde{\nu}_T(t) + \delta\tilde{\nu}_D(t) + \frac{1}{c^2} \left[U_B + \frac{1}{2}v_B^2 \right] + \delta\tilde{\nu}_{LT}(t)} \quad (3.12)$$

Les termes thermiques, radiatifs et liés à la relativité du modèle court terme ne sont pas soumis à la fatigue radiative $W(t)$, sauf le τ de relaxation dans la SAA. En résumé, les 3 termes liés aux radiations sont à court terme, moyen terme (*yaw-fixed* à 59j) et à long terme (effet mémoire); ils sont paramétrés pour γ_1 et γ_Q (Équation 3.2). Si la dose radiative $D_{SAA}(t)$ est mesurée par CARMEN-2, les doses indiquées dans $D^{yf}(t)$ et D_{mem} une dose associée à un effet mémoire, sont discutées ci-dessous.

Ces deux quantités ont été ajustées sur 1700 j, tout comme les coefficients de $W(t)$. Puisque $D^{yf}(t)$ ne contrôle que la période à 59j et que D_{mem} ne contrôle que la dérive radiative, et qu'enfin les deux signaux sont très différents (indépendants), il est raisonnable de les estimer en même temps. Nous avons les valeurs suivantes : $D^{yf}(t) = 12$ rad, $D_{mem} = 35$ rad, $\tau_{LT} = 4750$ j, a_W et b_W . Si D_{mem} revient à prendre un coefficient d'efficacité de 7% et d'un flux SAA moyen de $500 \text{ p}^+ \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, nous n'avons pas d'explication de la quantité $D^{yf}(t)$. Enfin τ_{LT} a été estimé également sur les mesures de manière à diviser les effets $\delta\tilde{\nu}^{yf}(t_{yf})$ et $\delta\tilde{\nu}^{mem}(t)$ par deux au bout de 8 ans, ce que nous constatons. L'ensemble est cohérent, et un extrait est donné Figure 3.19. Il est essentiellement destiné à : *i*) expliquer de manière qualitative les effets sur le long terme, *ii*) contraindre les phénomènes observés à court terme et les coefficients empiriques trouvés. **Le modèle long terme est ajusté à $1 - 2 \cdot 10^{-12}$ sur les données (sur 1700 j), pour une variation totale du biais de fréquence de $20 \cdot 10^{-9}$, c'est à dire que nous expliquons plus de 99.99% de la variation de fréquence de l'OUS Jason-2.**

Le modèle appliqué à Jason-3 est identique (Figure 3.20), les résultats à long terme (seulement sur 120 j actuellement) sont équivalents à ceux de Jason-2; on ne peut pas encore détecter précisément la fatigue $W(t)$ sur $\delta\tilde{\nu}^{yf}(t_{yf})$ et $\delta\tilde{\nu}^{mem}(t)$.

3.5 Conclusion et discussion

Le transfert de fréquence sol-bord à l'aide du lien "dérivé" T2L2 permet de lire très précisément les variations de fréquence de l'oscillateur à bord de Jason-2. Ces variations ont des origines physiques, liées à l'environnement spatial. Après une étude de la littérature très riche dans ce domaine et du cas spécifique de Jason-2 pour rechercher les causes

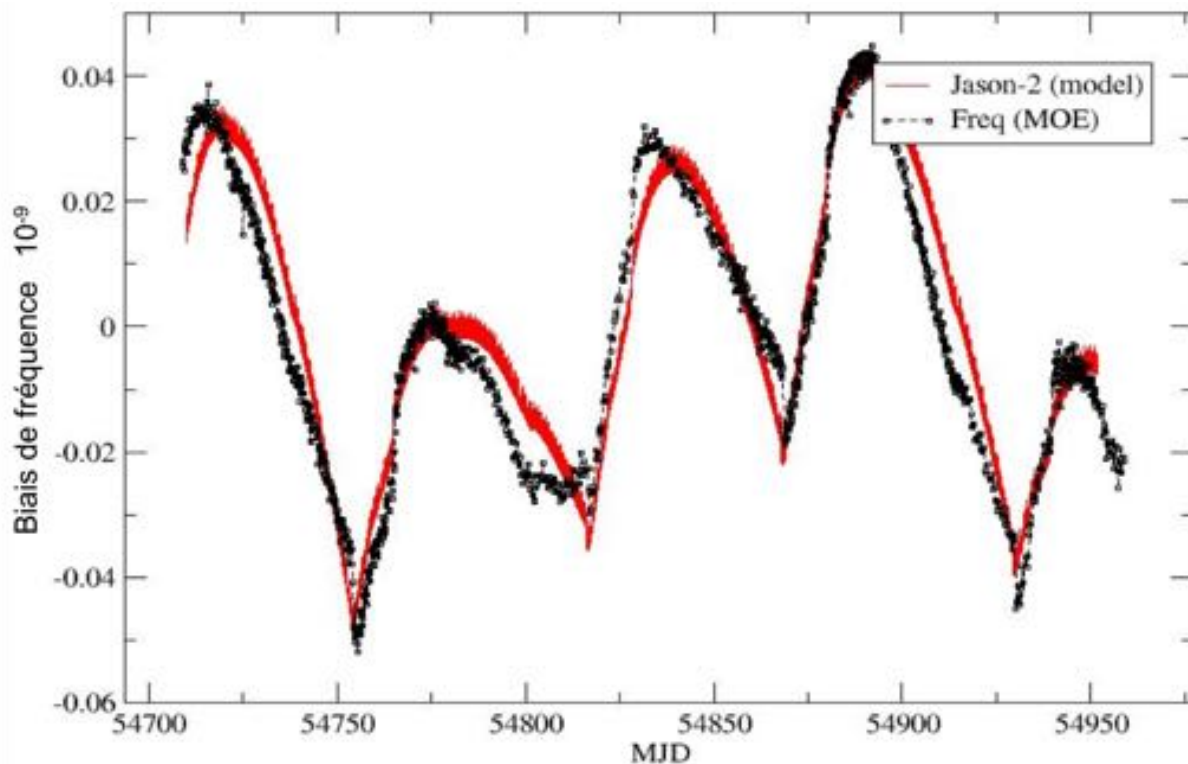


FIGURE 3.19 – Modélisation de la période à 59 j pour Jason-2 en rouge (court terme inclus). Les données issues de la MOE sont en noir.

et les effets de tel ou tel phénomène, nous avons retenu les plus influents : radiations, température et vieillissement. De nombreuses expériences ont permis de quantifier en laboratoire la réponse d'un l'oscillateur spatial à différents effets, comme la température et les radiations. Tout ceci, expériences et articles spécialisés, nous a permis de proposer un modèle pour décrire le comportement de l'oscillateur en vol dans sa globalité.

Ce modèle a d'abord été proposé sur le court terme, pour une période de 10 j. Les expressions analytiques choisies permettent de le paramétrer afin qu'il soit reproductible dans d'autres cas. Les coefficients empiriques sont ajustés sur les données du transfert de fréquence T2L2. La précision du modèle est donnée à $5 - 6 \cdot 10^{-13}$, pour une cohérence d'ensemble autour de 10^{-12} .

Nous avons ensuite proposé une modélisation, sur le plus long terme, en faisant l'hypothèse que les radiations agissent, non seulement à court terme mais aussi à moyen terme, période à 59 j, et à long terme au travers d'un effet mémoire. Ce modèle complet nous permet d'expliquer 99.99% de la variation totale de fréquence de l'OUS de Jason-2 sur 5 ans.

Les parties court et moyen terme ont été appliquées à Jason-3, satellite identique à Jason-2. Jason-3 ne dispose pas de T2L2, mais bien qu'il reste des analyses à effectuer,

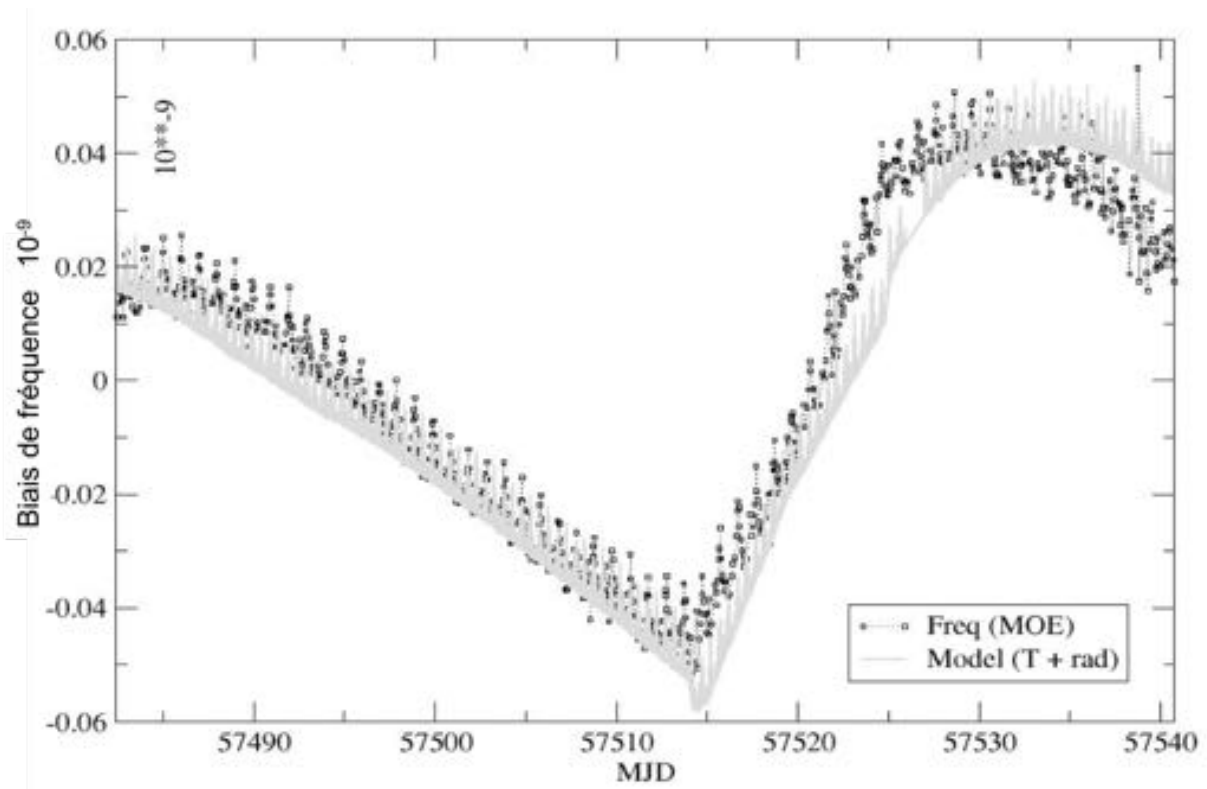


FIGURE 3.20 – Modélisation de la période à 59 j pour Jason-3 en gris clair (court terme inclus). Les données de la MOE sont en gris foncé

nous avons montré qu'il était aussi possible de modéliser son OUS, qui apparait être 2.5 fois plus sensible aux radiations que celui de Jason-2. L'étape à venir est d'appliquer le modèle à d'autres oscillateurs DORIS, d'autres configurations spatiales et d'analyser les impacts en géodésie (orbitographie et positionnement/navigation).

Autres oscillateurs : La plupart des oscillateurs DORIS sont sensibles à l'environnement, mais en fonction de leur orbite et leur sensibilité propre, il est difficile de trouver une explication à tous les signaux que nous pouvons observer sur la [Figure 3.21](#). Toutes les dérives de fréquences des OUS de ces satellites ont une tendance positive ou négative. Depuis Jason-2, les satellites présentent tous une pente positive.

Pour chacun des oscillateurs, notre approche permet de décrire, comme nous l'avons vu, le vieillissement et l'accumulation des effets radiatifs qui changent en fonction de l'altitude. De plus, l'inclinaison de l'orbite peut favoriser des passages dans des zones radiatives différentes, une orbite polaire passera par les zones, riches en e^- (0.1 à quelques MeV).

Cette étude est menée en parallèle avec les ingénieurs du CNES, et le service international IDS.

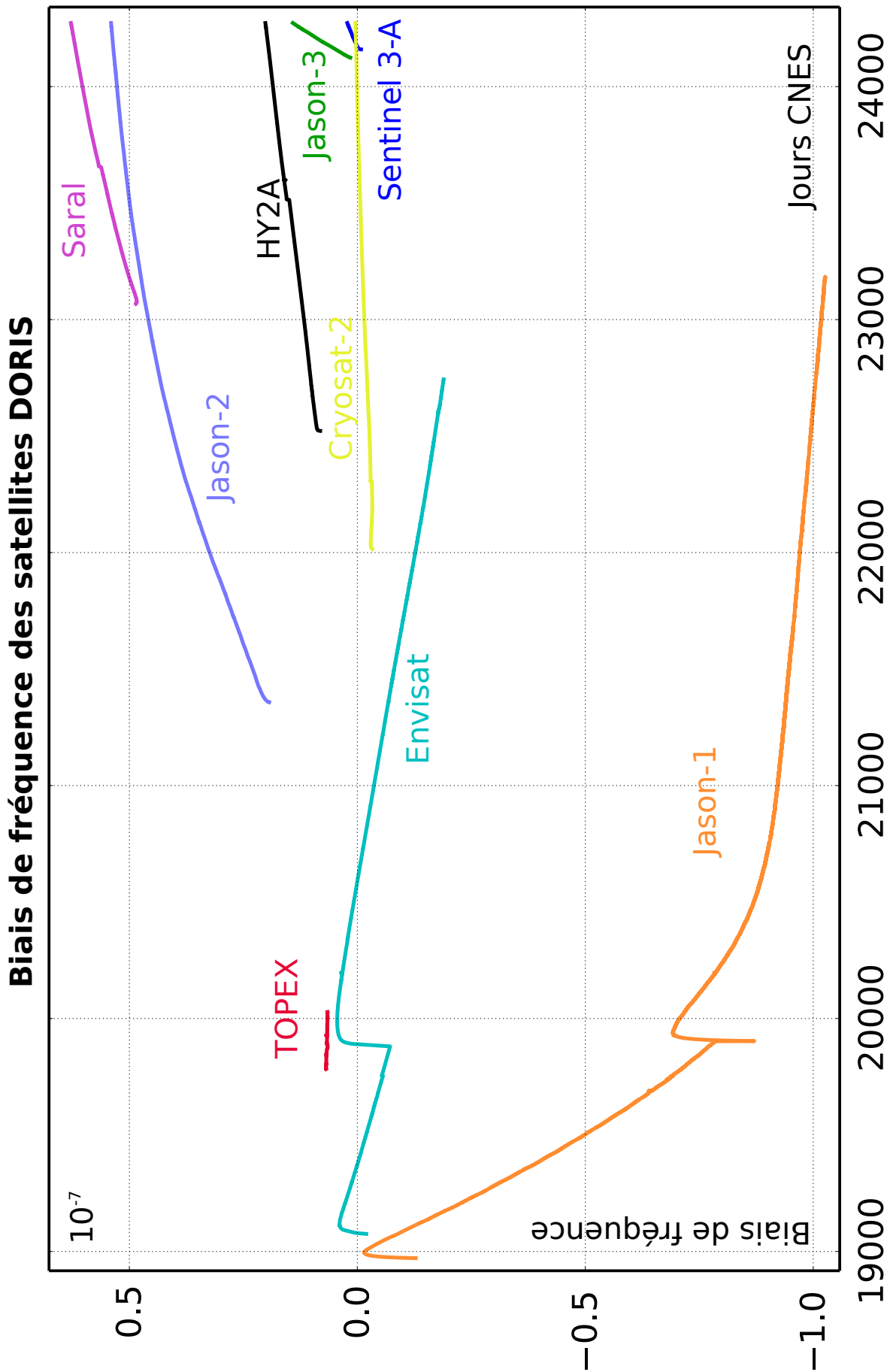


FIGURE 3.21 – Biais de fréquences de 9 satellites DORIS. Les signaux ont certainement une origine physique mais des études supplémentaires sont nécessaires.

| Satellite | Lancement | Fin mission | Altitude (km) | Inclinaison (°) | Dose / an (rad) |
|-------------|------------|----------------|---------------|-----------------|-----------------|
| Jason-1 | 7/12/2001 | 3/07/2013 | 1336 | 66 | 2500 |
| Jason-2 | 20/06/2001 | ? | 1336 | 66 | 2500 |
| Jason-3 | 17/01/2016 | ? | 1336 | 66 | 2500 |
| ENVISAT | 1/03/2002 | 8/04/2012 | 800 | 98.6 | 360 |
| HY-2A | 15/08/2011 | ? | 972 | 99.3 | 500-700 |
| CryoSat-2 | 8/04/2002 | ? | 717 | 92 | 235 |
| Saral | 25/02/2013 | ? | 800 | 98.6 | 360 |
| Sentinel-3A | 16/02/2016 | ? | 814 | 98.6 | 360 |
| TOPEX | 10/08/1992 | 9 Octobre 2005 | 1336 | 66 | 2500 |

TABLE 3.5 – Information orbitale sur les satellites à l’étude et dose reçue a priori par an d’après la [Figure 3.21](#)

Concernant l’effet des radiations, le [Tableau 3.5](#) présente la dose totale théorique reçue par an pour un blindage particulier du type Jason et pour une altitude et une inclinaison données.

3.6 Glossaire

| Quantités | Description | Équation |
|------------------------------|--|---------------|
| $D(t)$ | dose reçue | Équation 3.1 |
| F_p | flux de protons | Équation 3.1 |
| E_p | énergie | Équation 3.1 |
| S, m | surface et masse du quartz | Équation 3.1 |
| Δt | durée d'irradiation | Équation 3.1 |
| $\delta\tilde{\nu}_{SAA}$ | modèle radiatif en fréquence | Équation 3.2 |
| t_{in}, t_{out} | instant d'entrée et de sortie de la SAA | Équation 3.2 |
| γ_Q | coefficient d'ajustement | Équation 3.2 |
| γ_1 | sensibilité de fréquence aux radiations | Équation 3.2 |
| τ | temps de relaxation | Équation 3.2 |
| $\delta\tilde{\nu}_T(t)$ | modèle thermique en fréquence | Équation 3.3 |
| α_i | sensibilité de fréquence à la température | Équation 3.3 |
| $T(t), T_0$ | température et température moyenne | Équation 3.3 |
| α_t | dynamique thermique | Équation 3.3 |
| $\delta\tilde{\nu}_D(t)$ | modèle dynamique (t) en fréquence | Équation 3.4 |
| β_i | sensibilité de la fréquence au temps | Équation 3.4 |
| $\delta\tilde{\nu}_E(t)$ | modèle complet court terme | Équation 3.5 |
| U_B | potentiel au satellite | Équation 3.6 |
| v_B | vitesse du satellite | Équation 3.6 |
| $\delta\tilde{\nu}_{ag}(t)$ | sensibilité de la fréquence au vieillissement | Équation 3.7 |
| a, b, c | coefficient du modèle de vieillissement | Équation 3.7 |
| $W(t)$ | fatigue radiative | Équation 3.8 |
| a_W, b_W | coefficient de la fatigue radiative | Équation 3.8 |
| τ_{LT} | relaxation long terme | Équation 3.8 |
| $\delta\tilde{\nu}^{yf}$ | modèle radiatif pendant les changements d'attitude | Équation 3.10 |
| t_{yf}, t_{ys} | temps du <i>yaw-fixed</i> , <i>yaw-steering</i> | Équation 3.10 |
| $D^{yf}(t)$ | dose reçue pendant le <i>yaw-fixed</i> | Équation 3.10 |
| τ_{MT} | relaxation moyen terme | Équation 3.10 |
| $\delta\tilde{\nu}_{LT}(t)$ | modèle long terme | Équation 3.11 |
| $\delta\tilde{\nu}^{mem}(t)$ | effet mémoire | Équation 3.11 |
| $\delta\tilde{\nu}_{TOT}(t)$ | modèle complet | Équation 3.12 |

TABLE 3.6 – Quantités vues dans ce chapitre

Chapitre 4

Synchronisation du réseau laser

Sommaire

| | | |
|------------|--|------------|
| 4.1 | Contexte | 138 |
| 4.2 | Comportement long terme des horloges | 140 |
| 4.2.1 | Stabilité à 1 an de 4 stations | 141 |
| 4.2.2 | Analyse | 146 |
| 4.3 | Transfert de temps en vue non commune | 149 |
| 4.3.1 | Principe | 149 |
| 4.3.2 | Intégration du modèle de fréquence | 151 |
| 4.3.3 | Méthode | 153 |
| 4.4 | Analyse des données | 156 |
| 4.4.1 | Résultats | 156 |
| 4.4.2 | Bilan d'erreurs | 157 |
| 4.5 | Impact en géodésie spatiale | 162 |
| 4.5.1 | Stratégie d'analyse | 162 |
| 4.5.2 | Inversion et résultat | 164 |
| 4.6 | Conclusion et discussion | 171 |
| 4.7 | Glossaire | 172 |

Nous avons vu au chapitre précédent comment modéliser l'OUS pour tenir compte des principaux effets de variation de la fréquence. Le transfert de temps en vue non commune est un des grands défis de l'expérience T2L2, d'une part parce qu'il est basé sur la métrologie optique spatiale, d'autre part parce que l'horloge bord n'a pas la stabilité attendue pour ce type de transfert. Le besoin de synchroniser les stations laser est crucial, sachant les impacts qu'a une telle synchronisation (voir [section 4.1](#)). Dans un premier temps, la datation bord du GPS PPS par T2L2, nous permet de suivre le comportement long terme des horloges dans les stations laser ; nous présentons à la [section 4.2](#) l'analyse sur un an des variations à long terme que nous tentons de formuler par une formulation analytique. Le cadre étant posé et les besoins identifiés, nous présentons la méthode de transfert de temps en vue non commune, son établissement analytique en [section 4.3](#), et les résultats obtenus en [section 4.4](#). Enfin nous présenterons en [section 4.5](#), une étude propre à identifier les impacts en géodésie des biais en temps estimés par station. D'une part l'effet sur l'orbite des satellites géodésiques Starlette, LAGEOS et LAGEOS-2 et d'autre part l'effet sur les coordonnées des stations. Pour finir, nous proposons une discussion en [section 4.6](#). Ce chapitre fait l'objet d'une publication : ([Exertier et al., 2017](#)).

4.1 Contexte

La télémétrie laser est une des composantes essentielle de l'IERS/ITRF pour estimer la localisation du géocentre et, couplée avec le VLBI, contraindre fortement le facteur d'échelle ([Altamimi et al., 2011, 2016](#)). Cette technique fournit une mesure absolue de la distance d'une cible, *a priori* référencée dans l'échelle de temps UTC. Néanmoins, elle reste affectée par des petits systématismes (en relatif à hauteur de 10^{-10}), variables et d'origines diverses, aussi bien sur la distance que sur la date.

L'amélioration de la technologie au sein des stations laser permet d'effectuer aujourd'hui, pour les meilleures stations, des mesures de distances avec une précision (points normaux) de 3 - 4 mm. Depuis quelques années, non seulement la précision a été améliorée, mais aussi la stabilité long terme : 2/3 des stations laser sont estimées à mieux que 5 mm en stabilité sur le long terme, typiquement 1 an ([Appleby et al., 2016](#)).

Les stations laser, comme éléments d'un réseau global, montrent des diversités technologiques, et des incertitudes importantes quant à la situation exacte de leur échelle de temps locale, par rapport à l'UTC (entre 200 ns et 4 μ s). L'ILRS ([Pearlman et al., 2002](#)) recommande pourtant une synchronisation des stations à ± 100 ns de l'UTC ; l'impact d'une désynchronisation de ± 100 ns sur une cible satellitaire à la vitesse orbitale de 7 km/s (Jason-2) entraîne une erreur le long de la trajectoire de seulement 0.7 mm. Cette

diversité technologique implique des comportements différents d'une station à une autre, et d'une période de temps à une autre. La production de données est donc disparate en quantité et qualité (une station laser kHz fournit par exemple plus de données qu'une station à 10 Hz), ce qui nécessite une pondération au moment de l'analyse.

L'objectif actuel et à venir pour les stations laser est de produire et maintenir une contribution du repère de référence terrestre (ITRF), d'une exactitude à 1 mm et d'une stabilité à 0.1 mm/an (Plag and Pearlman, 2009). Pour y parvenir, il faut tendre vers une certaine homogénéité des systèmes présents et à venir, opérer des changements technologiques parfois importants tout en maintenant un contrôle et une analyse récurrents pour garantir une grande exactitude. La technique laser est à la fois sensible au facteur d'échelle du repère terrestre sous-jacent et à la valeur de la constante de gravité GM et inversement. L'analyse de la stabilité à long terme et de la cohérence de l'ensemble (les mesures, le repère, les orbites) constitue un véritable effort et reste un travail fondamental une fois la stratégie d'analyse choisie.

En ce qui concerne les systématismes de la technique laser, plusieurs points ont été identifiés dans les groupes de travail de l'ILRS (Pavlis and Luceri, 2013), ou grâce à l'analyse globale de l'orbite et du positionnement (Coulot et al., 2009), ou encore lors de l'établissement de bilans d'erreur instrumentaux (Samain et al., 2015). L'estimation d'un biais de distance (*range bias*) par station est souvent au centre des préoccupations (Appleby et al., 2016). Le biais de distance est *a posteriori* analysé au moment de la détermination précise de l'orbite, notamment sur les satellites géodésiques sphériques LAGEOS et LAGEOS-2 qui sont essentiels à la contribution de l'ILRS à l'IERS/ITRF. Le principal problème est de décorrélérer ce biais de la composante verticale de la coordonnée de la station. Plusieurs stratégies d'analyse ont été mises au point, comme un ajustement par passage, ou par arc (sur quelques jours), ou encore par période de temps (plusieurs mois suivant les fichiers d'information des stations). Le débat reste ouvert.

Depuis plus de 8 ans (hiver 2016) les stations laser du réseau ILRS observent régulièrement, mais pas également, l'expérience T2L2. L'orbite de Jason-2 permet *a priori* d'avoir une vision d'ensemble du réseau en quelques heures, c'est-à-dire que potentiellement toutes les stations laser peuvent l'observer en quelques révolutions. La vue non commune a lieu lorsqu'au moins deux stations laser n'observent pas le satellite au même instant (cela peut être lié à une trop grande distance des stations entre elles, typiquement sur différents continents, ou à cause de la météo locale et/ou de problèmes instrumentaux dans le cas de stations proches). En plus de potentiellement synchroniser le réseau laser dans son ensemble, le transfert de temps en vue non commune permet d'estimer un autre des systématismes des stations laser ; il s'agit du biais de temps *time bias*. Ce biais reste difficile à évaluer par les analyses d'orbites ainsi qu'au plan technologique. T2L2 offre

l'opportunité de l'estimer quelle que soit la technologie temps/fréquence utilisée dans les stations laser à condition d'établir une méthode de transfert de temps fiable compte tenu de la stabilité de l'OUS.

Contrairement à la configuration de la vue commune, les performances du transfert de temps en vue non commune dépendent de la stabilité de l'oscillateur à bord durant le temps où T2L2 n'est pas observé. Le modèle déterministe de fréquence présenté [chapitre 3](#) (Belli et al., 2015b) permet de connaître les variations de fréquence (induites par l'environnement spatial), par période de 10 j, avec une précision de $3 - 5 \cdot 10^{-13}$ RMS. Le modèle de fréquence ne permet pas de transférer le temps directement ; une intégration permet de le transformer en une évolution de phase qui devient une nouvelle réalisation temporelle (dynamique en temps propre) accessible à l'ensemble des stations.

Ainsi le modèle déterministe, basé sur une physique simple, est naturellement à la base de notre méthode, et doit conduire à l'estimation des biais de temps des horloges dans les stations laser sur le long terme. Nous montrons que cette méthode permet d'estimer un décalage à l'UTC par passage, des stations laser avec une stabilité de 2 à 3 ns à 1 j ; l'exactitude ne pouvant être déterminée que par la donnée d'une campagne de calibration et d'inter-comparaison à une autre technique comme le GPS PPP (en cours).

Après estimation des *time bias*, nous estimons les conséquences de ces biais de datation des mesures laser, au niveau de l'orbitographie de précision, puis au niveau du positionnement (coordonnées des stations).

4.2 Comportement long terme des horloges

Les stations laser utilisent différents étalons de temps/fréquence. Pour les meilleurs équipements, les stations utilisent des horloges atomiques à Césium, maser à Hydrogène ou des horloges à Rubidium. Mais plus généralement, les stations utilisent des GPSDO. Les oscillateurs utilisés dans les GPSDO sont des horloges à Rubidium (par exemple dans les stations MOBLAS Américaines, environ 8 stations sur le globe) ou des oscillateurs à quartz (en Suisse) stabilisés sur GPS. Par comparaison aux H-maser dont la dérive est de $1 - 3 \cdot 10^{-15}$ par jour, les autres oscillateurs sont autour de $8 \cdot 10^{-13}$ à $8 \cdot 10^{-15}$ par j. Si l'on souhaite contrôler sur le long terme la phase d'un tel oscillateur à ± 10 ns par exemple, la technologie du type *disciplined* doit modifier la fréquence au bout de quelques jours, alors que pour un H-maser la fréquence peut être changée seulement au bout de 30 j. Les principaux problèmes des technologies *disciplined* sont leur stabilité, la qualité de leur distribution, mais aussi leur étalonnage interne. Plusieurs modèles ont été analysés et mesurés au centre de recherche de Boulder dans le Colorado (Lombardi, 2008). Ces

systèmes présentent plusieurs faiblesses, comme par exemple des sauts aléatoires pouvant atteindre 100 ns, ou encore des interruptions liées à l'interruption du signal GPS, et enfin de la mauvaise connaissance des étalonnages internes qui sont des faiblesses très importantes et insoupçonnées.

Ce ne sont pas les seuls problèmes rencontrés par les technologies temps/fréquence utilisées dans les stations laser ; certains dateurs d'évènement ne permettent pas de délivrer des signaux de temps avec une exactitude de 5 - 10 ps ou moins (Samain et al., 2015) ; des sauts de 1 ns peuvent parfois atteindre 10 ns, en fonction de la qualité de l'équipement, sur 1 h ou sur 1 j. Enfin, la qualité du PPS est aussi à prendre en compte (mais à un niveau moins important). Ainsi les réalisations locales de temps dans les stations laser, sont très différentes, d'une station à une autre, en terme de stabilité sur le long terme, en fait dès 1 j, et d'exactitude, bien que *a priori* liée à l'UTC à ± 100 ns (recommandations ILRS depuis longtemps).

La plateforme Jason-2 dispose à son bord d'un récepteur GPS mono-fréquence qui fournit aux instruments une datation dans l'échelle de temps "GPS *time*" (Cerri et al., 2010). T2L2 est prévu pour dater le PPS venant du GPS avec un bruit d'alternance (*jitter*) proche de 285 ns RMS. T2L2 date bien-sûr les pulses laser venant des stations du réseau ILRS grâce au transfert de temps sol-espace (voir sous-section 2.2.5). Puisqu'il n'y a en moyenne que deux PPS pour une à quelques dates laser (les stations émettent de 5 à 10 Hz généralement), il est donc possible d'effectuer une interpolation locale sur une seconde ce qui minimise l'effet d'une instabilité de fréquence relative bord-sol. Le CMS de la mission T2L2 a mis au point un traitement spécifique, au plan opérationnel, afin de fournir une différence moyenne par passage entre l'échelle de temps GPS et les dates des pulses laser de chaque station, soit (GPS *time* - Station *time*). Ce produit a été téléchargé de nombreuses fois par les utilisateurs et acteurs des stations laser. La précision est donnée à ± 15 ns par passage (10 - 15 min), ($285 \text{ ns} / \sqrt{\text{nbr}_{\text{points}}}$) à cause du *jitter* GPS, ce qui néanmoins nous permet de suivre sur le moyen (dizaine de jour) et long termes (plusieurs années) les variations des bases de temps locales des stations laser qui réalisent un Station *time*. À partir de cet ensemble disponible pour toutes les stations depuis le lancement de Jason-2 (~ 8 ans), nous effectuons une caractérisation de ces bases de temps. Cette caractérisation permet de mieux comprendre les problématiques rencontrées, du point de vue temps/fréquence au niveau des stations.

4.2.1 Stabilité à 1 an de 4 stations

Nous choisissons de représenter ici le comportement long terme (sur l'année 2013) de 4 stations laser, 2 en Asie/Pacifique (Changchun 7237 en Chine (Figure 4.1) et Yarragadee

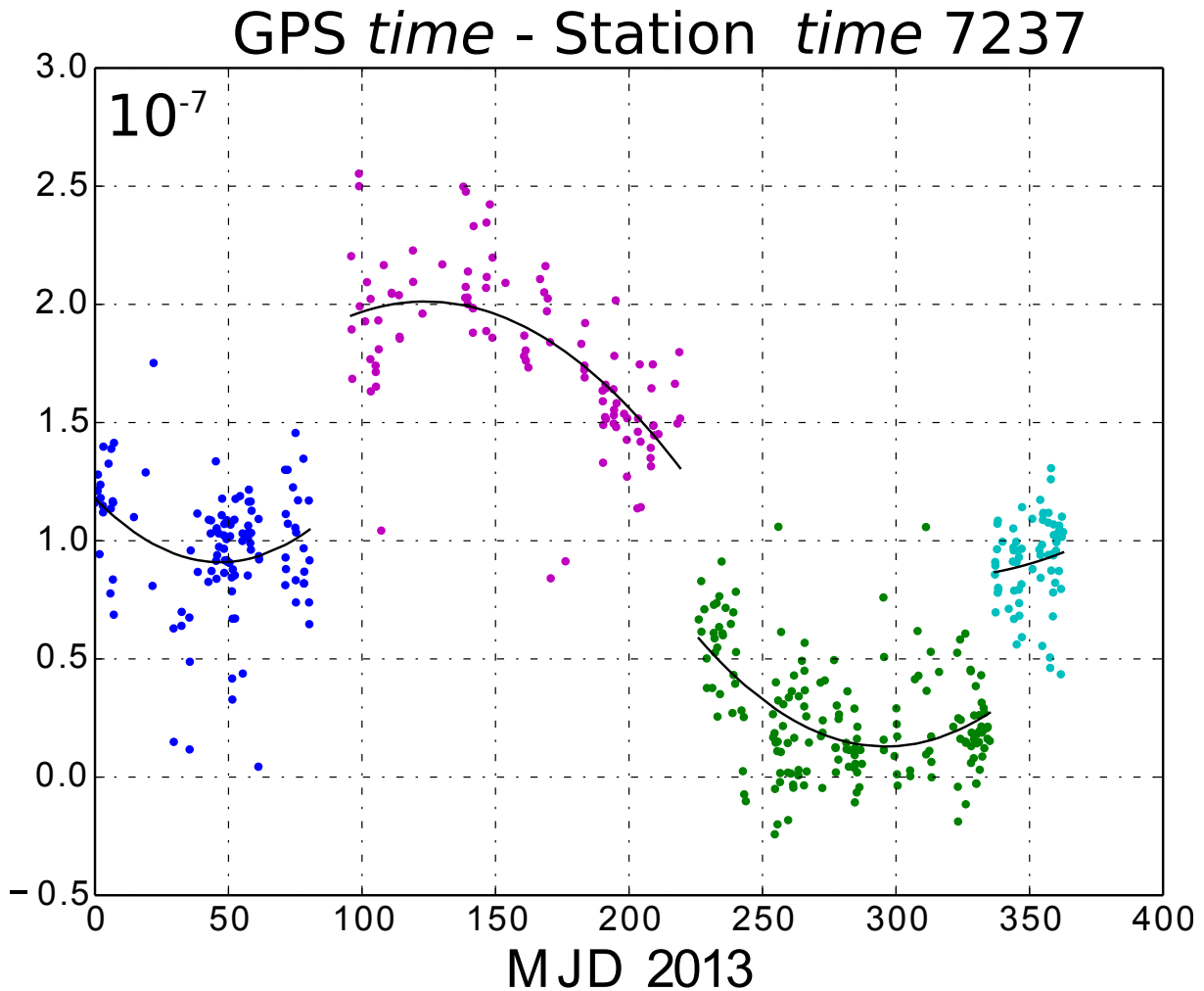


FIGURE 4.1 – Différence bord-sol (s) entre le GPS *time* et le temps à la station pour la station laser de Changchun pour l'année 2013. 4 zones sont identifiées.

7090 en Australie (Figure 4.2)) et 2 en Europe (Wettzell 8834 en Allemagne (Figure 4.3) et Grasse 7845 (Figure 4.4)).

Quelques commentaires concernant ces figures :

- i)* **Sauts et discontinuités.** Il est possible de découper l'évolution "GPS *time* - Station *time*" en plusieurs zones. En général, ces zones sont séparées par une discontinuité ou un saut (par exemple un saut $> 1 \mu\text{s}$ est présent sur la Figure 4.3). Les discontinuités sont très probablement dues à un ajustement de la fréquence (par exemple sur la Figure 4.1 et Figure 4.4). Ce comportement est typique des stations utilisant un H-maser (communication privée E. Samain et C. Courde). Quant aux sauts, ils sont effectués pour se rapprocher le plus possible de l'échelle de référence (UTC, ou le GPS *time*) accessible via une autre technique, généralement un GPS géodésique de temps. Ce saut de phase peut aussi provenir des opérations au sol (voir Figure 4.3).

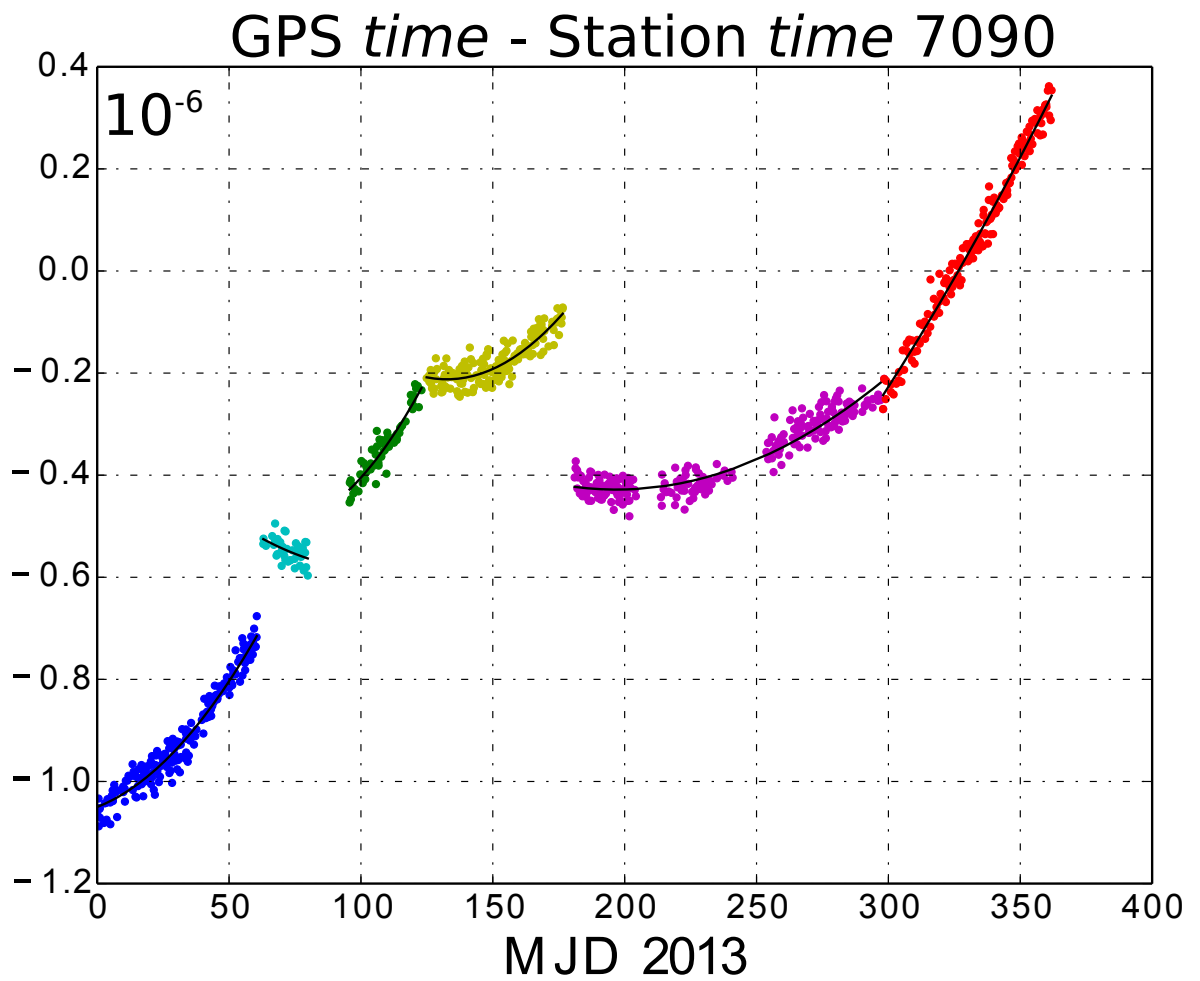


FIGURE 4.2 – Différence bord-sol (s) entre le GPS *time* et le temps à la station pour la station laser de Yarragadee (7090) pour l'année 2013. 6 zones sont identifiées.

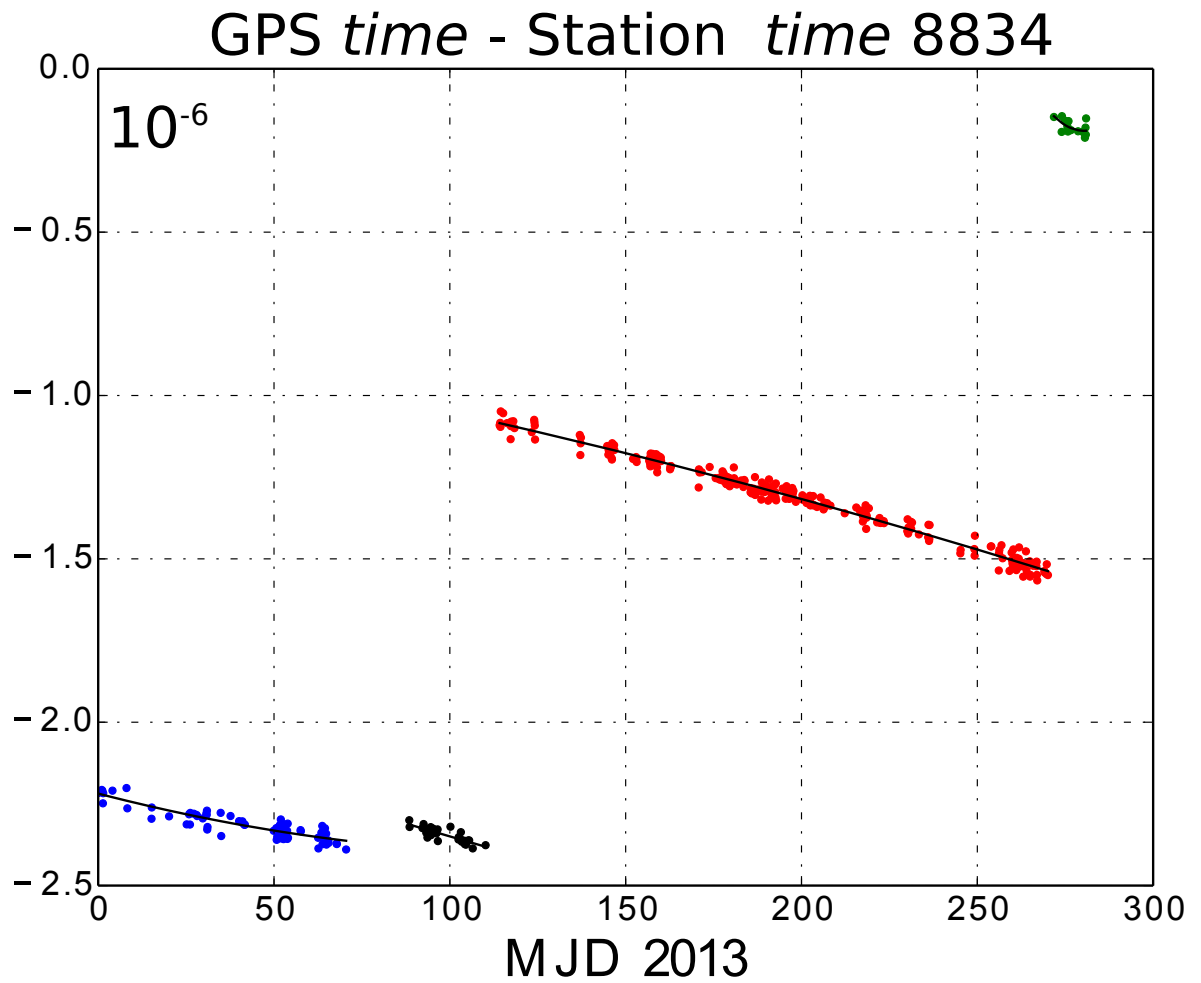


FIGURE 4.3 – Différence bord-sol (s) entre le GPS *time* et le temps à la station pour la station laser de Wettzell (8834) pour l'année 2013. 4 zones sont identifiées.

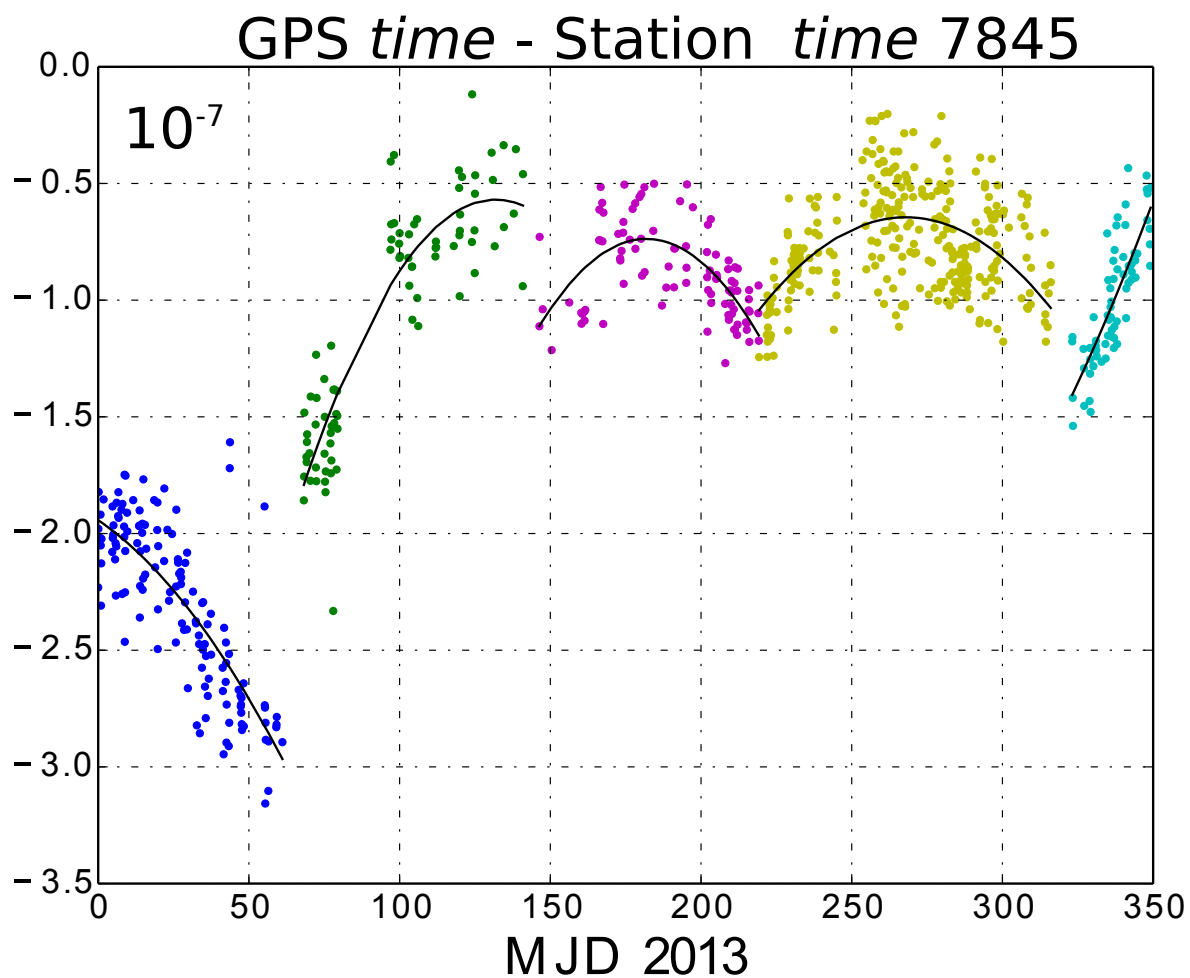


FIGURE 4.4 – Différence bord-sol (s) entre le GPS *time* et le temps à la station pour la station laser de Grasse (7845) pour l’année 2013. 5 zones sont identifiées.

| Stations | Écart-type (ns) |
|----------|-----------------|
| 8834 | 13.98 |
| 7090 | 20.79 |
| 7845 | 18.85 |
| 7237 | 27.22 |

TABLE 4.1 – Écart-type moyen par zone, divisé par le nombre de jours par zone, pour chaque station.

- ii) Tendances.* Les tendances en phase sont quadratiques, plus ou moins prononcées. Une régression permet d'avoir une information sur ce comportement, ce qui renseigne sur la dérive de fréquence et complète les informations fournies par le site web de l'ILRS (<http://ilrs.gsfc.nasa.gov/>) sur les horloges utilisées. La station de Yarragadee (Figure 4.2) a un comportement particulier ; il est difficile de différencier ce qui pourrait être un saut ou un changement quelconque. Il présente une certaine continuité de phase. Néanmoins, son comportement est plus stable et linéaire en 2015 (voir site web T2L2 : <http://www.geoazur.fr/t2l2/en/data/v4/>, onglet "Ground to Space"). Le Tableau 4.1 représente les écarts-types, moyennés par zone et pondérés par le nombre de jours des résidus après une régression quadratique (traits noirs sur la Figure 4.1, Figure 4.2, Figure 4.3 et Figure 4.4). Cela représente essentiellement la limite d'utilisation de ce type de produit.
- iii) Comparaison relative.* Afin d'avoir une vision d'ensemble de ces 4 stations, nous avons tracé ces 4 comportements sur une seule Figure 4.5. Nous remarquons une tendance générale à s'approcher du 0 (ici, le GPS *time*). Les stations de Grasse, en vert et de Changchun en rouge sont équipées de H-maser. Un contrôle de fréquence plus ou moins efficace qui explique leur relative stabilité.
- iv) Interruptions.* Cette caractérisation est dépendante de l'instrument T2L2, elle n'est pas d'origine sol, puisque des interruptions sont visibles sur les 4 comportements long termes. Il peut donc exister quelques interruptions, comme par exemple autour du jour 80 de 2013 (voir Figure 4.5).

4.2.2 Analyse

De cette approche du comportement long terme des bases de temps des stations laser (Figure 4.5), nous proposons maintenant une analyse (formulation analytique) dont l'intérêt est de caractériser le plus simplement possible les points cités précédemment ; c'est-à-dire le lien entre une date de tir laser et son référencement dans une échelle de

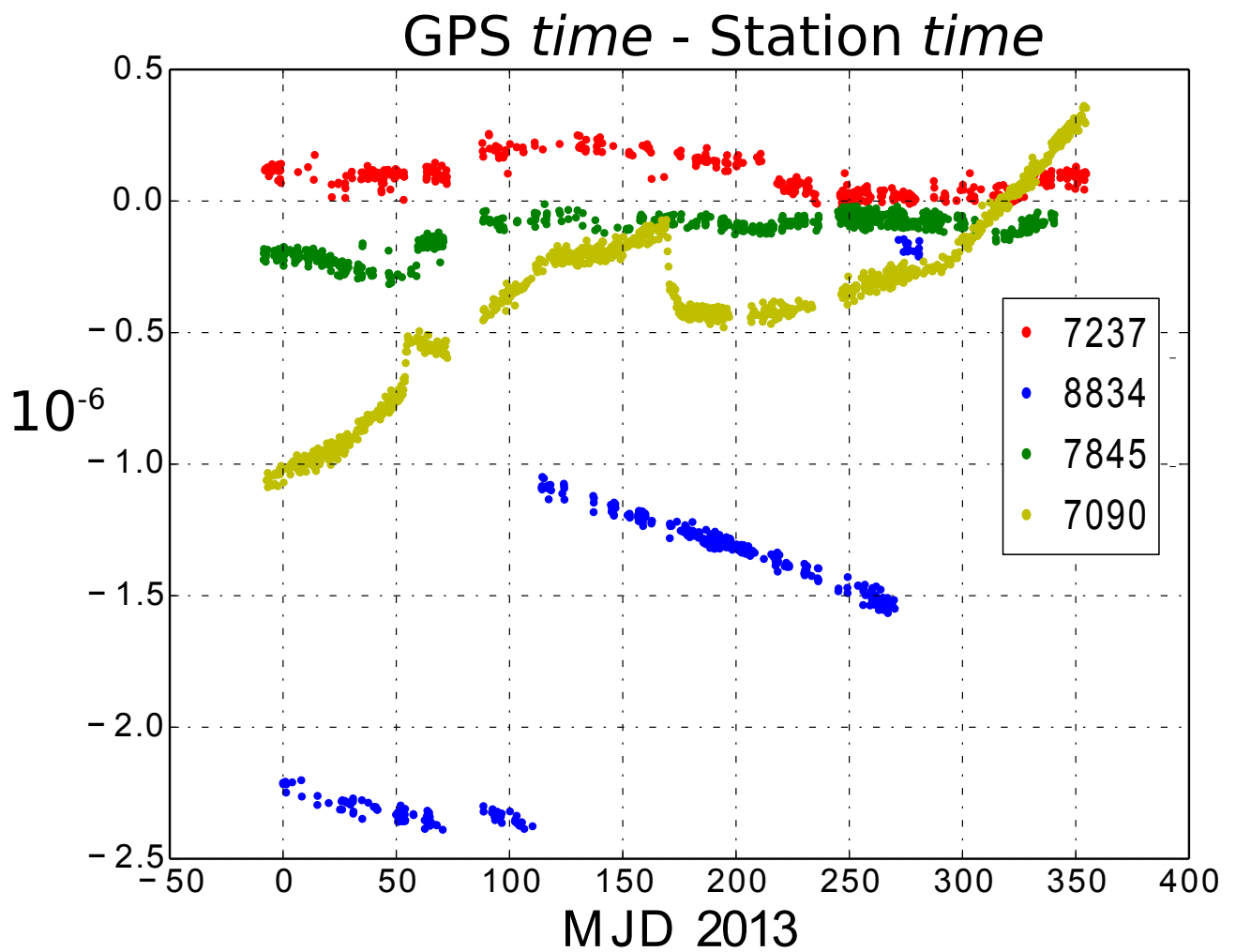


FIGURE 4.5 – Différence bord-sol en GPS *time* et au station *time* pour Changchun 7237 en rouge, Wettzell 8834 en bleu, Grasse 7845 en vert et Yarragadee 7090 en jaune, pour l'année 2013.

temps standard, l'UTC ou le GPS *time*. Nous souhaitons mettre en évidence la double complexité des liens au sol dans une station, comme représenté sur la [Figure 2.5](#) de la [sous-section 2.1.2](#). Une station laser est ici décomposée en deux parties ; "laser" vers "laboratoire temps/fréquence" (où le point de référence associé est celui de l'origine des signaux PPS délivrés) d'une part, et "le laboratoire temps/fréquence" vers le récepteur (GPS ou TWSTFT) de référencement à l'échelle internationale UTC(N) (N est la référence nationale proche), voire le GPS *time*.

Soit $E(t)_i$ un évènement daté par la station laser i :

$$E(t)_i = LoT(t)_i + \{Cal_i^L + \delta D_i^L\} \quad (4.1)$$

Avec :

$LoT(t)_i$: le temps local (*local time*) à la station i ,

Cal_i^L : l'étalonnage laser de la station i ,

δD_i^L : la (les) variation(s) inévitable(s) dans la distribution des signaux de temps vers le laser, dont une partie vient des fluctuations (câbles et électroniques) et une autre du dateur.

Le temps local à la station i , $LoT(t)_i$ s'écrit :

$$LoT(t)_i = UTC(t) + \{Cal_i^G + \delta D_i^G\} + J_i(t_j) + Z_i + W(t)_i \quad (4.2)$$

Avec :

Cal_i^G : l'étalonnage du système de rattachement (récepteur GPS),

δD_i^G : la (les) variation(s) inévitable(s) dans la distribution interne et/ou externe à la technologie,

$J_i(t_j)$: un saut de phase éventuel entre t_j et t_{j+1} ,

Z_i : un décalage, avance ou retard de phase,

$W(t)_i = \int_{t_j}^{t_{j+1}} [B_f(t) + Dr_f(t) \cdot t] dt$: qui est le comportement de l'oscillateur local (avec un biais de fréquence $B_f(t)$ et une dérive de fréquence $Dr_f(t) \cdot t$), entre deux instants où sa fréquence n'est pas ré-ajustée ; l'écart de phase $W(t)_i$ croît assez vite.

Finalement, puisque l'on s'intéresse au décalage, par rapport à l'UTC, des dates d'évènements d'une station laser i (dont on ne connaît pratiquement rien en général sur sa technologie temps/fréquence), on peut réduire l'ensemble à un biais en temps (*Time Bias*), que nous écrivons TB_i , suivant :

$$TB_i = \{Cal_i^G + \delta D_i^G\} + J_i(t_j) + Z_i + W(t)_i + \{Cal_i^L + \delta D_i^L\} \quad (4.3)$$

Et ainsi un évènement laser $E(t)_i$ se réduit à :

$$\boxed{E(t)_i = UTC(t) + TB_i} \quad (4.4)$$

Nous constatons que même si les étalonnages Cal^G et Cal^L sont effectués, le biais en temps d'une station vaut son décalage Z_i , qui peut toujours varier à cause des distributions de signaux défaillantes (de type L vers le laser et de type G vers le récepteur GPS (ou TWSTFT)), de l'évolution de phase W_i pendant les périodes de non ré-ajustement de la fréquence de l'oscillateur (qui a une dérive), plus des sauts éventuels de phase J_i . C'est donc TB_i que nous cherchons à déterminer grâce à T2L2. La figure 4.5 en donne une évaluation sur le long terme (1an) pour 4 stations (7845, 7237, 7090 et 8834) par rapport à l'échelle GPS *time*.

4.3 Transfert de temps en vue non commune

La section précédente nous a permis de comprendre comment les TB_i évoluent dans le temps et quelles sont schématiquement leurs valeurs par station et leur "stabilité" C'est donc une approche plus qualitative que métrologique. Dans la présente section, nous présentons la méthode de transfert de temps en vue non commune, dont le but est maintenant plus clairement métrologique.

4.3.1 Principe

La configuration de vue non commune a lieu lorsque deux stations n'observent pas T2L2 au même instant. Soit elles sont distantes de plus de 4 000 km, soit un problème quelconque (météo, instrumental...) empêche une station d'observer en même temps qu'une autre qui est pourtant proche. Contrairement à la vue commune, il n'est plus possible de s'affranchir des variations de fréquence de l'oscillateur à bord, puisque le temps entre deux observations de deux stations peut atteindre 10 000 secondes, voire plus. Nous avons développé un modèle de fréquence (voir [chapitre 3](#)) qui permet de tenir compte des variations de fréquence déterministes de l'oscillateur avec une précision de $3 - 5 \cdot 10^{-13}$. Ce modèle de fréquence est intégré, pendant la période où T2L2 n'est pas observé ; cela devient donc notre référence temporelle bord calculée sur une durée raisonnable de quelques heures. Ainsi, nous pouvons quantifier la limite de l'inexactitude du transfert de temps en vue non commune. Pour quantifier cette limite "*lim*", nous avons besoin de l'exactitude du modèle e_{OUS} et aussi d'une estimation du bruit stochastique de l'OUS et de toutes les sources possibles d'erreurs. Grâce aux travaux de [Jayles et al. \(2015\)](#), avec DIODE, nous

savons que localement notre modèle ne peut fournir une exactitude meilleure que 10^{-12} . Donc sur une période $T_{1 \rightarrow 2} = 10\,000$ s, nous pourrions d'ores et déjà estimer que la limite $lim \geq 10$ ns.

Synchroniser deux stations entre elles ne donne qu'une information relative du décalage de l'une par rapport à l'autre ; mais cela ne donne pas d'information sur le décalage à l'UTC. Nous allons donc considérer une station primaire, qui devra être suffisamment stable sur une durée finie et proche de l'UTC. Une station est considérée comme primaire si elle répond à plusieurs critères :

- **Le critère de stabilité.** L'horloge au sol dans la station est suffisamment stable pour ne pas induire d'erreurs supplémentaires au calcul pendant la vue non commune ; nous estimons qu'elle ne doit pas dériver de plus de 1 ns par j, soit 10^{-14} (typique des H-maser et l'horloge à Césium).
- **Le critère d'observation.** La station primaire doit observer suffisamment (au moins 2 à 3 fois par j).
- **Le critère d'exactitude.** La station primaire doit être synchronisée à l'échelle de temps UTC, ou du moins son décalage à l'UTC peut être mesuré.

En dehors d'intégrer le modèle de fréquence sur la durée de la vue non commune, le principe que nous avons adopté consiste aussi à "boucler" l'intégrale sur au moins deux passages de la station primaire. Ainsi, avec les trois critères ci-dessus, il est possible de déterminer explicitement "*lim*" avec une erreur assez faible (< 1 ns *a priori*). Le but de cette "boucle" consiste ensuite à corriger le transfert de temps (intégrale du modèle) le long de la vue non commune, grâce à l'estimation de "*lim*". Les stations à synchroniser seront appelées stations filles. Pour nos calculs, nous allons considérer en priorité la station de Grasse 7845 comme station primaire et également la station de Herstmonceux 7840. Ces deux stations calibrées, disposent d'un H-maser et observent beaucoup ; elles répondent ainsi aux critères nécessaires pour être considérées comme stations primaires. La calibration en temps à la station de Grasse a été effectuée grâce aux travaux de [Laas-Bourez et al. \(2013\)](#). De plus, le GPS (récepteur géodésique de Grasse) permet de se raccorder à l'UTC(OP) via le GPS vue commune (CV) ou alors au GPS *time* via le lien descendant GPS et à la différence UTC-GPS publiée par le BIPM dans la circulaire T.

Les signaux GPS du récepteur géodésique de Grasse sont disponibles par fichier journalier dans le format Common Generic GNSS Time Transfer Standard (CGGTTS) ([Defraigne and Petit, 2001](#)). Le traitement L3P de ces fichiers fournit une fréquence synthétique *iono-free* qui est la combinaison des deux fréquences L1 et L2 que délivre le GPS. Notre traitement est issu du calcul moyen des signaux de plusieurs satellites visibles par le récepteur (6 - 8), toutes les 15 min. Ce traitement permet d'estimer $LoT(Grasse)$ à partir

de la calibration Cal^G (câbles et électroniques au point de référence temps/fréquence). Le traitement L3P des données du récepteur géodésique GTR-50 à Grasse est représenté en bleu sur la [Figure 4.6](#). La précision est estimée à ± 3 ns. Nous avons décalé les données de la somme des calibrations Cal^L et Cal^G (stables sur un an) qui prend une valeur de 74.6 ± 3 ns en 2013.

D'après nos formulations [Équation 4.3](#) et [Équation 4.4](#), nous pouvons donc considérer, qu'en moyenne sur 1 an (2013), ce calcul doit être cohérent avec ce que voit T2L2 à bord entre la station ($E(t)$) et le GPS *time* (PPS GPS disponible sur Jason-2) ; la superposition [Figure 4.6](#) montre bien cela avec cependant quelques réserves. D'une part le bruit venant du PPS bord reste important de l'ordre de 15 - 25 ns suivant les cas ([table 4.1](#)), d'autre part des sauts importants apparaissent en début d'année. Le L3P "voit" la LoT de la station, c'est-à-dire entre le GPS et le laboratoire temps/fréquence. Un changement côté laser, modification de longueur de câbles par exemple, ne sera donc pas visible, comme c'est le cas en début d'année 2013 ([Figure 4.6](#)). Ce décalage total est estimé à 195 ns, et s'explique. Après la campagne de vue non commune effectuée à Grasse entre les deux stations (FTLRS et MéO), deux réajustements (dont la trace a été notée à l'époque) ont été effectués côté laser, l'un à 100 ns et l'autre à 95 ns.

4.3.2 Intégration du modèle de fréquence

La méthode de calcul de la vue non commune repose sur l'intégration du modèle de fréquence. L'intégration permet d'obtenir un modèle de phase pendant la période entre deux stations $T_{1 \rightarrow 2}$ suivant l'équation :

$$\varphi_{OUS} = \int_{T_{1 \rightarrow 2}} \nu_{OUS} \cdot dt \quad (4.5)$$

Avec :

- φ_{OUS} : l'évolution de phase,
- $T_{1 \rightarrow 2}$: la période d'intégration,
- ν_{OUS} : le modèle de fréquence.

Le modèle n'étant pas parfait, une erreur de propagation apparaît pendant la période d'intégration. Nous estimons cette erreur, par le principe de "boucle" à la station primaire. L'idée maintenant de modéliser cette erreur et la quantifier en terme de fréquence ε_{OUS} pour que le modèle corrigé s'écrive : $\nu_{OUS} + \varepsilon_{OUS}$. Les effets de dérive de fréquence sont certes cohérents sur 10 j, mais les ajustements sont certainement un peu différents d'une période à l'autre. Les effets des radiations et de la température sont à la période orbitale, et peuvent eux aussi être mal modélisés (déphasés par exemple). Enfin, du bruit stochastique

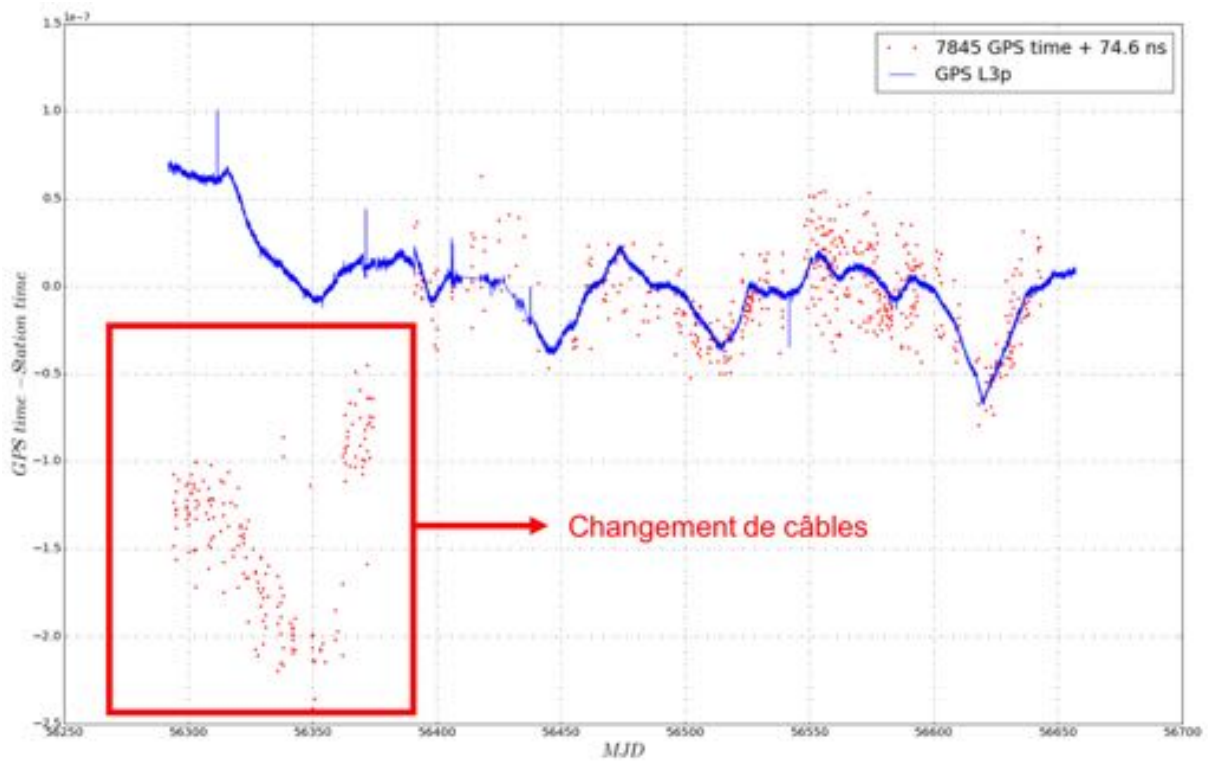


FIGURE 4.6 – Comportement de $LoT(t)$ à Grasse par rapport au GPS *time*. Les points rouges sont les données de calcul à bord GPS PPS - Station, et le tracé bleu vient d'un traitement L3P des données du récepteur GTR-50 de la station. Le délai constant de 74.6 ns est appliqué aux données PPS (rouge) et correspond à la somme des calibrations ($Cal^G + Cal^L + Z$)

existe aussi, c'est pourquoi, nous faisons les hypothèses suivantes (voir [Figure 4.7](#), qui représente un modèle bruité en fréquence, et son intégration, modèle en phase) :

- le modèle peut avoir a un biais de fréquence à hauteur de 10^{-12} ,
- le modèle peut avoir une petite erreur en dérive de fréquence (incohérence d'ensemble et la discontinuité des périodes ajustées de 10 j) à hauteur de $10^{-13}/j$,
- les effets à la période orbitale de Jason-2 (température, radiations...) peuvent aussi présenter une petite erreur de fréquence périodique de quelques 10^{-13} .

L'erreur du modèle, dans le domaine des fréquences, peut donc se résumer comme ceci :

$$\varepsilon_{OVS} = a_0 + a_1 t + a_2 \sin(\omega t + \varphi) \quad (4.6)$$

Les coefficients a_i peuvent être estimés grâce au principe de "boucle". Par exemple avec une boucle sur deux passages à la station primaire (soit 2 h), il n'est possible d'ajuster que a_0 (pente de phase = biais de fréquence du modèle). Avec de plus en plus de passages, nous pouvons déterminer de plus en plus de coefficients et dans le même temps étendre le transfert de temps afin d'obtenir les biais en temps.

4.3.3 Méthode

Nous résumons ici la méthode de calcul utilisée pour la vue non commune :

Sélection des passages. La première étape consiste à sélectionner une station primaire. Pour un calcul optimal, il est nécessaire d'avoir un passage de la station fille (nous considérons toutes les autres stations comme des stations dites filles), que l'on cherche à synchroniser, entouré par deux passages de la station primaire.

Intégration. La durée totale séparant les passages au dessus de la station primaire devient la période d'intégration. Nous intégrons le modèle le long de ces passages ; nous avons un résultat en phase à chaque passage après le premier.

Estimation de l'erreur du modèle. Les erreurs de modèle vont potentiellement se propager. Pour estimer l'erreur, nous faisons du transfert de temps en vue non commune en bouclant avec la station primaire. Entre deux passages ou plus, l'instabilité au sol de l'horloge de la station primaire est supposée nulle devant la performance que nous recherchons (2 - 3 ns). Ainsi, théoriquement, nous devrions avoir une correspondance entre la différence des dates mesurées au sol (Δt) et l'intervalle de temps ($\Delta \tau$) venant de l'intégration du modèle à condition de prendre en compte la relativité pour passer de $\Delta \tau$ à Δt . Si il n'y a pas correspondance

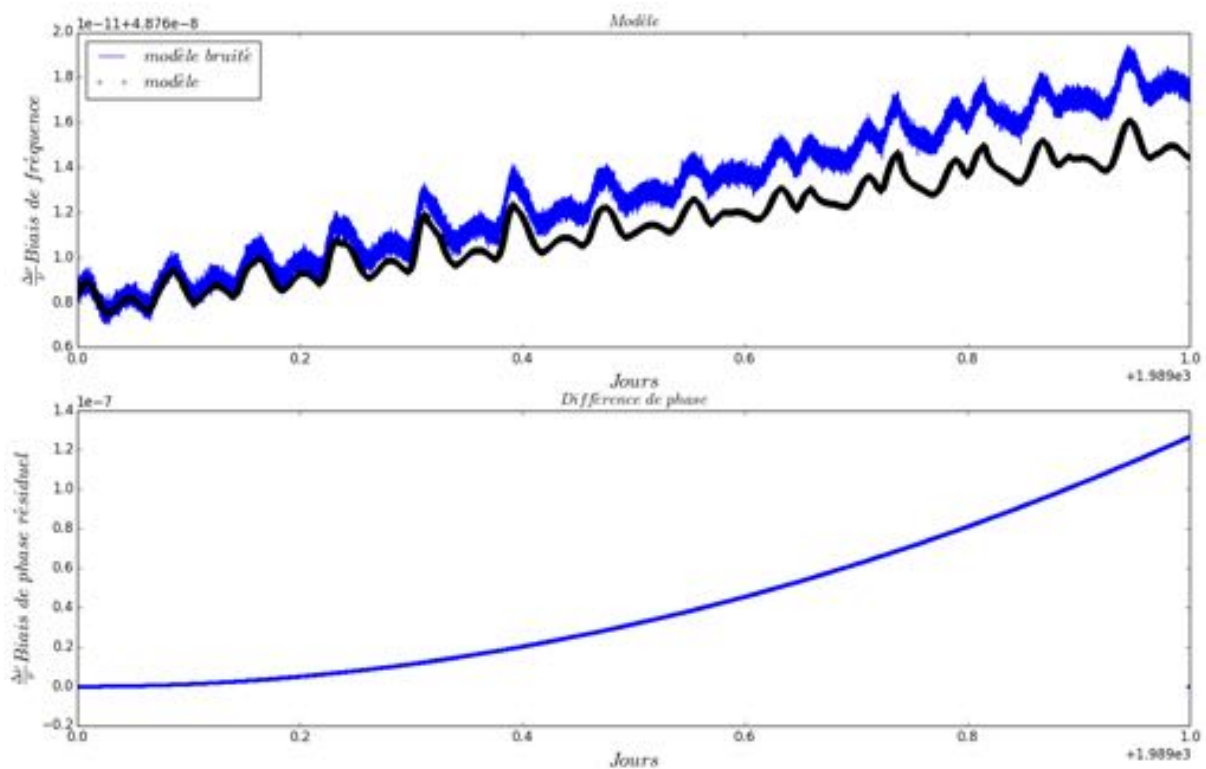


FIGURE 4.7 – Le modèle de fréquence est présenté en noir. En bleu nous avons le modèle de fréquence plus une erreur simulée : $\nu_{OVS} + \varepsilon_{OVS}$ comme présenté par l'Équation 4.6. Cette simulation illustre ce que nous pouvons mal modéliser, des effets à la période orbitale, un biais de fréquence et une dérive. En bas, le résultat en phase après l'intégration, nous voyons que l'erreur propagée atteint plusieurs dizaines de ns.

l'erreur de phase peut être dérivée, les coefficients a_i peuvent être ajustés, puis rajoutés au modèle, lors d'une seconde itération.

Comparaison de date. Le modèle intégré et corrigé produit un ensemble de dates théoriques propagées depuis la station primaire, qui pourront être comparées aux dates de n'importe quelle station ; la différence de l'une par rapport à l'autre constitue le transfert de temps en vue non commune.

Cette méthode de calcul est traduite en équation ci-après.

Reprenons l'Équation 4.4 d'une station i , pouvant soit être primaire $i = p$ soit fille $i = f$.

La première étape consiste à estimer ϵ_{OUS} . Pour se faire, nous comparons plusieurs passages à la station primaire. En effet, l'hypothèse selon laquelle la stabilité de son horloge est de très bonne qualité implique que les différences que nous allons observer dans ce calcul de vue non commune, viennent de l'erreur d'intégration du modèle entre les différents passages. Bien-sûr, nous négligeons la stabilité sol devant les performances attendues du transfert de temps en vue non commune :

$$E(t + \Delta t)_p = E(t)_p + \Delta t \quad (4.7)$$

Si le modèle corrigé est supposé parfaitement décrire les variations de l'horloge bord B , alors :

$$B(\tau + \Delta\tau)_p - B(\tau)_p = \int_t^{\tau+\Delta\tau} (1 + \nu_{OUS} + \epsilon_{OUS})d\tau = \Delta t + \varepsilon_p(\Delta t) \quad (4.8)$$

Le transfert de temps sol-espace permet de faire correspondre une date sol $E(t)$ avec une date bord $B(\tau)$. En exprimant la contrainte liée à la "boucle" : $\Delta E \simeq \Delta B$, l'erreur $\varepsilon(\Delta t)$ ainsi estimée va nous permettre de calculer un appoint au modèle et nous écrivons $\nu_{OUS} + \epsilon_{OUS} = \tilde{\nu}_{OUS}$; l'Équation 4.8 devient :

$$B(\tau + \Delta\tau)_p - B(\tau)_p = \int_\tau^{\tau+\Delta\tau} (1 + \tilde{\nu}_{OUS})d\tau \quad (4.9)$$

$$= E(t + \Delta t)_p - E(t)_p \quad (4.10)$$

Ensuite nous propageons $\tilde{\nu}_{OUS}$ depuis la station primaire vers la station fille, donc sur une durée $<$ à $(\Delta t)_p$. Après un temps Δt pendant lequel T2L2 n'aura pas été observé, on a donc entre $(\Delta t)_i$ et $(\Delta t)_p$:

$$\Delta E_p^i(t) = E(t + \Delta t)_i - E(t)_p = -TB_i + TB_p + \Delta t + \varepsilon_f + \varepsilon_p \quad (4.11)$$

Avec :

TB_i, TB_p : les biais en temps des stations fille et primaire respectivement,

$\varepsilon_f, \varepsilon_p$: les erreurs résiduels aux stations fille et primaire respectivement.

L'horloge bord (T2L2) voit un intervalle de temps ($\Delta\tau$) calculé par l'intégration du modèle de fréquence en (Δt) appliqué à la station primaire comme point de départ, suivant l'équation :

$$\Delta B_p^i(t) = B(t + dt)_i - B(\tau)_p = \int_t^{t+dt} (1 + \tilde{\nu}_{OUS}) d\tau = dt + \varepsilon_i(\Delta t) \quad (4.12)$$

Avec :

$\tilde{\nu}_{OUS}$: le modèle de fréquence corrigé,

$\varepsilon(\Delta t)$: l'erreur résiduelle.

La vue non commune consiste à comparer ΔB_p^i et ΔE_p^i , c'est à dire :

$$\Delta_p^i(t) = \Delta B_p^i(t) - \Delta E_p^i(t) \quad (4.13)$$

$$= dt + \varepsilon_i(dt) - (\Delta TB_p^i + dt + \varepsilon_i + \varepsilon_p) \quad (4.14)$$

$$= \Delta TB_p^i + \Sigma\varepsilon \quad (4.15)$$

Avec :

$\Delta_p^i(t)$: la désynchronisation entre les stations primaire et fille au temps t ,

ΔTB_p^i : la différence des biais en temps,

$\Sigma\varepsilon$: la somme des erreurs résiduels.

De manière à exprimer tous les biais en temps TB_i en UTC, il faut donc selon (4.4), exprimer les dates de la station primaire en UTC ; ce que nous faisons en corrigeant $TB(\text{Grasse})$ obtenu en GPS *time* par la circulaire T.

4.4 Analyse des données

4.4.1 Résultats

Nous avons choisi d'analyser les données de l'année 2013 pour les stations laser qui observaient T2L2. Nous ne présentons cependant que les résultats pour Yarragadee 7090 et Wettzell 8834. L'année 2013 a été l'une des années les plus riches en quantité de données de transfert de temps fournie par les stations laser. Nous avons également choisi comme station primaire Grasse 7845 et Herstmonceux 7840. Pour ces deux stations, nous connaissons leur calibration respective. Nous avons sélectionné les passages filles qui sont

entourés au moins par deux passages d'une des deux stations primaires. Les résultats de la vue non commune sont présentés sur la [Figure 4.8](#) pour Yarragadee 7090 et [Figure 4.9](#) pour Wettzell 8834. Les étoiles bleues sont les valeurs obtenues avec Grasse 7845 comme station primaire et les cyans avec Hertsmonceaux 7840.

Nous avons utilisé les valeurs du GPS L3P de Grasse afin d'estimer les dates $E(t)$ dans l'échelle GPS. Les résultats obtenus pour les stations filles sont donc directement dans l'échelle de temps GPS *time*, puisque le transfert de temps permet de comparer la station primaire (reliée au GPS *time*) aux stations filles; ensuite la circulaire T permet de les obtenir dans l'échelle de temps UTC.

Campagne de 2016 La [Figure 4.10](#) présente les résultats du transfert de temps en vue non commune obtenus pendant la campagne pour les 3 mois de juin à août, entre les stations de Grasse 7845 et de Changcun 7237. Les valeurs trouvées pour 7237 sont très chaotiques avec des sauts de phase par rapport à Grasse (bleu cyan). Afin de limiter ce problème, nous avons divisé les biais en temps de Changcun 7237 en 2 sous-blocs : croix roses et étoiles rouges, pour lesquels nous avons ajusté une droite (sur les croix) et une parabole (sur les étoiles). Les résidus de ces deux ajustements sont en petites bulles noires et la stabilité de ce calcul est très bonne, avec des valeurs entre 0.5 et 1 ns à 1 j.

4.4.2 Bilan d'erreurs

Précision

Pour établir le bilan d'erreur de la vue non commune, nous avons :

σ_{Cal^G} : l'incertitude associée à Cal^G ,

σ_{Cal^L} : l'incertitude associée à Cal^L ,

$\sigma_{\delta D^G}$: l'incertitude associée à δD^G ,

$\sigma_{\delta D^L}$: l'incertitude associée à δD^L ,

σ_W^T : l'incertitude associée à $W(t)$ après un temps d'intégration T,

$\sigma_{méthode}$: l'incertitude associée à la méthode de calcul,

D'après le [Tableau 4.2](#), nous remarquons que les éléments dont l'incertitude est la plus élevée correspondent à la distribution et à la méthode elle-même. Ce bilan d'erreur permet d'estimer une précision limite d'estimation des biais en temps, comme nous les avons décrits dans l'[Équation 4.3](#). Nous avons également supposé un délai assez court (< 1 j), sans sauts J_i .

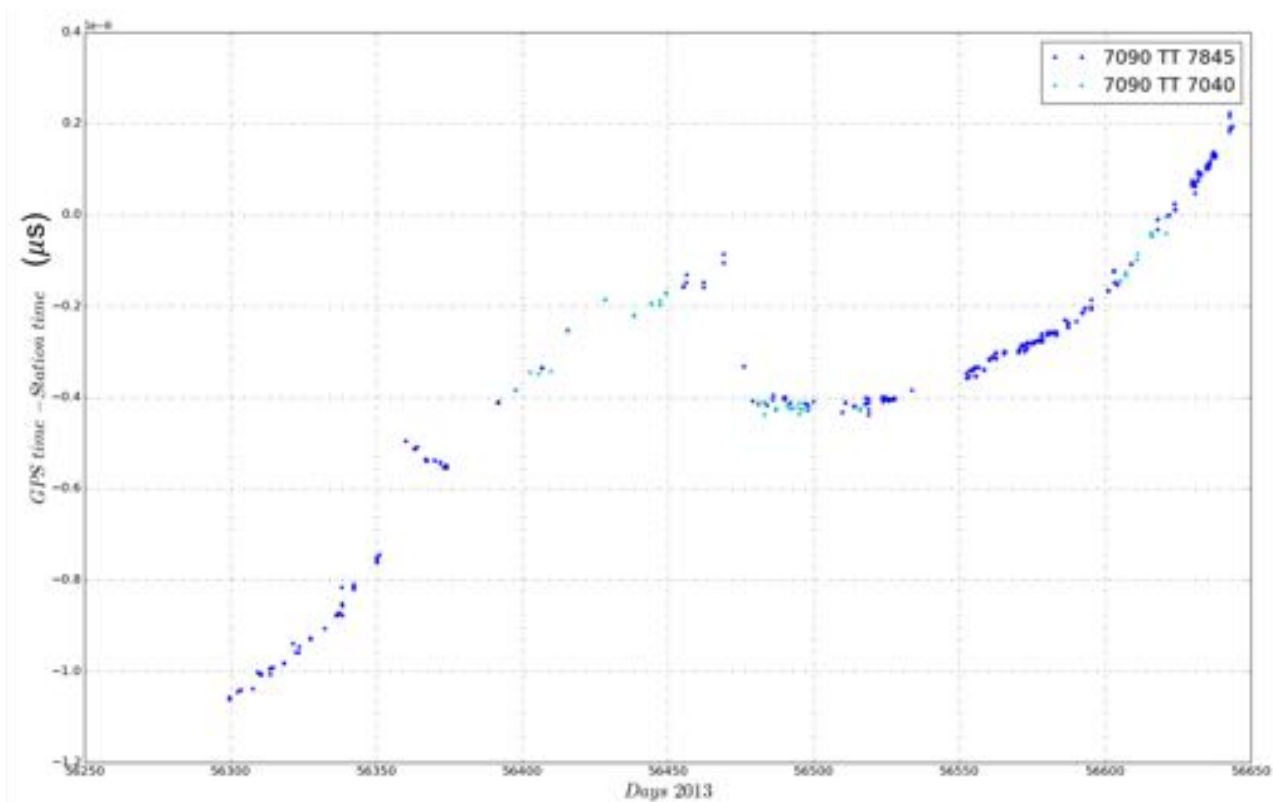


FIGURE 4.8 – Transfert de temps (s) avec Yarragadee

| Incertitude | Valeurs (ns) | Commentaires et sources |
|----------------------------|--------------|----------------------------|
| σ_{Cal^G} | 2 | (Laas-Bourez et al., 2013) |
| σ_{Cal^L} | 0.1 | (Samain et al., 2015) |
| $\sigma_{\delta DG}$ | 1 - 2 | (Laas-Bourez et al., 2013) |
| $\sigma_{\delta DL}$ | 0.1 - 0.01 | (Samain et al., 2015) |
| $\sigma_{m\acute{e}thode}$ | 2 - 3 | |
| σ_W^T | < 1 | < 1 j |
| Stabilité | 4 - 5 | < 1 j |

TABLE 4.2 – Incertitudes du biais en temps, d'après l'Équation 4.3.

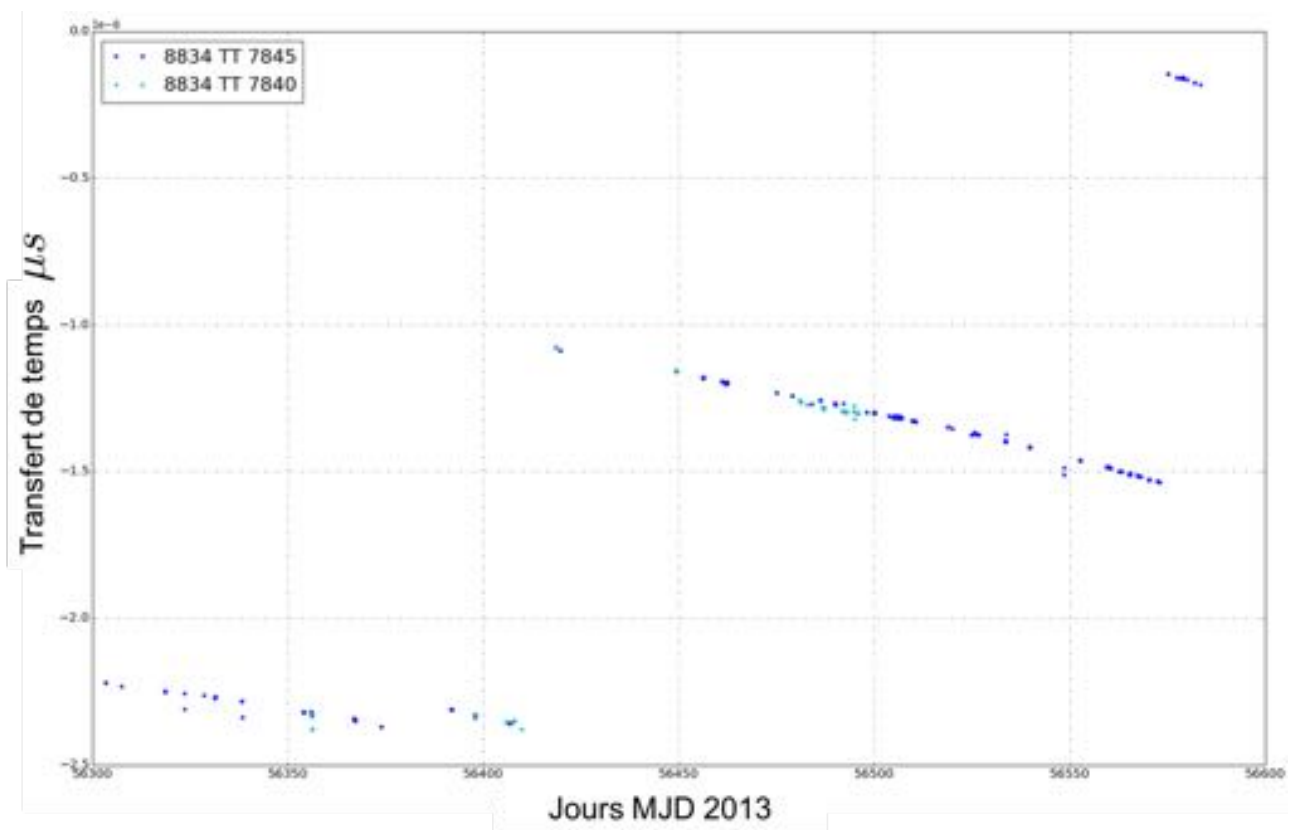


FIGURE 4.9 – Transfert de temps avec Wettzell

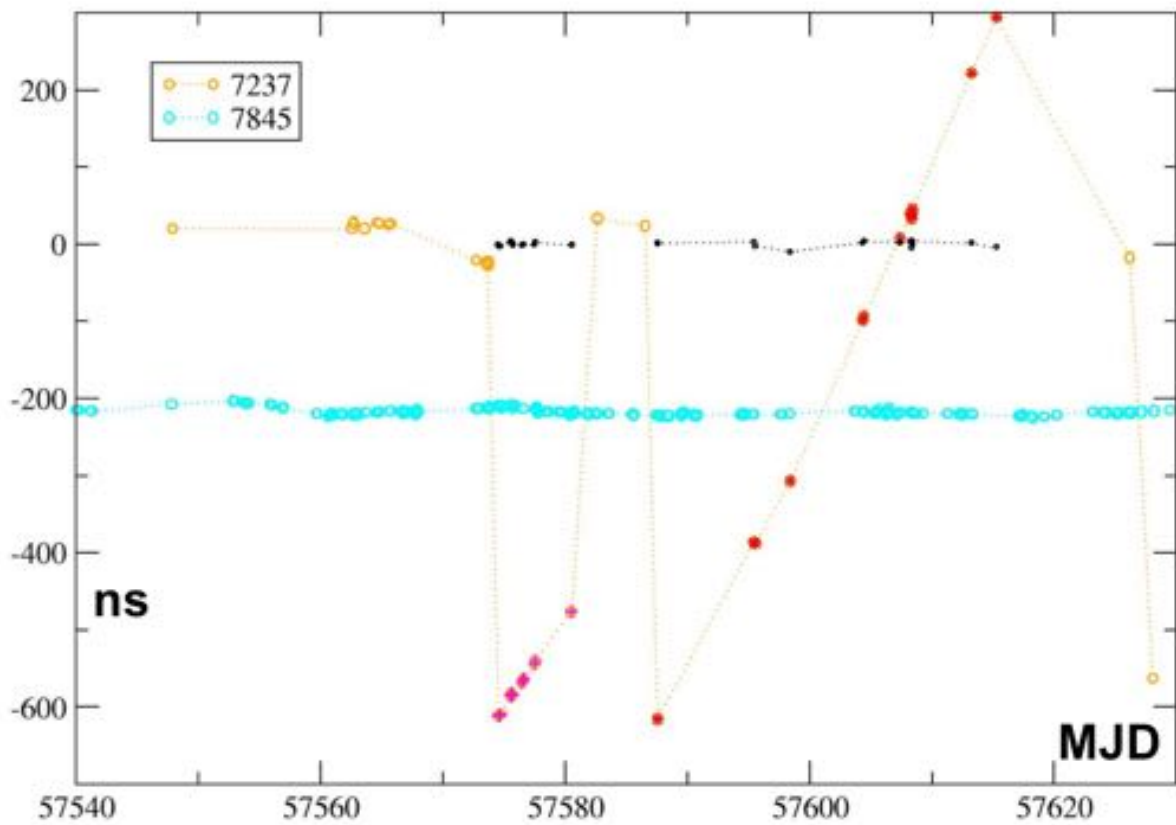


FIGURE 4.10 – Transfert de temps avec Changchun pendant la campagne de 2016 (Juin-Août) avec en bleu les données de Grasse 7845.

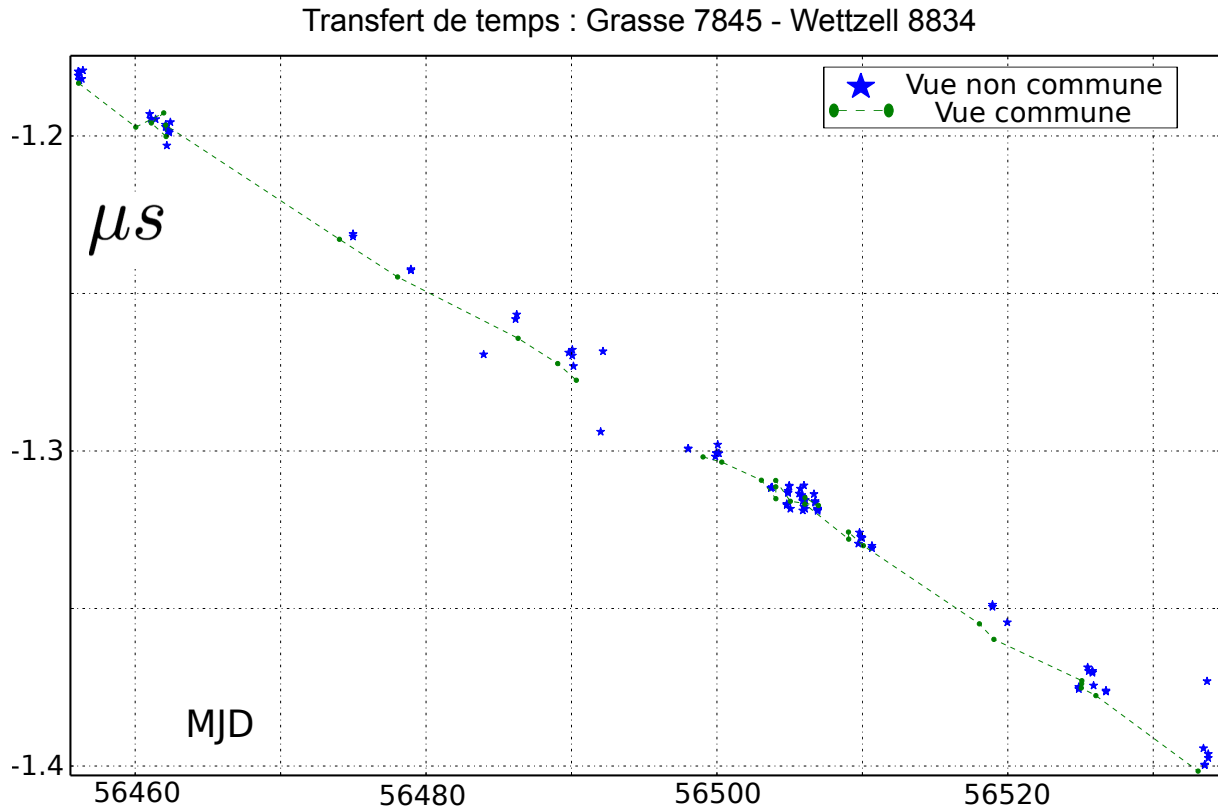


FIGURE 4.11 – Transfert de temps entre Grasse 7845 et Wettzell 8834, en vue commune (points reliés verts) et en vue non commune (étoiles bleues), pour la période correspondant à la zone 3 de Wettzell 8834.

On peut considérer en moyenne un transfert de temps par jour entre une station i et p . La reproductibilité du transfert de temps en vue non commune est de 2 - 3 ns à 1 j.

Ceci vient en partie du fait que nous avons estimé le Z_p de la station primaire à l'aide des données L3P du GPS ; notre calcul est à environ ± 3 ns de précision locale.

Les calculs en vue non commune peuvent être contrôlés avec la vue commune dans le cas des stations proches par exemple Grasse 7845 et Wettzell 8834. Un exemple sur la zone 3 de Wettzell a été tracé sur la [Figure 4.11](#) et est représenté par des étoiles vertes. Les passages en vue commune nous procurent des liens presque exacts (0.15 ns ([Exertier et al., 2014](#))), qui nous permettent d'évaluer les résultats des passages en vue non commune (à $\pm 2 - 3$ ns).

Répétabilité

Nous pouvons d'ores et déjà vérifier la répétabilité du calcul de transfert de temps en vue non commune, entre Grasse 7845 et une station i , et déduire sur une période de 30 j

par exemple, l'écart à un comportement différentiel ($p - i$) de type linéaire ou parabolique en supposant que le comportement différentiel des 2 horloges est de cette nature sur cette période. Cette répétabilité est estimée à 2 - 3 ns d'un jour à l'autre. Ce résultat est très bon compte tenu que nous utilisons un oscillateur à quartz comme référence de fréquence bord. Cette technique est comparable au transfert de temps GPS, bien qu'un peu moins bonne (quelques ns).

Exactitude

Le bilan d'exactitude est réalisé avec l'étalonnage de la station i ; des opérations sont toujours en cours (mission de J-M. Torre et D. Rovera en Chine et en Europe, Juin-Novembre 2016) dans le cadre de la campagne 2016 entre l'Europe et la Chine. Le fait d'utiliser les données GPS L3P, puis les données de la circulaire T (GPS *time-UTC*), nous permet de référencer les dates $E_p(t)$ de Grasse à l'UTC. Nous utilisons un lien descendant 1 voie GPS, et nous estimons donc une exactitude *a priori* de 5 ns (alors que le GPS en vue commune permet une exactitude à 1.5 ns (Petit et al., 2015)), sachant que nous n'appliquons pas ici des corrections disponibles grâce à l'IGS (orbite, etc.).

4.5 Impact en géodésie spatiale

4.5.1 Stratégie d'analyse

L'impact des biais en temps sur la géodésie, et plus particulièrement venant de la technique laser, va être examiné sur deux aspects. Soit nous fixons précisément l'orbite d'un satellite géodésique (LAGEOS) et nous regardons l'effet d'un biais en temps sur l'ajustement des coordonnées des stations dans le repère terrestre. Soit nous fixons le repère et nous regardons l'influence des biais sur le calcul d'orbite, Precise Orbit Determination (POD).

L'exactitude de la POD LAGEOS est importante pour l'analyse fine des données laser, ce qui permet l'estimation toujours plus stable et exacte des coordonnées des stations dans le repère terrestre. La précision d'orbite atteint aujourd'hui un RMS global de 7 - 8 mm sur les résidus laser (Zelensky et al., 2014). Cette POD a évolué ces dernières années notamment au travers du développement de nouvelles solutions du champ de gravité terrestre qui tiennent compte de sa variation temporelle, par l'amélioration du modèle géométrique et/ou dynamique d'orbitographie de LAGEOS (voir Tableau 4.3) (Sośnica et al., 2014) et notamment au travers de paramètres empiriques d'accélération qui sont ajustés.

Notre analyse doit également tenir compte des biais de distance (*range bias*). Ces derniers sont extrêmement corrélés à la coordonnée d'altitude des stations laser. De nombreuses études (par exemple [Combrinck \(2010\)](#); [Appleby et al. \(2016\)](#)) sont menées pour comprendre comment traiter le problème de l'ajustement d'un biais de distance lors de l'estimation des coordonnées de stations et de l'orbite.

À l'aide des *time bias* déterminés par le transfert de temps T2L2, nous avons modifié les données (dates) de mesures des deux satellites LAGEOS et LAGEOS-2 et de Starlette. L'idée est d'éviter une corrélation entre les biais (de distance et de temps) comme expliqué dans [Combrinck \(2010\)](#), qui donne un exemple de transmission d'erreur, lors d'un passage au dessus d'une station. Les biais de temps et de distance ont des effets très différents selon la couverture réelle d'un passage. Le biais en temps peut se diffuser dans le biais de distance et inversement, si les stations n'observent pas le passage au complet, en privilégiant des passages trop courts de 2 - 3 min. Afin d'éviter que les biais en distance ne polluent notre analyse, nous avons choisi d'effectuer les calculs suivants (travaux de J-M. Lemoine, GRGS Toulouse, 2016) :

1. sachant que les biais en distance et temps peuvent se corréliser entre eux pendant l'ajustement (nous choisissons un ajustement par arc plutôt que par passage, selon nos tests et selon [Appleby et al. \(2016\)](#), nous avons effectué un premier ajustement (sans corriger les données laser par les biais en temps des stations venant de T2L2) en libérant biais de distance et coordonnées des stations.
2. À l'aide de cette première série de biais en distance, nous avons ensuite fixé les biais à ces valeurs.
3. Dans un second calcul, nous avons remplacé les données laser (venant du réseau ILRS et distribuées par le CDDIS (NASA)) par les données corrigées des biais de temps T2L2, nous avons donc imposé les biais en distance calculés auparavant, puis finalement libéré les coordonnées des stations en choisissant bien sûr, de fixer le jeu de la station de Grasse.
4. Nous avons également testé la corrélation des biais, en distance et temps, en calculant une solution intermédiaire visant à re-déterminer les biais de distance avec des données laser corrigées cette fois-ci des biais en temps. De toutes petites différences (< 1 mm) apparaissent entre les deux jeux de biais estimés ; nous avons donc choisi de les fixer (décrit ci-dessus en 1.).

En résumé, nous avons les données corrigées des biais de temps déterminés à l'aide du transfert de temps en vue non commune, et nous disposons également des données non corrigées. Afin d'étudier seulement les biais en temps, nous avons calculé, puis fixé les biais de distance.

L'idée est maintenant de regarder l'effet de ces biais de temps, d'une part sur l'orbite des satellites géodésiques (LAGEOS, LAGEOS-2 et Starlette) et d'autre part sur les coordonnées des stations laser.

4.5.2 Inversion et résultat

Les résultats sont interprétés ici de deux manières ; d'une part à partir des inversions par satellite, d'autre part avec un cumul des deux trajectoires LAGEOS et LAGEOS-2 à l'aide du logiciel DYNAMO. Nous voulons essentiellement attirer l'attention des analystes, qui ont traité le problème des biais en distance, "prétendant" très généralement traiter les biais de la télémétrie laser. Nous démontrons ici que les biais en temps, certes pratiquement inaccessible à l'analyse d'orbite (au moins jusqu'à quelques microsecondes), sont cependant nécessaires à l'amélioration de la télémétrie en général et sa contribution au repère de référence terrestre.

Nous disposons des points normaux des LAGEOS pour 2013 et des même jeux modifiés par les biais en temps. La procédure de calcul est hebdomadaire. Nous proposons donc des sous-solutions du repère de référence, d'un côté satellite avec les vecteurs d'états, et de l'autre côté station avec leurs coordonnées (nous fixons Grasse 7845). Nous disposons également des biais de distance fixés pour chaque station. Certains coefficients empiriques du modèle sont contraints à une valeur réaliste afin d'éviter d'avoir des singularités dans l'inversion. Nous disposons donc de 52 arcs d'orbite en 2013 pour Starlette, LAGEOS et LAGEOS-2. Les ajustements sont effectués deux fois, avec et sans biais de temps.

Les premiers résultats sont les suivants :

Choix du modèle. Le mouvement moyen du satellite est extrêmement bien contraint par le choix du modèle de gravité et particulièrement par le choix du GM (standard IERS).

Effet sur l'orbitographie. Les valeurs des biais de temps étant très différentes d'une station à une autre, l'effet moyen est faible, le biais de temps moyen (positif) de 200 ns équivaut à $1.4 \cdot 10^{-11}$ de la période orbitale. Le RMS global des résidus laser s'améliore de 0.3 - 0.5 mm pour les LAGEOS et deux fois plus environ pour Starlette. L'effet du biais en temps est donc faible vis à vis de l'orbitographie. Il ne modifie pas l'exactitude de la POD, alors que le biais de distance la modifie (Appleby et al., 2016). Le [Figure 4.12](#) et [Figure 4.13](#) représentent respectivement le rapport du RMS d'orbite avec et sans biais en temps pour Starlette et les deux LAGEOS, et le rapport *along track*, pour ces mêmes satellites. Les effets sont plus importants pour Starlette qui est une cible basse, donc plus rapide. Les variations

du RMS d'orbite pour les LAGEOS restent très faibles, 10^{-7} pour LAGEOS et 10^{-6} pour LAGEOS-2. Les accélérations empiriques ne sont donc pas gouvernées par les biais en temps.

Effet sur les coordonnées des stations. Nous avons comparé la différence par station avec et sans biais en temps. Les résultats montrent qu'il y a un saut de coordonnées, si il y a un saut de phase de l'horloge dans la station de 0.7 à 1 μ s ou plus (exemple de Wettzell 8834, [Figure 4.3](#)). Il est cependant difficile de comprendre comment se diffuse le biais en temps moyen (plus faible que les sauts de phases) d'une station. Cependant les biais en temps sont responsables d'une erreur sur la position de 6 - 8 mm au minimum par Satellite. En revanche, lorsque plusieurs trajectoires sont combinées (courbe noire de la [Figure 4.14](#) et [Figure 4.15](#)) (LAGEOS et LAGEOS-2 pour le repère de référence et les EOP, tel que la stratégie est prévue par l'ILRS), l'effet tombe à 2 - 3 mm.

Nos exemples sont donnés dans le cas de deux stations Wettzell 8834 et Yarragadee 7090, et sont présentés [Figure 4.14](#) et [Figure 4.15](#). Les LAGEOS ayant des inclinaisons différentes, l'impact d'un biais de temps sur les données laser vient donc à la fois de l'influence de la vitesse de rotation de la Terre et de la vitesse du satellite le long de sa trajectoire (autrement dit de sa vitesse relative à la station). Chaque satellite a donc une signature propre que l'on voit clairement (en temps qu'effet local, en comparaison de l'effet global sur le RMS d'orbite), sur l'ajustement des coordonnées de la station, appoints que nous avons projetés en Nord-East-Up pour mieux comprendre leur portée ou influence géographique.

C'est la composante "E" (est-ouest) qui porte le plus de signature, avec un effet opposé pour le même biais en temps, suivant l'inclinaison (110° et 50° pour LAGEOS et LAGEOS-2, respectivement); ce pour les deux stations 8834 et 7090. L'effet le plus spectaculaire est sur 8834, alors que le biais en temps revient vers 0 à la fin. Nous voyons clairement l'appoint de coordonnée "E" passer à zéro. En revanche, l'effet en "UP", donc en vertical, n'est pas très important par satellite et encore moins pour la solution combinée. Ceci montre que la corrélation n'est pas très grande, ce qui confirme notre hypothèse de départ, et l'idée assez simple que le biais en temps joue sur la composante "E" (et le *along-track* côté satellite).

Enfin, à l'image de la variation long terme du biais de temps de 7090, qui globalement augmente, on voit que cela engendre un léger effet séculaire sur la coordonnée "E". Ceci doit être confirmé par une analyse globale qui sera menée sur l'ensemble du réseau.

| Géométrie | |
|-------------------------------|---|
| Coordonnées | ITRF 2008 |
| EOP | IERS C04 |
| Précession/nutation | IAU 2000 |
| Marées terrestres | IERS 2003 |
| Surcharge océanique | GOT00.2 |
| Marée du Pôle | IERS 2010 |
| Gravité | |
| Statique | 30×30 |
| Marées terrestres | IERS 2003 |
| Variations temporelles | $C_{2,0}, C_{2,1}, S_{2,1}, C_{3-6,0}$ |
| Marées océanique | Ray GOT99.2 |
| 3 ^e corps | |
| Non-gravitationnel | |
| Pression de radiation solaire | Sphère, CR fixés à 1.13 |
| Albedo/IR | modèle à 13 éléments |
| Relativité | Métrie de Schwarzschild, géodésiques et précession Lense-Thiring |
| Modélisation des données | |
| Troposphère | (Mendes and Pavlis, 2004) |
| Centre de masse satellite | (Appleby and Ostubo, 2013) |
| Paramétrisation /arc d'orbite | |
| Conditions initiales | $[x, \dot{x}(t_0)]$ |
| Empirique | $BT, [BX, BY]$ $FS, 1\%$ contraint |
| <i>Range bias</i> | MRB |
| Dérivées partielles | $C_{n,0}, (n = 0, 2)$ $dX_S, S=T2L2$ stations |

TABLE 4.3 – Modèle typique de forces (LAGEOS) ; Arc orbital de 7 jours. ([Appleby et al., 2016](#))

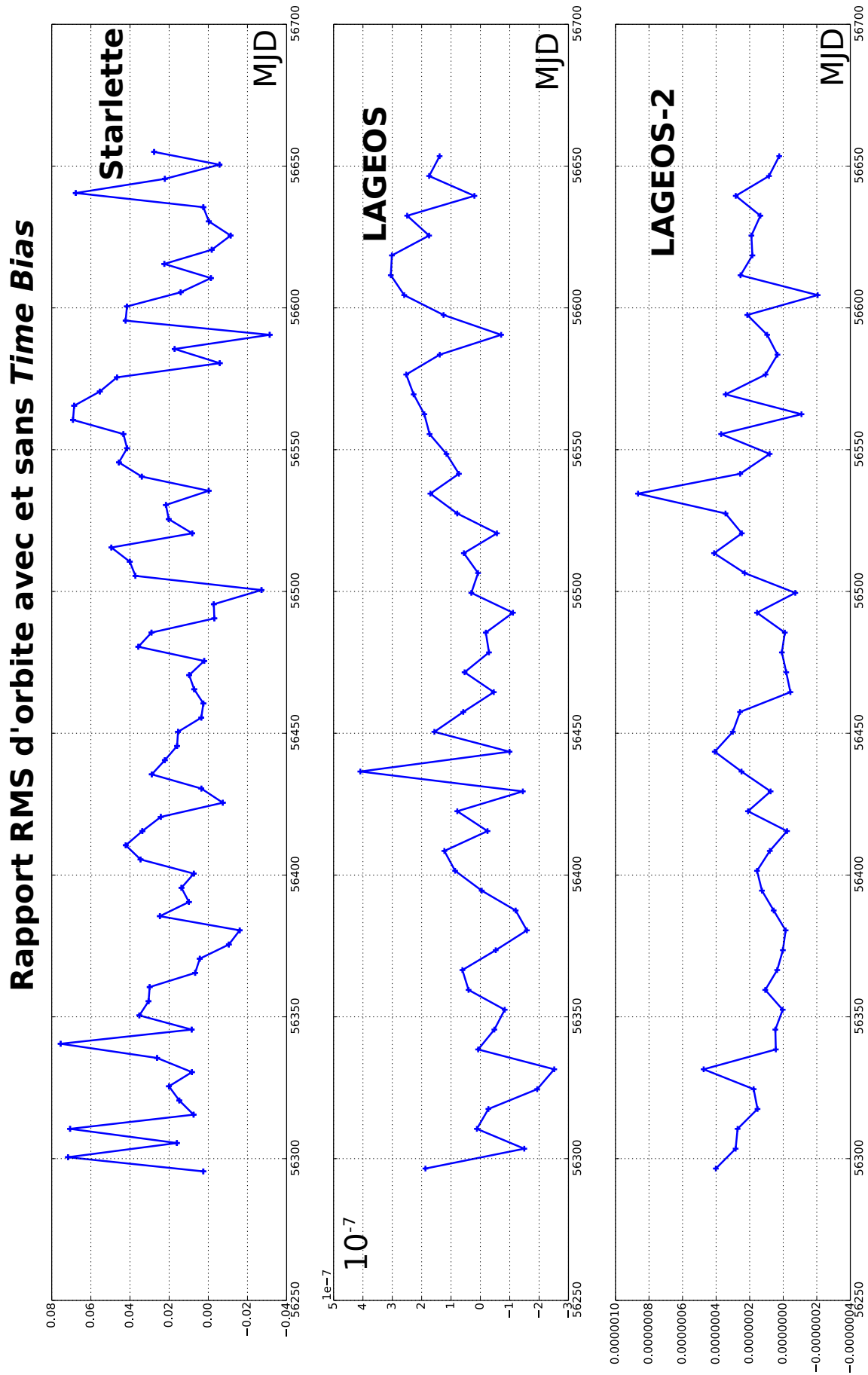


FIGURE 4.12 – Rapport des RMS d'orbite avec et sans biais en temps, pour les satellites géodésiques Starlette, LAGEOS et LAGEOS-2. Les effets du biais en temps restent particulièrement faibles pour l'orbitographie des satellites et sont globalement inférieurs au mm pour les LAGEOS. Starlette est une cible plus basse, les effets sont donc plus importants et les variations atteignent le mm.

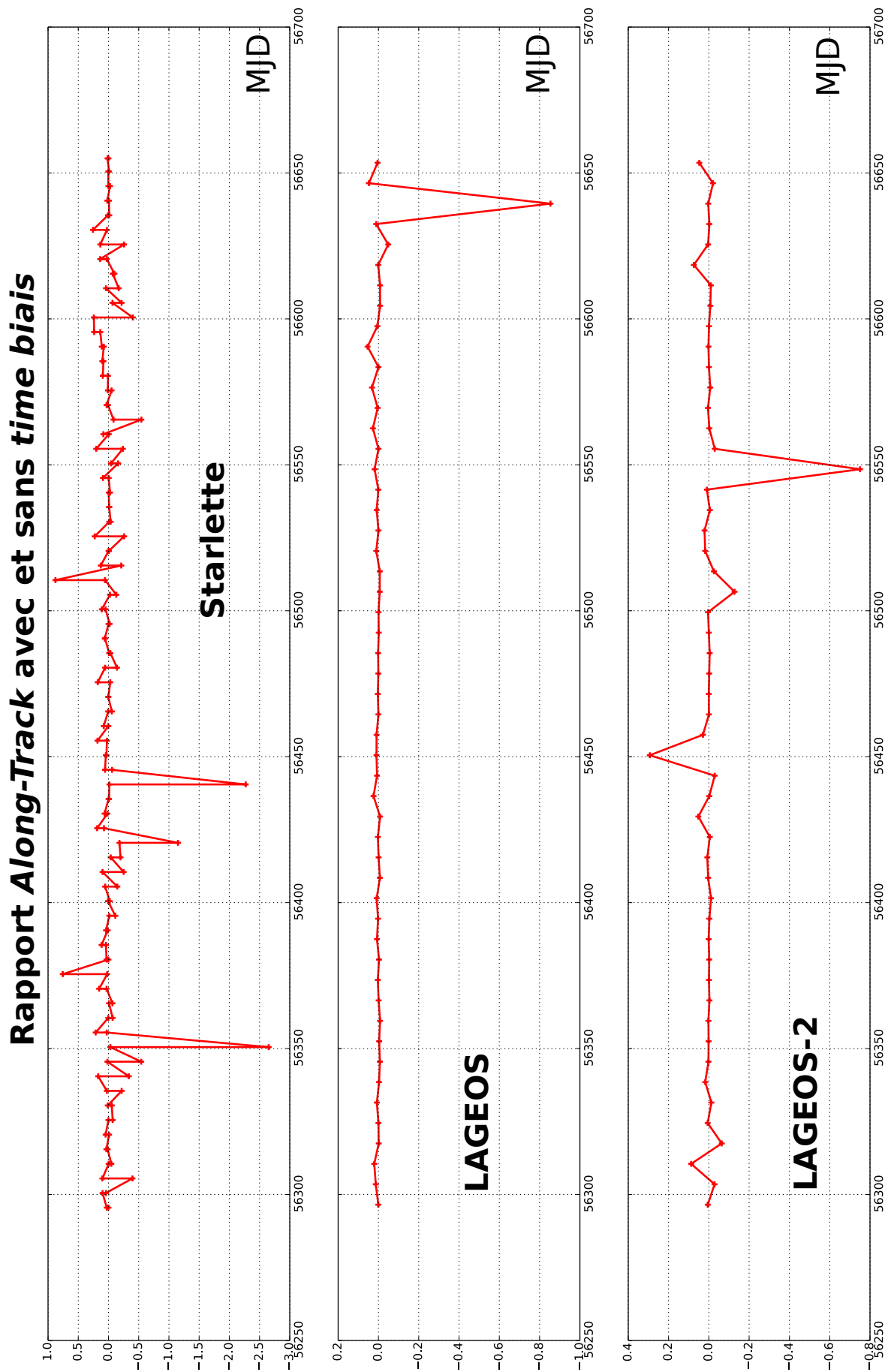


FIGURE 4.13 – Rapport du coefficient du modèle *along track*, soumis ou non au biais en temps, pour les satellites géodésiques Starlette, LAGEOS et LAGEOS-2. Starlette à plus basse altitude est plus sensible que les LAGEOS. Le coefficient *along-track* est sensible aux observations à l’horizon et dépend de l’inclinaison du satellite, c’est pourquoi il diffère entre les deux LAGEOS (pour LAGEOS, $i=109.8^\circ$ et pour LAGEOS-2, $i=52.6^\circ$).

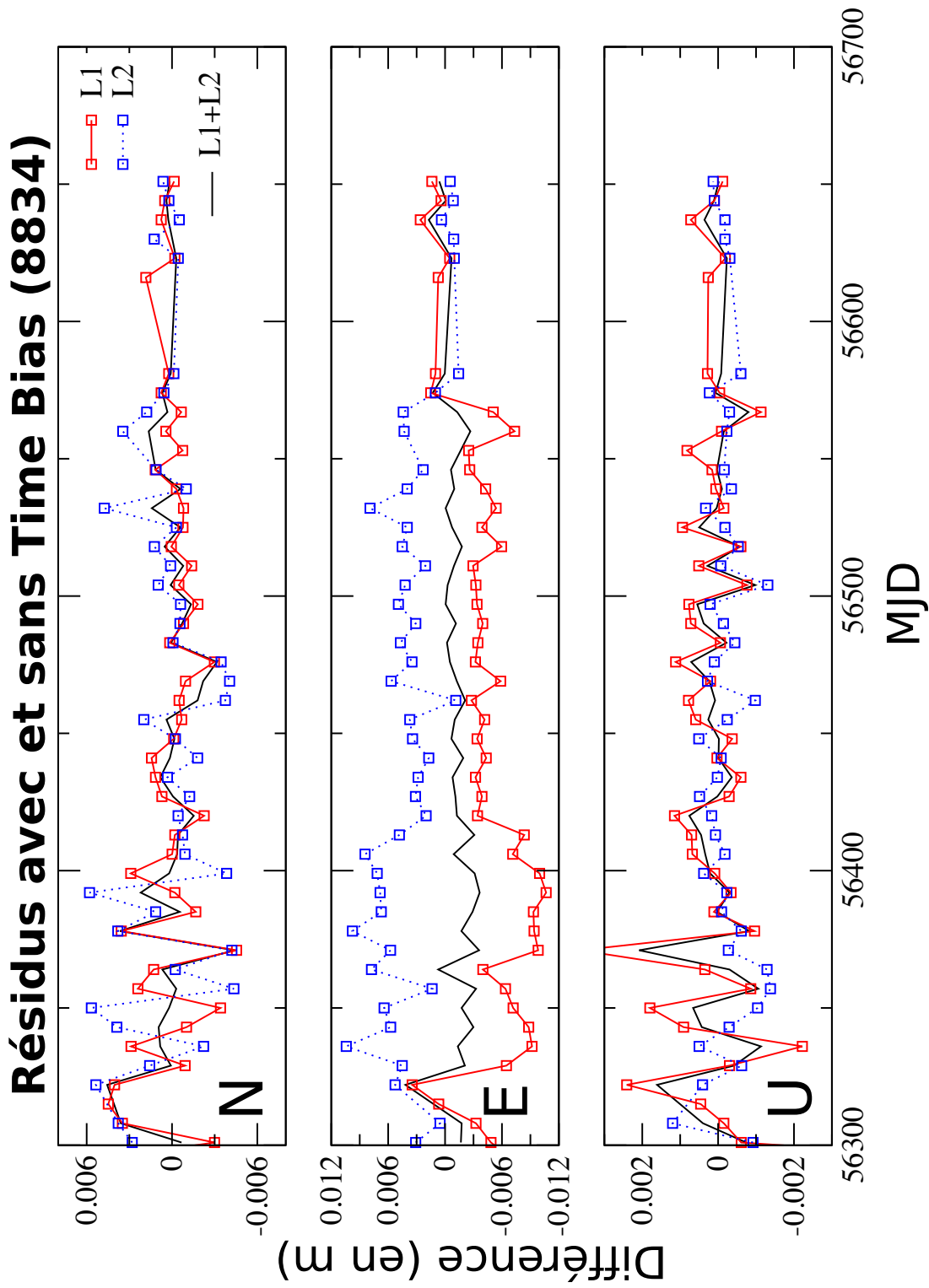


FIGURE 4.14 – Différence avec ou sans biais en temps pour les positions N (north), E (east) et U (up) de Wettzell 8834, à partir de l'orbite des LAGEOS (LAGEOS en rouge et LAGEOS-2 en bleu). La coordonnée E est la plus sensible, il y a également une différence à cause de la différence d'inclinaison des LAGEOS. En noir, il s'agit de la combinaison de LAGEOS et LAGEOS-2, utilisée pour estimer le repère de référence.

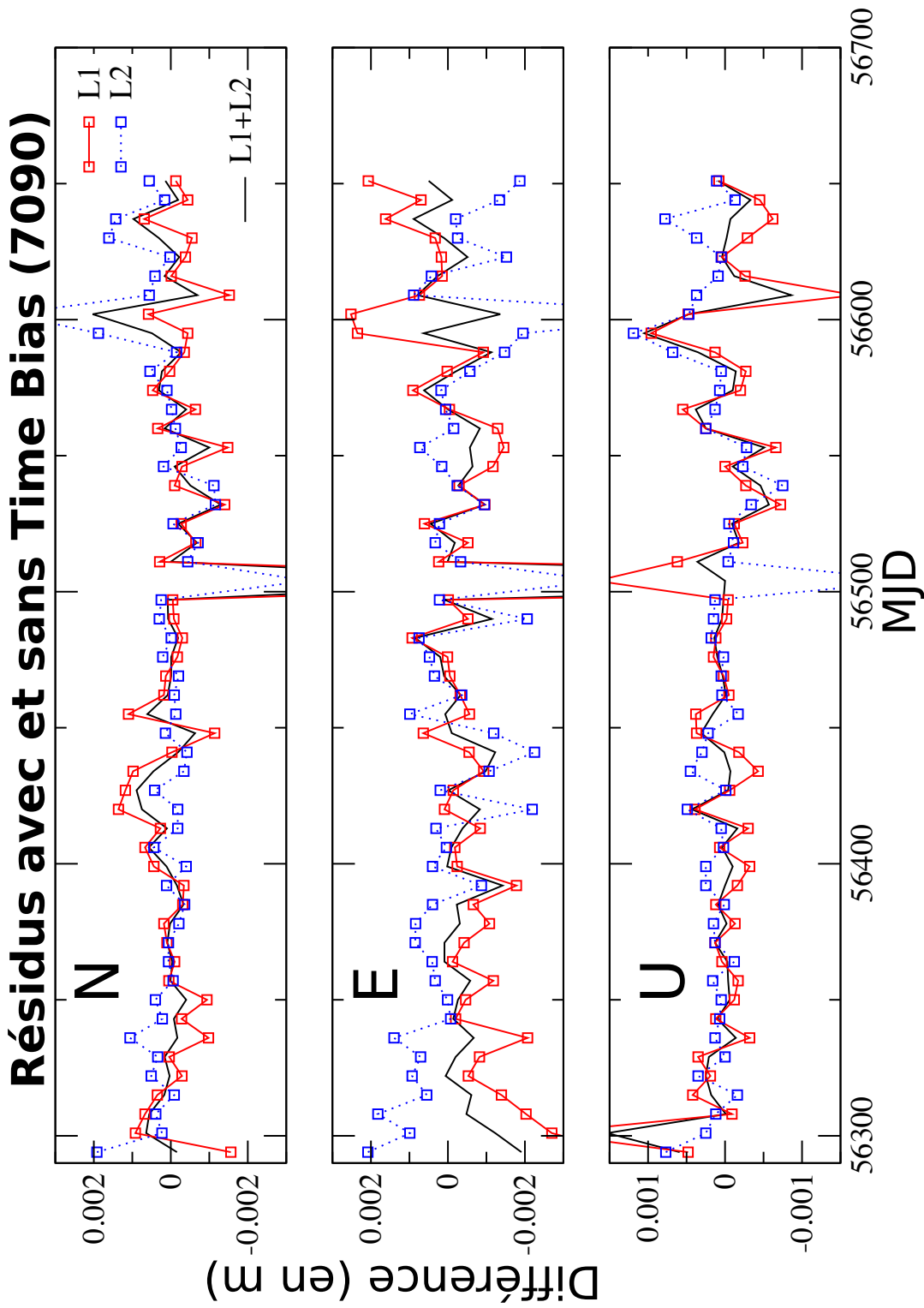


FIGURE 4.15 – Différence avec ou sans biais en temps pour les positions N (north), E (east) et U (up) de Yarragadee 7090, à partir de l'orbite des LAGEOS (LAGEOS en rouge et LAGEOS-2 en bleu). La coordonnée E est la plus sensible, il y a également une différence à cause de la différence d'inclinaison des LAGEOS. En noir, il s'agit de la combinaison de LAGEOS et LAGEOS-2, utilisée pour estimer le repère de référence.

4.6 Conclusion et discussion

La datation du PPS GPS de la plateforme par T2L2 nous a permis d'étudier le comportement long terme des horloges des observatoires géodésiques laser et de proposer une représentation analytique mettant en avant les différents problèmes possibles. La situation, en temps, du réseau laser n'est pas satisfaisante eu égard aux objectifs du GGOS : maintenir un repère de référence international, stable ($0.1 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$) et exact (1 mm). Les technologies utilisées pour maintenir un temps local proche de l'UTC sont très différentes d'une station à une autre. La synchronisation à quelques ns est donc quasiment impossible sans actions préalables (estimation des étalonnages par exemple) et suivi régulier. De plus, les opérateurs ont difficilement accès aux décalages temporels. La recommandation de l'ILRS d'avoir un réseau proche à $\pm 100 \text{ ns}$ de l'UTC est même loin d'être respectée. T2L2 permet pour la première fois une estimation, indépendante de l'orbitographie, des biais en temps des observatoires. Notre formulation tient compte de nombreuses configurations technologiques possibles des stations, ce qui est une avancée en soi !

L'intégration du modèle de fréquence permet de synchroniser le réseau laser dans son ensemble, à l'aide de notre méthode de transfert de temps en vue non commune, avec une stabilité (répétitivité) de 4 - 5 ns à 1 j. Cette synchronisation permet d'estimer les biais en temps des stations, de manière totalement indépendante du calcul d'orbite des satellites, par passage et par station. La succession des passages en vue non commune nous permet de propager l'UTC depuis la station de Grasse 7845 et d'atteindre peu à peu toutes les stations du réseau laser.

Le calcul de la vue non commune reste néanmoins fragile, et dépend beaucoup des stratégies d'observations choisies par les opérateurs des stations laser. Pour accéder à l'exactitude de ce transfert de temps en vue non commune, une campagne (étalonnage et observations) a eu lieu entre 4 stations laser, Grasse 7845 et Herstmonceux 7840 en Europe et Changchun 7237 et Shanghai 7821 en Asie. L'idée est d'avoir un couple de deux stations en vue commune, ce qui permettra de les synchroniser localement avec une exactitude de 0.15 ns (la vue commune est indépendante de la stabilité de l'oscillateur bord). Cette campagne repose sur une stratégie stricte d'observation, qui favorise les passages les plus courts d'une station à l'autre, afin de minimiser le temps d'intégration. Une calibration et une étude au sol ont été menées (J-M. Torre et al.) ; les résultats de cette campagne sont en cours de traitement (Décembre 2016).

Ce travail continue d'être étendu à d'autres années que 2013. Conjointement, l'amélioration de la continuité des périodes de 10 j du modèle permettra d'obtenir des résultats plus stables ; son intégration pour établir une échelle de temps dynamique à bord du satellite va permettre des applications en géodésie spatiale tout comme en physique fon-

damentale.

Cette étude sur la synchronisation du réseau laser et l'impact des *time errors* sur les produits géodésiques (POD et ajustement des coordonnées des stations laser) est tout d'abord née de l'effort de modélisation de l'oscillateur spatial.

Nous verrons d'ailleurs en conclusion générale, le potentiel de ce modèle pour le futur, notamment pour la série des oscillateurs (DORIS, LRO, etc.) qui ont des caractéristiques proches et sont dans des environnements spatiaux pas très différents, et ont donc des contributions très importantes (navigation, etc.).

L'impact des biais de temps n'est donc pas du tout négligeable aujourd'hui compte tenu de la précision globale du réseau laser dans l'ITRF et compte tenu aussi des ambitions autour de la détermination du facteur d'échelle du repère global et du GM par la télémétrie laser. Les valeurs sont relativement importantes par satellite et il est vrai qu'une fois combinée, la solution est plus raisonnable avec un impact moins important. Bien sûr, la méthode présentée ici, grâce à l'apport des données de T2L2, est totalement indépendante de l'orbitographie, ce qui reste une force, et c'est aussi la première détermination de ce genre. On peut donc conclure que l'impact doit être valorisé le plus possible dans le réseau des stations, afin de sensibiliser les opérateurs à un meilleur suivi temps/fréquence des stations.

4.7 Glossaire

| Quantités | Description | Équation |
|----------------------------------|---|---------------|
| $E(t)_i$ | évènement daté par la station laser i | Équation 4.1 |
| $LoT(t)_i$ | <i>local time</i> à la station i | Équation 4.1 |
| Cal_i^L | l'étalonnage laser de la station i | Équation 4.1 |
| δD_i^L | distribution des signaux de temps vers le laser | Équation 4.1 |
| Cal_i^G | l'étalonnage du système de rattachement | Équation 4.2 |
| δD_i^G | distribution interne et/ou externe | Équation 4.2 |
| $J_i(t_j)$ | saut de phase | Équation 4.2 |
| Z_i | décalage, avance ou retard de phase | Équation 4.2 |
| $W(t)_i$ | comportement de l'oscillateur local | Équation 4.2 |
| UTC | échelle de temps internationale | Équation 4.2 |
| TB | <i>Time Bias</i> | Équation 4.3 |
| φ_{OUS} | évolution de phase | Équation 4.5 |
| $T_{1 \rightarrow 2}$ | période d'intégration | Équation 4.5 |
| ν_{OUS} | modèle de fréquence | Équation 4.5 |
| ε_{OUS} | erreur du modèle | Équation 4.6 |
| $a_0, a_1, a_2, \omega, \varphi$ | coefficient de l'erreur du modèle | Équation 4.6 |
| Δt | délai mesuré au sol | Équation 4.7 |
| $B(\tau)$ | temps bord | Équation 4.8 |
| $\Delta \tau$ | délai mesuré à bord | Équation 4.8 |
| $\varepsilon(\Delta t)$ | erreur résiduelle | Équation 4.8 |
| $\tilde{\nu}_{OUS} d\tau$ | modèle corrigé | Équation 4.10 |
| $\Delta E_p^i(t)$ | synchronisation vue au sol | Équation 4.11 |
| $\varepsilon_f, \varepsilon_p$ | erreurs résiduelles à la station (f) et (p) | Équation 4.11 |
| $\Delta B_p^i(t)$ | synchronisation vue à bord | Équation 4.12 |
| $\varepsilon(\Delta t)$ | erreur résiduelle | Équation 4.12 |
| $\Delta_p^i(t)$ | désynchronisation sol-sol en vue non commune | Équation 4.15 |
| ΔTB_p^i | différence des biais en temps | Équation 4.15 |
| $\Sigma \varepsilon$ | somme des erreurs résiduels | Équation 4.15 |
| σ_{Cal^G} | incertitude Cal^G | Tableau 4.2 |
| σ_{Cal^L} | incertitude Cal^L | Tableau 4.2 |
| $\sigma_{\delta D^G}$ | incertitude δD^G | Tableau 4.2 |
| $\sigma_{\delta D^L}$ | incertitude δD^L | Tableau 4.2 |
| σ_W^T | incertitude $W(t)$ après T | Tableau 4.2 |
| $\sigma_{méthode}$ | incertitude de la méthode | Tableau 4.2 |

TABLE 4.4 – Quantités vues dans ce chapitre

Conclusion et perspectives

Nous avons utilisé l'expérience de transfert de temps T2L2, passagère du satellite océanographique Jason-2 à 1336 km d'altitude pour estimer les biais en temps des stations laser. Depuis son lancement en Juin 2008, nous disposons de plus de 8 ans de données.

Ce travail de recherche a pour but essentiel de comprendre le comportement de l'oscillateur à bord de Jason-2 à l'aide de T2L2. Ce travail, extensible à d'autres oscillateurs (DORIS en vol et à venir et LRO qui sont dans des situations similaires), pourra d'une part nous donner des informations sur l'environnement spatial et d'autre part, permettra, à l'aide du transfert de temps en vue non commune de synchroniser l'ensemble du réseau laser. Cette thèse montre la possibilité de construire un modèle d'oscillateur déterministe dont l'intégration permet d'obtenir une nouvelle réalisation d'un temps en orbite, accessible aux observateurs (stations laser). Ceci suppose de s'intéresser en parallèle à plusieurs applications géodésiques du transfert de temps optique spatial. T2L2 permet en effet de mieux comprendre la métrologie temps/fréquence des stations laser, d'établir des comparaisons à GPS, de mesurer le comportement d'un OUS spatial soumis aux radiations, et enfin d'améliorer à terme la navigation basée sur des horloges spatialisées et de contribuer à stabiliser le repère ITRF.

La datation du PPS GPS à bord par T2L2, nous a tout d'abord permis de suivre le comportement long terme des stations laser. Nous avons montré que sur le long terme, ces stations présentent des décalages au GPS *time* pouvant atteindre plusieurs μs . Nous avons proposé une formulation analytique applicable à toutes les stations pour expliquer leur comportement respectif, mais la synchronisation est nécessaire pour estimer précisément les décalages en temps.

En vue non commune, lorsque les stations laser du réseau n'observent pas T2L2 au même instant, la performance du transfert de temps et donc de la synchronisation du réseau est limitée par la stabilité de l'oscillateur ultra stable DORIS à bord.

La première étape de ce travail a consisté à étudier les variations de fréquence de l'OUS bord. T2L2 est en mesure, grâce à son transfert de temps sol-bord de haute performance, de lire précisément les variations de fréquence de l'oscillateur, presque 5 fois

mieux que par les produits de l'orbitographie. C'est en ce sens que T2L2 apporte une information importante au système de géodésie DORIS. L'oscillateur DORIS est sensible à l'environnement spatial, majoritairement aux radiations, aux variations de température et au vieillissement. Nous avons proposé une modélisation de chacun des phénomènes perturbant l'oscillateur et, en les sommant, nous avons proposé un modèle qui a été ajusté aux données de transfert de temps T2L2. Cette modélisation a d'abord été effectuée à court terme sur 10 j avec une précision de $5 - 6 \cdot 10^{-13}$ et une cohérence d'ensemble de 10^{-12} . Puis nous avons proposé une modélisation sur le moyen terme et le long terme. Pour cela, nous proposons un scénario selon lequel les effets observés à moyen terme (période à 59 j) sont d'ordre radiatif. Afin de nous assurer de la pertinence de ce modèle, nous l'avons également appliqué, avec succès, au satellite Jason-3. Ce dernier ne dispose pas de T2L2, mais les données dérivées de l'orbitographie suffisent, en partie parce qu'il est plus sensible aux radiations que Jason-2. Plus que de proposer une modélisation, cette étude des effets physiques démontre que les horloges sont de vrais détecteurs polyvalents, et que de nombreux phénomènes peuvent être mesurés au travers des variations de leur fréquence.

La modélisation de l'oscillateur a permis en conséquence d'accéder au transfert de temps en vue non commune avec T2L2. En intégrant le modèle de fréquence court terme en moyenne sur plusieurs milliers de secondes, nous pouvons donc comparer le décalage de chacune des stations laser par rapport à une station primaire et ainsi synchroniser le réseau dans son ensemble. Une analyse pendant 1 an de 25 stations laser, qui ont observé régulièrement T2L2, montre que notre méthode de transfert de temps en vue non commune a une stabilité de 3 - 4 ns à 1 j et une exactitude que nous n'estimons pas meilleure que 5 ns, due au lien GPS qui assure le lien de la station primaire (Grasse 7845) à l'UTC. Malgré tout, notre méthode permet de synchroniser le réseau à un niveau 20 fois meilleur que ce qui est préconisé par l'ILRS, c'est-à-dire ± 100 ns. Ce transfert de temps permet d'estimer les biais en temps des stations laser, qui représentent pour 25 % des résidus sur la position des stations. La position des stations laser peut donc être améliorée de 4 - 6 mm grâce à l'estimation de ces biais en temps.

Le futur du transfert de temps optique va d'abord passer par la suite des applications des données de T2L2 pour la physique fondamentale. En 2018, un transfert de temps optique vers l'ISS et ACES par ELT permettra de comparer non plus un oscillateur ultra-stable mais des horloges atomiques à Césium et un H-maser. Une proposition est actuellement menée à l'ESA pour proposer une mission multi-techniques de géodésie, E-GRASP, qui pourra transporter un nouveau T2L2, plaçant donc le transfert de temps comme une technique propre.

Pour ce qui est des applications directes de ce travail, l'estimation des biais en temps

dans les stations laser devra être étendue, notamment sur d'autres cibles satellitaires comme Jason-2 et sur des périodes de temps plus longues. Les impacts pour la communauté DORIS seront l'étude d'autres oscillateurs à bord des missions, compte tenu de nos développements et notamment la sensibilité aux radiations des oscillateurs embarqués.

Épilogue : Ce travail de recherche a donc montré que le temps peut être pris comme une observable à part entière et qu'il n'est actuellement mal pris en compte dans de nombreuses stations laser. De nombreux géodésiens commencent à comprendre l'importance de la synchronisation, de la stabilité des horloges et de l'utilité du transfert de temps pour améliorer le repère de référence et l'orbitographie. Le temps et son transfert pourraient devenir la 5^e technique de géodésie spatiale, les horloges des instruments de mesure à part entière dans de nombreuses missions spatiales.

Annexe A

Médiation scientifique

Cette partie sur les aspects historiques de la mesure du temps est une illustration de mon travail de médiation scientifique réalisé grâce au soutien du Labex FIRTS-TF et sous la responsabilité de M. Laas-Bourez et P. Exertier. Il s'agit de la mise au point d'une exposition sur le temps "Le temps d'une exposition".¹

Exposition itinérante

Ce travail de médiation a également pris la forme d'une exposition itinérante, financée par le Labex FIRST-TF (Formation, Innovation, Recherche, Service et Transfert en Temps-Fréquence). Elle a pour but de montrer que le temps se construit, depuis les premiers calendriers aux horloges atomiques, mais également qu'il se transfère, pour synchroniser toutes les horloges en réseau. L'exposition est disponible sur demande et accessible aux enfants. Pour l'illustrer, nous avons présenté les photographies des 9 panneaux qui composent l'exposition. L'exposition commence par présenter le temps et comment il est ressenti par l'homme. On y oppose temps subjectif et temps relatif, sans préférences, les deux pouvant coexister. Puis la construction du temps commence, nous présentons les calendriers, notre souhait était de montrer que l'astronomie au travers du mouvement des astres a une place importante dans les premières définitions des durées et pour l'élaboration des calendriers. Petit à petit, les horloges de plus en plus stables prennent le pas pour mesurer des durées toujours plus courtes. Le temps est de plus en plus présent dans la société, on lui donne un pouvoir, en séparant vitesse et lenteur, ponctualité et retard. Très vite, les horloges sont plus précises que le mouvement des astres, alors notre temps international UTC est construit comme une combinaison du temps atomique TAI et de la

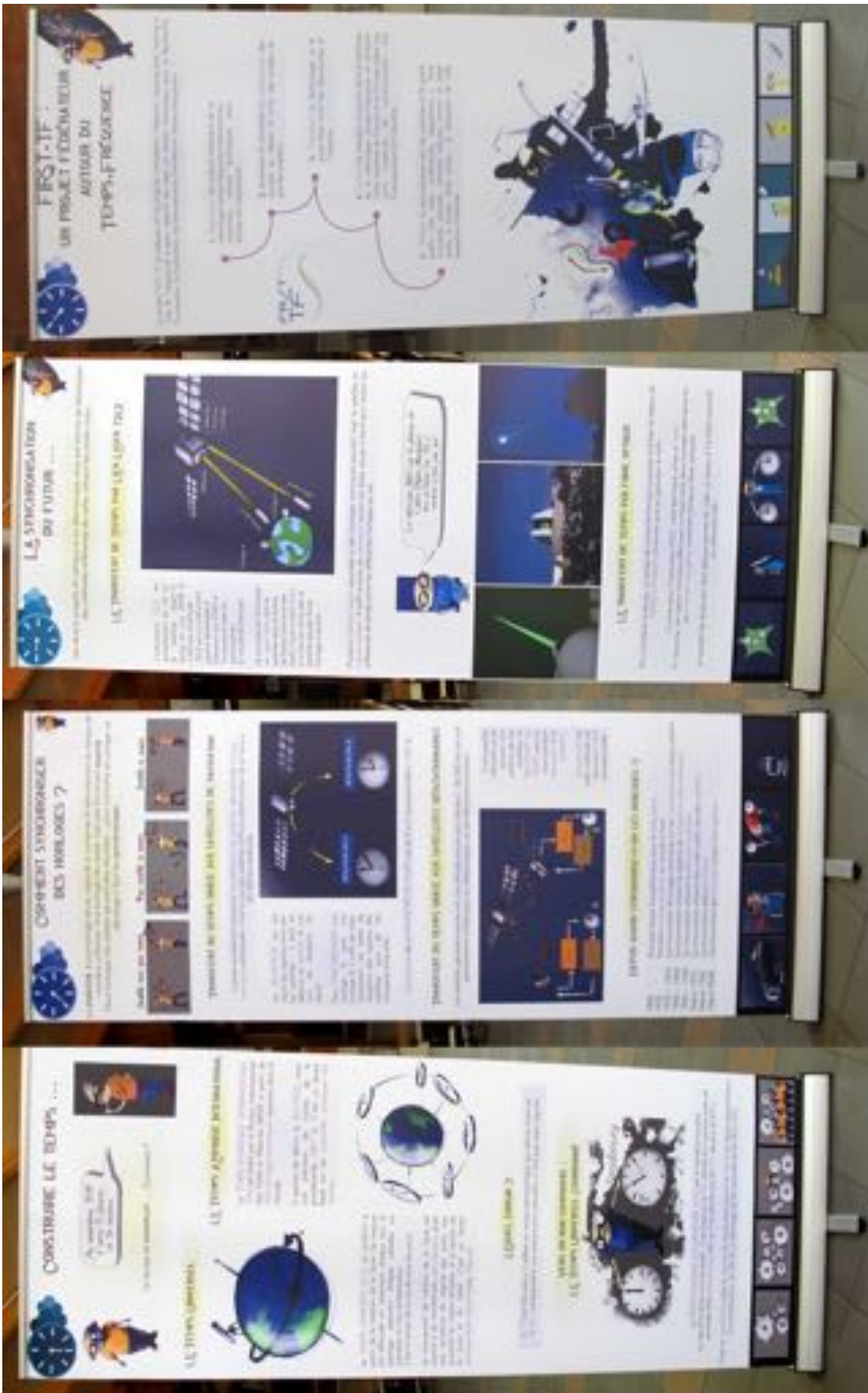
1. <https://geoazur.oca.eu/spip.php?article1472>

rotation de la Terre UT1. Puisque les horloges sont des objets isolés dans les laboratoires et indépendants les uns des autres, nous devons recourir au transfert de temps pour les synchroniser, et pour des horloges distantes, au transfert de temps spatial. Ce transfert de temps spatial peut être soit radio-fréquence avec GPS et TWSTFT mais également optique avec T2L2. L'exposition se termine sur les recherches actuelles en transfert de temps optique, donc en lien très étroit avec cette thèse. Puis le dernier panneau présente les actions du Labex FIRST-TF², réseau d'excellence en temps/fréquence.

2. <http://first-tf.fr/>







Le temps des Astres

Depuis les premières civilisations, l'être humain a toujours ressenti le besoin de se repérer dans un espace changeant au fil des saisons, afin de rythmer sa vie sociale, religieuse et agricole. Tout semble renouveau, chaque jour, chaque année, la nature semble cyclique, et c'est de ces cycles dont l'Homme va s'inspirer pour construire ses premières références de temps. Les Astres sont facilement accessibles à l'œil nu, notamment la Lune, les étoiles et le Soleil. L'étude de leurs cycles permet à l'Homme de définir les premières découpes du temps, l'année, le mois et le jour qui servent de base aux calendriers.

Le jour, l'année et le mois

Le jour

Le jour trouve naturellement sa définition dans le mouvement apparent du Soleil dans le ciel. La journée a une définition astronomique, qui correspond au mouvement de rotation de la Terre autour de son axe. En fonction de la référence astronomique choisie, c'est-à-dire de comment la Terre est repérée dans l'espace, il est possible de définir plusieurs "jours" ([Acker, 2007](#)), le **jour solaire**, **sidéral** et **stellaire**.

Le **jour solaire** est l'intervalle de temps séparant deux passages du Soleil au même méridien.

Le **jour sidéral** est l'intervalle de temps séparant deux passages du point vernal³ (noté γ) au même méridien. Le jour sidéral moyen tient compte de la précession des équinoxes⁴.

Le **jour stellaire** est l'intervalle de temps séparant deux passages d'une même étoile au même méridien, obtenu dans un référentiel géocentrique et corrigé de la précession des équinoxes.

Nous montrons ici l'importance de la référence choisie pour définir un temps. En fonction de la référence, ces jours diffèrent les uns des autres. Le jour solaire qui tient compte d'une révolution de la Terre de 360° pour 365.25 j est plus long de 3 min 56 s que le jour sidéral et ce dernier diffère de 8,3 ms du jour stellaire à cause du mouvement rétrograde du point vernal. La référence choisie est essentielle pour la définition d'un temps et encore plus pour sa comparaison.

3. C'est 1 des 2 points où l'équateur céleste et l'écliptique se croisent. Il est défini comme la position du Soleil sur la sphère céleste à l'équinoxe de printemps de l'hémisphère Nord.

4. Qui correspond au mouvement lent du pôle terrestre qui entraîne le mouvement de γ

L'année

L'année est définie comme la révolution apparente du Soleil autour de la Terre. C'est-à-dire l'intervalle de temps nécessaire pour que le Soleil retrouve le même point dans le ciel. En fonction de la référence que l'on choisie, plusieurs années peuvent être définies.

L'**année sidérale** est l'intervalle de temps entre deux passages successifs du Soleil au même point de l'écliptique.

L'**année tropique** est l'intervalle de temps que met la Terre pour faire sa révolution autour du Soleil par rapport au point vernal.

L'année tropique diffère de l'année sidérale à cause de la précession des équinoxes.

Le mois

Le mois trouve sa définition astronomique dans la relation qu'a la Terre avec la Lune. Plusieurs types de mois, d'une durée comprise entre 27 et 29 jours en moyenne, peuvent être défini, comme par exemple :

Le **mois tropique** est l'intervalle de temps pour que la Lune retrouve la même longitude dans l'écliptique.

Le **mois sidéral** correspond à la période orbitale de la Lune.

La semaine

L'encrage de l'astronomie reste encore actuellement dans les jours de la semaine, subdivision du mois. Quatre semaines de 7 jours découpaient le cycle de lunaison de 28 jours. Lundi est associé à la Lune, mardi à Mars, mercredi à Mercure, jeudi à Jupiter et vendredi à Vénus. Samedi correspond au jour du sabbat. Si dimanche en français à une connotation religieuse (jour du seigneur), en anglais (Sunday) et en allemand (Sonntag) il reste associé au Soleil.

Cette section illustre l'importance de l'astronomie dans les premières définitions du temps, mais aussi de la complexité de ces définitions en fonction des références choisies. Ces observations cycliques des astres mènent à la construction des calendriers.

Les calendriers

Les calendriers représentent la première référence capable de mesurer des durées. Le développement des calendriers varie en fonction des civilisations. Ils sont basés sur le

mouvement apparent de la Lune (phases de la Lune), du Soleil et des étoiles, ou d'une combinaison de ces corps célestes. La complexité des calendriers réside dans le fait que l'année, le mois et le jour ne sont pas des multiples simples les uns des autres. Les calendriers ont toujours évolué avec le temps et des corrections ont été apportées, afin d'arriver aux calendriers actuels plus proche de la réalité astronomique qu'ils tentent de représenter (année, mois, etc.).

Une difficulté des calendriers est de coller précisément avec le mouvement des astres et la nature de leurs origines. Entre une année de 365 j et une année basée sur les saisons (tropicque), il réside un décalage de presque 6 h (0.2422 j). Ce décalage peut être compensé par l'ajout d'une journée surnuméraire tous les quatre ans, ce que proposa Jules César pour son calendrier Julien. Malgré ceci il restera un décalage de 11 min et 12 s qui à d'abord été négligé mais qui sera compensé par la pape Grégoire XIII avec le calendrier Grégorien.

Le calendrier Julien

Jules César (-46 av. J.C.) proposa une réforme pour tenir compte du décalage de 6 h (entre une année basée sur 365 j et l'année tropique) et pour ajouter une journée tous les quatre ans. À l'origine, le calendrier Julien est basé sur le calendrier grec de 12 mois lunaire de 29.5 j (soit une année de 354 j). Dans le calendrier Julien, l'année commence le 1^{er} mars, et le dernier mois est Février. Pour tenir compte du décalage de 6 h, la réforme proposée par Jules César propose de doubler le sixième jour avant les *calendes* (1^{er} jour de chaque mois chez les Romains) de la fin d'année. Ce jour⁵ *bissexte* (*bis* rajouté devant *sexto*, d'où *bissextile* pour l'année) s'ajoute à partir du 24 Février. Le mois de Février est alors composé de 29 j et 30 j pour les années bissextils. Les mois sont répartis de 30 j à 31 j. Afin de célébrer César et Auguste, on leurs dénomme deux mois (Juillet pour Julius et Août pour Augustus) avec autant de jours l'un que l'autre (31 j). Ceci nécessite de rajouter une journée en Août qui sera retirée de février qui, comme aujourd'hui, sera désormais composé de 28 j et 29 j lors des années bissextils.

Le calendrier Grégorien

Le décalage de 11 min et 12 s préalablement négligé conduit à apporter 10 j de décalage 16 siècles plus tard. Le Pape Grégoire XIII décida de diminuer d'autant l'année 1582 et passa directement du 4 octobre au 15 octobre en 1582. Grégoire XIII ajouta également une

5. De récentes découvertes montrent que l'ajout de jour surnuméraire tous les quatre ans aurait une origine plus ancienne en Haute Égypte, celle du règne de Ptolémée III en 238 av. J.C.

| Saisons et dates | Nouveaux mois | Signification |
|--|---------------|-----------------------|
| Automne 22 septembre au 20 décembre | Vendémiaire | Vendanges |
| | Brumaire | Brumes |
| | Frimaire | Froids |
| Hiver 21 décembre au 20 mars | Nivôse | Neige |
| | Pluviôse | Pluie |
| | Ventôse | Vent |
| Printemps 21 mars au 18 juin | Germinal | Germination |
| | Floréal | Fleurs |
| | Prairial | Récoltes des prairies |
| Été 19 juin au 16 septembre | Messidor | Moissons |
| | Thermidor | Chaleurs |
| | Fructidor | Fruits |

TABLE A.1 – Mois du calendrier révolutionnaire

règle où les années multiples de 100 seront privées de bissexe, sauf celles multiples de 400 (1600, 2000, 2400). Ce retrait direct de 10 j amena quelques bizarreries dans l'histoire. Sainte Thérèse d'Avila mourut dans la longue nuit du 4 au 15 octobre 1582. L'URSS qui n'adopta le calendrier Grégorien qu'en 1918 voit sa révolution russe d'octobre 1917 selon le calendrier Julien décalée en Novembre 1917 suivant le calendrier Grégorien. Le calendrier Grégorien est encore notre référence civile actuelle.

Le calendrier Républicain

Le calendrier Républicain qui fait suite à la Révolution Française a été adopté pendant la courte période de 1798 à 1805 (où le calendrier Grégorien a été rétabli). En pleine révolution du système métrique, ce calendrier marque une volonté d'adopter un système universel s'appuyant sur un système décimal sans aucunes références monarchiques ni religieuses. Une année sera composée de 12 mois de 30 jours plus 5 à 6 jours complémentaires ajoutés en fin d'année pour rester alignée sur l'année tropique.

Futur des calendriers ?

Le calendrier révolutionnaire pose la question des réformes concernant le temps. Nous sommes ancré dans une société avec un héritage du passé concernant les définitions du temps. Un nouveau modèle de calendrier est-il réalisable ?

Les instruments de mesure du temps

Les calendriers ne permettent pas de mesurer des durées précises. Il s'agit plutôt d'une référence, d'une découpe de phénomène astronomique cyclique qui aide à se repérer dans l'année au cours des mois et des jours. Pour mesurer des durées précises, l'homme a durant toute son existence créé des instruments de mesure : les horloges⁶. Une horloge (en tant qu'instrument quelconque de mesure) est associé à un phénomène physique particulier, dont sa découpe permet de se repérer dans une journée, l'émergence de la notion d'heure.

Bien que servant à la création des calendriers, les astres servirent également à mesurer des durées courtes et furent à la base des premiers instrument de mesure du temps.

L'ombre projetée d'un objet est probablement le premier phénomène physique utilisé pour se repérer dans la journée. Le Soleil est encore une fois utilisé. C'est l'idée des gnomons (bâtons plantés dans le sol) et cadrans solaires, qui permettent de suivre une ombre projetée au cours de la journée, et de la repérer à l'aide de graduations. L'heure est ainsi donnée directement par la direction de l'ombre et la période de l'année par la longueur de l'ombre. D'autres cadrans solaires utilisent des formes dans des structures métalliques afin de faire apparaître un message sur la période de l'année (Figure A.1). Malheureusement la météo est le facteur limitant pour ce type d'instrument.

Des alternatives, comme l'écoulement d'eau et le suivi de son débit permettent de mesurer des durées. Ce système de clepsydre est utilisé plus de 1500 ans avant notre ère dans de nombreuses civilisations (égyptienne, chinoise, babylonienne...). La civilisation Chinoise a utilisé des horloges à encens, la durée de combustion étant la référence. Au moyen-âge, les bougies graduées mesuraient littéralement le temps consommé, et les sabliers se développèrent (écoulement de sable). Les nocturlabes sont utilisés la nuit pour donner l'heure en fonction de la position des étoiles. Afin de pouvoir se repérer, les navigateurs utilisent l'astrolabe.

Plus tard se développèrent les horloges mécaniques et à balancier (la première horloge mécanique en ~ 1280). La première horloge électrique est datée de 1840, et la première horloge à quartz en 1933. L'ère moderne voit se développer les horloges de plus en plus miniaturisées et les horloges atomiques.

6. Les tout premiers instruments de mesure n'avait pas encore la dénomination d'horloge.



FIGURE A.1 – Cadran solaire du campus Les mines Paritech de Sophia Antipolis (06560) Photos prise le 18 mars 2015 proche de l'équinoxe (à gauche) et le 18 juin 2015 proche du solstice (à droite). La structure en métal favorise la lecture de la position du soleil au moment de l'équinoxe et du solstice.

A.1 Éléments supplémentaires sur les échelles de temps

Préambule

Les premières échelles de temps sont basées sur la rotation de la Terre. Ainsi, tout angle variant avec le temps permet de définir une échelle de temps. Les angles sont comptés en h, min et s tel que :

$$24 \text{ h} = 360^\circ = 2\pi$$

Le Temps Universel et ses dérivés

Jusqu'en 1960, la définition officielle de l'unité de temps est la seconde du SI et est définie comme $1/86400$ du jour solaire moyen. L'échelle de temps associée à cette définition est le UT. Bien qu'utilisé comme échelle de temps, UT a pour but de représenter au mieux la rotation de la Terre. Cette définition fait intervenir le temps solaire moyen, c'est-à-dire le temps solaire vrai corrigé de deux phénomènes :

1. L'orbite de la Terre étant une ellipse, sa vitesse va varier à l'aphélie et au périhélie, donc le mouvement apparent du Soleil dans le ciel va varier et ne sera pas constante.

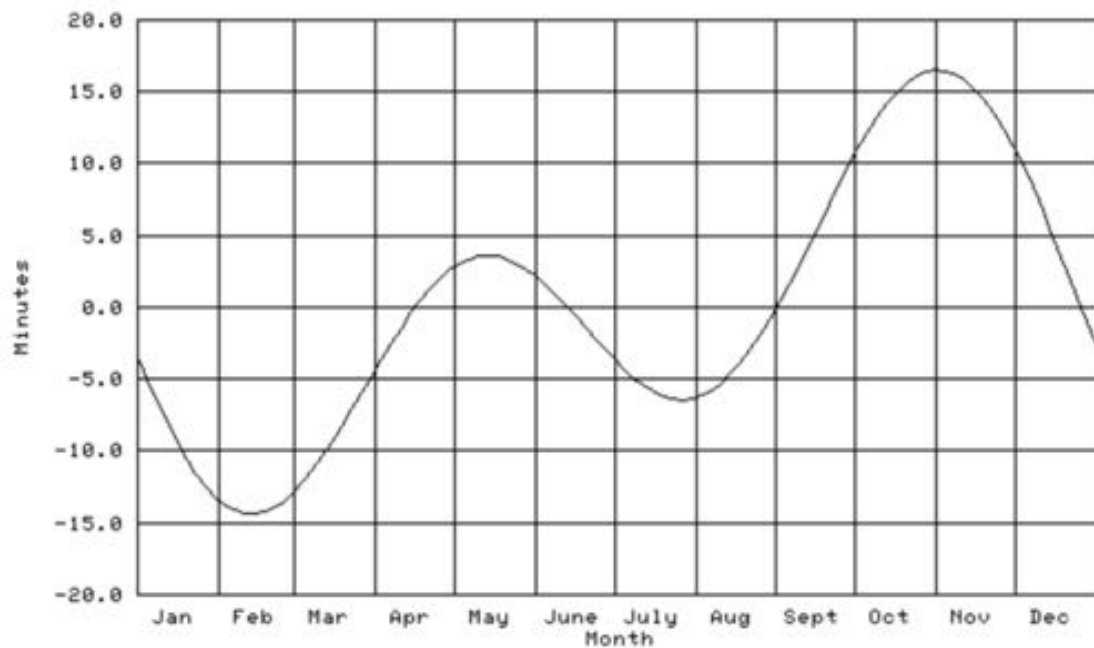


FIGURE A.2 – Représentation de l’équation du temps sur une année (Crédit : François Vernotte), les amplitudes des fluctuations peuvent atteindre 20 min.

2. La précession des équinoxes engendre des variations dans la détermination du jour solaire vrai (voir aussi la [section A](#)).

Sur une année, les fluctuations de ces deux phénomènes peuvent atteindre une amplitude de 20 min. Il est aisé de calculer et corriger ces fluctuations du temps solaire vrai, il s’agit de l’équation du temps, dont une représentation graphique est donnée [Figure A.2](#).

Le temps universel qui est converti à partir du temps sidéral est appelé UT0 (il a une incertitude de 0.1 s). Plus précis, UT1 (donné avec une incertitude de 1 ms) correspond à l’angle horaire au méridien de Greenwich de la direction ($+\pi$) du mouvement fictif uniforme ($360^\circ/\text{an}$) qu’a le Soleil sur l’équateur. UT1 à l’avantage de se comporter (à 2π près) comme l’angle horaire du Soleil.

L’angle UT1 qui représente le mouvement de la Terre est associé à la succession des jours et nuits et est l’échelle de temps utilisée jusqu’en 1960. Les irrégularités de cette échelle de temps sont signalées dès 1929! La durée du jour solaire moyen a tendance à augmenter (une dizaine de ms par siècle), la stabilité et pérennité de cette échelle de temps est donc affectée. Il s’agit de La Lune, qui par son attraction gravitationnelle ralentit la rotation de la Terre. En 1956, le CIPM décide d’utiliser la révolution de la Terre autour du Soleil comme nouvelle échelle de temps, donnant une nouvelle définition : le TE. Cette définition fut adoptée en 1960 par la 11^e CGPM.

Le temps des éphémérides

De 1960 à 1967, la seconde est définie comme la fraction $1/31\,556\,925.9747$ de l'année tropique 1900. Le temps des éphémérides est obtenu comme une solution d'équation, qui donne la longitude moyenne L géométrique du Soleil :

$$L = 279^\circ 41' 48.04'' + 129,602,768.13' \cdot T + 1.089'' \cdot T^2 \quad (\text{A.1})$$

Avec :

T compté en siècle juliens de 36 525 jours des éphémérides.

L'origine est datée le 0 janvier 1900 à 12 h TE et à cet instant la longitude moyenne du Soleil a la valeur de $279^\circ 41' 48.04''$.

La position du Soleil sur le ciel étoilé est la façon de déterminer le TE. L'avantage du temps des éphémérides est d'être stable à long terme, c'est à dire qu'il varie de 10^{-9} soit 1 s en 10 ans. Son utilisation est limitée aux besoins astronomiques et n'a pas été utilisé dans la vie courante. Mais dès 1967, les horloges atomiques se sont présentées comme meilleures candidates pour l'établissement d'une échelle de temps.

Le temps des Pulsars

D'autres phénomènes pourraient être utilisés pour créer de nouvelles échelles de temps. Les pulsars sont de très bons candidats pour envisager la réalisation d'une échelle de temps. Les pulsars sont des étoiles en fin de vie qui se sont contractées pour devenir un noyau de neutron de quelques dizaines de km. La conservation du moment cinétique implique une rotation très rapide (seconde et milli-seconde) de ces corps. Le champ magnétique est confiné dans un espace très réduit et est augmenté, ce qui implique que les pôles magnétiques captent les particules chargées (protons et électrons) et qui vont émettre des ondes radios par effet synchrotron avec une direction très précise. Parce les pôles magnétique et géographique du pulsar ne sont pas situés au même endroit, il en résulte que les faisceaux radios tournent dans l'espace, tel un phare, et peuvent se retrouver dans la direction de la Terre, qui perçoit des impulsions, d'où le nom de pulsar attribué à ces astres.

L'idée est de moyenner les observations sur 1 an en terme de déviation d'Allan afin d'obtenir des instabilités de fréquence de l'ordre de 10^{-10} ou 10^{-11} , 1000 fois plus stable que la rotation de la Terre ([Petit and Tavella, 1996](#)). En utilisant des pulsars millisecondes des stabilités de 10^{-14} peuvent être atteintes, ce qui permettrait de créer de nouvelles échelles de temps astronomiques par un ensemble de ces astres. Ces échelles seraient comparées aux échelles de temps atomique.

Acronymes

ACES : Atomic Clock Ensemble in Space

AIG : Association Internationale de Géodésie

ASI : Agenzia Spaziale Italiana

AVISO : Archiving Validation and Interpretation of Satellite Oceanographic data

BCRS : Barycentric Celestial Reference System

BIH : Bureau International de l'Heure

BIPM : Bureau International des Poids et Mesures

CDDIS : Crustal Dynamics Data Information System

CGGTTS : Common Generic GNSS Time Transfer Standard

CGPM : Conférence Générale des Poids et Mesures

CIPM : Comité International des Poids et Mesures

CLS : Collecte Localisation Satellites

CME : Coronal Mass Ejection

CMS : Centre de Mission Scientifique

CNES : Centre National d'Études Spatiales

CRD : Consolidated Laser Ranging Data

DIODE : Détermination Immédiate d'Orbite par DORIS Embarqué

DORIS : Doppler Orbitography and Radiopositioning Integrated by Satellite

EAL : Échelle Atomique Libre

EDC : European Data Center

ELT : European Laser Timing

EOP : Earth Orientation Parameters

ESA : European Space Agency

EUMETSAT : European Organization for the Exploitation of Meteorological Satellites

FIRST-TF : Formation, Innovation, Recherche, Service et Transfert en Temps-Fréquence

FLLRS : French Transportable Laser Ranging Station

GCRS : Geocentric Celestial Reference System

GFZ-1 : GeoForschungsZentrum-1 Geodesy Satellite
GGAO : Goddard Geophysical and Astronomical Observatory
GGOS : Global Geodetic Observing System
GNSS : Global Navigation Satellite System
GPS : Global Positioning System
GPSDO : Global Positioning System Disciplined Oscillator
GRGS : Groupe de Recherche de Géodésie Spatiale
GSFC : Goddard Space Flight Center
IAU : International Astronomical Union
IDS : International DORIS Service
IERS : International Earth Rotation and Reference Systems
IGN : Institut Géographique National
IGRF : International Geomagnetic Reference Field
IGS : International GPS Service
IGST : IGS Time
ILRS : International Laser Ranging Service
IQ : Institut für Quantenoptik
ISS : International Space Station
ITRF : International Terrestrial Reference Frame
IVS : International VLBI Service
JPL : Jet Propulsion Laboratory
LAGEOS : LAser GEOdynamics Satellite
LASSO : LAser Synchronization from Stationary Orbit
LEO : Low Earth Orbit
LLR : Lunar Laser Ranging
LOLA : Lunar Observer Laser Altimeter
LPT : Light Particles Telescope
LRA : Laser Reflector Array
LRO : Lunar Reconnaissance Orbiter
LTT : Laser Time Transfer
MASER : Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation
MCXO : Micro Computer controlled crystal Oscillator
MESSENGER : MErcury Surface Space ENvironment GEOchemistry and Ranging
MGS : Mars Global Surveyor
MLA : Mercury Laser Altimeter
MLRS : McDonald Laser Ranging Station
MOBLAS : MOBile LAser Sation

MOE : Medium Orbit Ephemeris
MOLA : Mars Orbiter Laser Altimeter
MWL : Micro Wave Link
NASA : National Aeronautics and Space Administration
Nd :Yag : Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet
NGSLR : Next Generation Satellite Laser Ranging
NIST : National Institute of Standards and Technology
NOAA : National Oceanic and Atmospheric Administration
NTP : Network Time Protocol
OCA : Observatoire de la Côte d’Azur
OCXO : Oven Controlled crystal Oscillator
OSTM : Ocean Surface Topography Mission
OUS : Oscillateur Ultra Stable
PHARAO : Projet d’Horloge Atomique par Refroidissement d’Atomes en Orbite
POD : Precise Orbit Determination
PPP : Precise Point Positioning
PPS : Pulse Par Seconde
PROTEUS : Plateforme Reconfigurable pour l’Observation, les Télécommunications
et les Usages Scientifiques
PTB : Physikalish Technische Bundesanstalt
PTP : Precise Time Protocol
REFIMEVE+ : Réseau Fibré Métrologique à Vocation Européenne
RMS : Root Mean Square
SAA : South Atlantic Anomaly
SHM : Space H-Maser
SI : Système International
SLR : Satellite Laser Ranging
SPAD : Single Photon Avalanche Diode
SPOT : Satellite Pour l’Observation de la Terre
T2L2 : Transfert de Temps par Lien Laser
TAI : Temps Atomique International
TCA : Time of Closest Approach
TCB : Temps Coordonnée Barycentrique
TCG : Temps Coordonnée Géocentrique
TCXO : Température Compensated crystal Oscillator
TE : Temps des Éphémérides
TT : Temps Terrestre

TWSTFT : Two Way Satellite Time and Frequency Transfer

UA : Unité Astronomique

USNO : United States Naval Observatory

UT : Universal Time

UTC : Universal Time Coordinate

VLBI : Very Long Baseline Interferometry

Table des figures

| | | |
|------|--|----|
| 1.1 | Représentation de la déviation d'Allan | 28 |
| 1.2 | Représentation de la déviation d'Allan temporelle | 28 |
| 1.3 | Standards de fréquence | 29 |
| 1.4 | REFIMEVE+ | 41 |
| 1.5 | Schéma du transfert de temps 1 et 2 voies | 42 |
| 1.6 | Vue commune et non commune | 43 |
| 1.7 | Éphémérides en vue commune | 44 |
| 1.8 | Éphémérides en vue non commune | 45 |
| 1.9 | Principe du TWSTFT | 46 |
| | | |
| 2.1 | Rétro-rélecteurs à la surface de la Lune. | 54 |
| 2.2 | Starlette et LAGEOS | 55 |
| 2.3 | Réseau SLR de l'ILRS | 55 |
| 2.4 | Schématisme d'une station laser | 56 |
| 2.5 | Géométrie schématique des biais en temps et distance | 58 |
| 2.6 | Éstimation des biais par passage | 60 |
| 2.7 | Stabilité de ACES, ELT et MWL | 64 |
| 2.8 | Configuration de LRO en transfert de temps | 66 |
| 2.9 | Principaux instruments du satellite Jason-2. | 68 |
| 2.10 | Nombre de détections optiques par jour et mesurées à bord. | 70 |
| 2.11 | Position de T2L2 et son optique dans le satellite Jason-2. | 71 |
| 2.12 | Représentation schématique de T2L2. | 71 |
| 2.13 | Photographie de T2L2 | 72 |
| 2.14 | Mesure du flux d'albedo par T2L2. | 73 |
| 2.15 | Bilan de stabilité pour le transfert de temps sol-bord | 78 |
| 2.16 | Biais de fréquence sur 1 an lu par T2L2 | 81 |
| 2.17 | Stabilité du transfert de temps sol-sol. | 84 |

| | | |
|------|---|-----|
| 2.18 | Transfert de temps sol-sol 7845 - 7840, moyen terme. | 85 |
| 2.19 | Transfert de temps sol-sol 7845 - 7840, court terme. | 86 |
| 3.1 | Localisation géographique des balises DORIS | 92 |
| 3.2 | Missions spatiales embarquant (ou ayant embarqué) l'instrument DORIS | 93 |
| 3.3 | Antenne DORIS | 94 |
| 3.4 | Champ magnétique terrestre à l'altitude des satellites Jason | 99 |
| 3.5 | Extension géographique de la SAA | 100 |
| 3.6 | Dose reçue par an en fonction de l'altitude et inclinaison | 101 |
| 3.7 | Schéma d'orientation de la plateforme Jason | 103 |
| 3.8 | Évolution de la température de Jason-2 et de Jason-3 sur une centaines de jours | 104 |
| 3.9 | Variation de la température du boîtier DORIS Jason-2 sur 10 j | 105 |
| 3.10 | Réponse de l'OUS sous irradiation | 109 |
| 3.11 | Évolution long terme des coefficients en température | 112 |
| 3.12 | Évolution des coefficients liés à la dérive globale | 114 |
| 3.13 | Modèle complet de l'OUS Jason-2 | 118 |
| 3.14 | Modèle température et radiation de l'OUS Jason-3 | 121 |
| 3.15 | Variation long terme du biais de fréquence et période à 59 j | 123 |
| 3.16 | Période à 59 jours | 125 |
| 3.17 | Comparaison moyen terme de Jason-2 et Jason-3 par rapport à la période à 59 j | 126 |
| 3.18 | Déclinaison du champ magnétique terrestre | 127 |
| 3.19 | Modélisation de la période à 59 j pour Jason-2 | 130 |
| 3.20 | Modélisation de la période à 59 j pour Jason-3 | 131 |
| 3.21 | Biais de fréquences des satellites DORIS | 133 |
| 4.1 | Évolution en temps pour Changchun (7237) en 2013 | 142 |
| 4.2 | Évolution en temps pour Yarragadee (7090) en 2013 | 143 |
| 4.3 | Évolution en temps pour Wettzell (8834) en 2013 | 144 |
| 4.4 | Évolution en temps pour Grasse (7845) en 2013 | 145 |
| 4.5 | Évolution en temps relatif bord-sol pour 4 stations en 2013 | 147 |
| 4.6 | <i>Local time</i> à Grasse par rapport au <i>GPS time</i> | 152 |
| 4.7 | Modèle de fréquence bruité. | 154 |
| 4.8 | Transfert de temps avec Yarragadee | 158 |
| 4.9 | Transfert de temps avec Wettzell | 159 |

| | | |
|------|--|-----|
| 4.10 | Transfert de temps avec Changchun | 160 |
| 4.11 | Transfert de temps avec Wettzell 8834 en vue commune VS vue non commune | 161 |
| 4.12 | Rapport des RMS d'orbite pour Starlette LAGEOS el LAGEOS-2 avec et sans biais en temps. | 167 |
| 4.13 | Rapport des coefficients <i>along-track</i> pour Starlette LAGEOS el LAGEOS-2 avec et sans biais en temps. | 168 |
| 4.14 | Différence avec ou sans biais en temps pour les positions de Wettzell 8834 . | 169 |
| 4.15 | Différence avec ou sans biais en temps pour les positions de Yarragadee 7090 | 170 |
| A.1 | Cadran solaire | 189 |
| A.2 | Équation du temps | 190 |

Liste des tableaux

| | | |
|-----|---|-----|
| 1.1 | Stabilité typique des horloges dans les observatoires géodésiques. | 24 |
| 1.2 | Quantités vues dans ce chapitre | 49 |
| 2.1 | Stabilité de l'OUS servant de référence de datation à LASSO | 62 |
| 2.2 | Transfert de temps LASSO, LRO, LTT et ACES-ELT | 66 |
| 2.3 | Stabilité de l'OUS | 74 |
| 2.4 | Incertitudes de la station laser pour le transfert de temps. | 75 |
| 2.5 | Estimation des corrections à prendre en compte pour le transfert de temps sol espace, représenté par l'Équation 2.8 (Exertier et al., 2014). | 79 |
| 2.6 | Erreurs liées au transfert de temps sol-espace. Exertier et al. (2010) | 79 |
| 2.7 | Stabilités attendues et mesurées pour le transfert de temps avec T2L2; sol-bord et sol-sol en vue commune (Exertier et al., 2013). | 87 |
| 2.8 | Quantités vues dans ce chapitre | 88 |
| 3.1 | Sensibilités de l'OUS DGXX | 95 |
| 3.2 | Valeur moyenne et écart type des coefficients α ajustés sur les données pour environ 200 périodes de 10 j. | 111 |
| 3.3 | Statistique des produits de fréquence T2L2 par station pour environ 200 périodes de 10 jours de Juin 2008 à Juin 2014. | 116 |
| 3.4 | Coefficients du modèle complet, les valeurs <i>a priori</i> viennent des études au sol (Tableau 3.1). Les autres sont estimés par ajustement moindres carré sur 10 j. | 119 |
| 3.5 | Information orbitale sur les satellites à l'étude et dose reçue a priori par an d'après la Figure 3.21 | 134 |
| 3.6 | Quantités vues dans ce chapitre | 135 |
| 4.1 | Écart-type moyen par zone, divisé par le nombre de jours par zone, pour chaque station. | 146 |
| 4.2 | Incertitudes du biais en temps, d'après l'Équation 4.3. | 158 |
| 4.3 | Modèle Forces LAGEOS | 166 |

| | | |
|-----|--|-----|
| 4.4 | Quantités vues dans ce chapitre | 173 |
| A.1 | Mois du calendrier révolutionnaire | 187 |

Bibliographie

Acker, A. (2007). *Astronomie Astrophysique - Introduction*. Dunod.

Adam, T., Agafonova, N., Aleksandrov, A., Altinok, O., Alvarez Sanchez, P., Anokhina, A., Aoki, S., Ariga, A., Ariga, T., Autiero, D., Badertscher, A., Ben Dhahbi, A., Bertolin, A., Bozza, C., Brugière, T., Brugnara, R., Brunet, F., Brunetti, G., Buontempo, S., Carlus, B., Cavanna, F., Cazes, A., Chaussard, L., Chernyavsky, M., Chiarella, V., Chukanov, A., Colosimo, G., Crespi, M., D'Ambrosio, N., De Lellis, G., De Serio, M., Déclais, Y., del Amo Sanchez, P., Di Capua, F., Di Crescenzo, A., Di Ferdinando, D., Di Marco, N., Dmitrievsky, S., Dracos, M., Duchesneau, D., Dusini, S., Dzhatdoev, T., Ebert, J., Efthymiopoulos, I., Egorov, O., Ereditato, A., Esposito, L. S., Favier, J., Ferber, T., Fini, R. A., Fukuda, T., Garfagnini, A., Giacomelli, G., Giorgini, M., Giovannozzi, M., Girerd, C., Goldberg, J., Göllnitz, C., Golubkov, D., Goncharova, L., Gornushkin, Y., Grella, G., Grianti, F., Gschwendtner, E., Guerin, C., Guler, A. M., Gustavino, C., Hagner, C., Hamada, K., Hara, T., Enikeev, R., Hierholzer, M., Hollnagel, A., Ieva, M., Ishida, H., Ishiguro, K., Jakovcic, K., Jollet, C., Jones, M., Juget, F., Kamiscioglu, M., Kawada, J., Kim, S. H., Kimura, M., Kiritsis, E., Kitagawa, N., Klicek, B., Knuesel, J., Kodama, K., Komatsu, M., Kose, U., Kreslo, I., Lazzaro, C., Lenkeit, J., Ljubicic, A., Longhin, A., Malgin, A., Mandrioli, G., Marteau, J., Matsuo, T., Matveev, V., Mauri, N., Mazzoni, A., Medinaceli, E., Meisel, F., Merzagaglia, A., Migliozzi, P., Mikado, S., Missiaen, D., Monacelli, P., Morishima, K., Moser, U., Muciaccia, M. T., Naganawa, N., Naka, T., Nakamura, M., Nakano, T., Nakatsuka, Y., Naumov, D., Nikitina, V., Nitti, F., Ogawa, S., Okateva, N., Olchevsky, A., Palamara, O., Paoloni, A., Park, B. D., Park, I. G., Pastore, A., Patrizii, L., Pennacchio, E., Pessard, H., Pistillo, C., Polukhina, N., Pozzato, M., Pretzl, K., Pupilli, F., Rescigno, R., Riguzzi, F., Roganova, T., Rokujo, H., Rosa, G., Rostovtseva, I., Rubbia, A., Russo, A., Rzasny, V., Ryazhskaya, O., Sato, O., Sato, Y., Sahnoun, Z., Schembri, A., Schuler, J., Scotto Lavina, L., Serrano, J., Shakiryanova, I., Sheshukov, A., Shibuya, H., Shoziyoev, G., Simone, S., Sioli, M., Sirignano, C., Sirri, G., Song, J. S., Spinetti, M., Stanco, L., Starkov, N., Stellacci, S., Stipcevic, M., Strauss, T., Takahashi, S., Tenti, M., Terranova, F., Tezuka, I., Tioukov, V., Tolun, P., Trani, N. T., Tufanli, S., Vilain, P., Vladimirov, M., Votano, L., Vuilleumier, J.-L., Wilquet, G., Wonsak, B., Wurtz, J., Yakushev, V., Yoon, C. S., Yoshida, J., Zaitsev, Y., Zenskova, S., and Zghiche, A. (2012). Measurement of the neutrino velocity with the opera detector in the cngs beam. *Journal of High Energy Physics*, 10 :93.

Allan, D. W. (1966). Statistics of atomic frequency standards. *Proceedings of the IEEE*, 54(2) :221–230.

- Allan, D. W. (1987). Time and frequency (time-domain) characterization, estimation, and prediction of precision clocks and oscillators. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 34(6) :647–654.
- Altamimi, Z., Collilieux, X., and Métivier, L. (2011). Itrf2008 : an improved solution of the international terrestrial reference frame. *Journal of Geodesy*, 85(8) :457–473.
- Altamimi, Z., Rebischung, P., Métivier, L., and Collilieux, X. (2016). Itrf2014 : A new release of the international terrestrial reference frame modeling nonlinear station motions. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 121(8) :6109–6131. 2016JB013098.
- Appleby, G. and Ostubo, T. (2013). Center-of-mass values for precise analysis of lageos, etalon and ajisai 1980-2013. In *18th International Workshop on Laser Ranging*, Fujiyoshida, Japan.
- Appleby, G., Rodríguez, J., and Altamimi, Z. (2016). 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*, pages 1–18.
- Arias, E. F. and Petit, G. (2005). Estimation of the duration of the scale unit of tai with primary frequency standards. In *Proceedings of the 2005 IEEE International Frequency Control Symposium and Exposition, 2005.*, pages 244–246.
- Auriol, A. and Tourain, C. (2010). Doris system : The new age. *Advances in Space Research*, 46(12) :1484 – 1496. DORIS : Precise Orbit Determination and Applications to Earth Sciences.
- Bauch, A., Achkar, J., Bize, S., Calonico, D., Dach, R., Hlavac, R., Lorini, L., Parker, T., Petit, G., Piester, D., Szymaniec, K., and Uhrich, P. (2006). Comparison between frequency standards in Europe and the USA at the 10^{-15} uncertainty level. *Metrologia*, 43 :109–120.
- Bauer, S., Hussmann, H., Oberst, J., Dirkx, D., Mao, D., Neumann, G. A., Mazarico, E., Torrence, M. H., McGarry, J. F., Smith, D. E., and Zuber, M. T. (2016). Demonstration of orbit determination for the Lunar Reconnaissance Orbiter using one-way laser ranging data. *Planetary and Space Science*, 129 :32–46.
- Belli, A., Exertier, P., Samain, E., Courde, C., and Torre, J.M. Vernotte, F. (2015a). Synchronization of distant Laser stations thanks to Time Transfer by Laser Link : Proposal for a dedicated campaign. In *2015 ILRS Technical Workshop, Matera, Italy*.
- Belli, A., Exertier, P., Samain, E., Courde, C., Vernotte, F., Jayles, C., and Auriol, A. (2015b). 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) :–. Scientific Applications of DORIS in Space Geodesy.
- Benton, E. and Benton, E. (2001). Space radiation dosimetry in low-earth orbit and beyond. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 184(1–2) :255 – 294. Advanced Topics in Solid State Dosimetry.

- Beutler, G., Rothacher, M., Schaer, S., Springer, T., Kouba, J., and Neilan, R. (1999). The international gps service (igs) : An interdisciplinary service in support of earth sciences. *Advances in Space Research*, 23(4) :631 – 653.
- Bezerra, F., Ecoffet, R., Lorfèvre, E., Samaras, A., and Deneau, C. (2011). Carmen2/mex : An in-flight laboratory for the observation of radiation effects on electronic devices. In *Radiation and Its Effects on Components and Systems (RADECS), 2011 12th European Conference on*, pages 607–614.
- Blanchet, L., Salomon, C., Teyssandier, P., and Wolf, P. (2001). Relativistic theory for time and frequency transfer to order c^{-3} . *Astronomy and Astrophysics*, 370 :320–329.
- Bonnefond, P., Exertier, P., and Barlier, F. (1999). Geographically correlated errors observed from a laser-based short-arc technique. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 104(C7) :15885–15893.
- Boscher, D., Bourdarie, S. A., Falguere, D., Lazaro, D., Bourdoux, P., Baldran, T., Rolland, G., Lorfèvre, E., and Ecoffet, R. (2011). In flight measurements of radiation environment on board the french satellite jason-2. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 58(3) :916–922.
- Boscher, D., Cayton, T., Maget, V., Bourdarie, S., Lazaro, D., Baldran, T., Bourdoux, P., Lorfèvre, E., Rolland, G., and Ecoffet, R. (2014). In-flight measurements of radiation environment on board the argentinean satellite sac-d. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 61(6) :3395–3400.
- Buccino, D. R., Seubert, J. A., Asmar, S. W., and Park, R. S. (2016). Optical ranging measurement with a lunar orbiter : Limitations and potential. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 53(3) :457–463.
- Cacciapuoti, L. and Salomon, C. (2011). Atomic clock ensemble in space. *Journal of Physics : Conference Series*, 327(1) :012049.
- Candelier, V., Canzian, P., Lamboley, J., Brunet, M., and Santarelli, G. (2003). Space qualified 5 mhz ultra stable oscillators. In *Frequency Control Symposium and PDA Exhibition Jointly with the 17th European Frequency and Time Forum, 2003. Proceedings of the 2003 IEEE International*, pages 575–582.
- Capdeville, H., Štěpánek, P., Hecker, L., and Lemoine, J.-M. (2016). Update of the corrective model for jason-1 doris data in relation to the south atlantic anomaly and a corrective model for spot-5. *Advances in Space Research*, pages –.
- Cash, P., Emmons, D., and Welgemoed, J. (2008). Ultrastable oscillators for space applications. Technical report, DTIC Document.
- Cerri, L., Berthias, J., Bertiger, W., Haines, B., Lemoine, F., Mercier, F., Ries, J., Willis, P., Zelensky, N., and Ziebart, M. (2010). Precision orbit determination standards for the jason series of altimeter missions. *Marine Geodesy*, 33(S1) :379–418.

- Chelton, D. B., Ries, J. C., Haines, B. J., Fu, L.-L., and Callahan, P. S. (2001). Satellite altimetry. In Fu, L.-L. and Cazenave, A., editors, *Satellite Altimetry and Earth Sciences A Handbook of Techniques and Applications*, volume 69 of *International Geophysics*, pages 1 – ii. Academic Press.
- Cibiel, G., Boizot, B., j. Boy, J., f. Carlotti, J., Cambon, O., Devautour-Vinot, S., Candelier, V., Lamboley, J., Guibert, P., Largeteau, A., Inguibert, C., and Piccheda, D. (2006). Ultra stable oscillators dedicated for space applications : oscillator and quartz material behaviors vs radiation. In *2006 IEEE International Frequency Control Symposium and Exposition*, pages 814–822.
- Cibiel, G., Canzian, P., Candelier, V., and Lamboley, J. (2007). Ultra-stable oscillators dedicated to low-earth-orbit applications : Behavior vs radiation. In *2007 IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 21st European Frequency and Time Forum*, pages 1164–1169.
- Combrinck, L. (2010). Satellite laser ranging. In *Sciences of Geodesy-I*, pages 301–338. Springer.
- Coulot, D., Berio, P., Bonnefond, P., Exertier, P., Féraudy, D., Laurain, O., and Deleflie, F. (2009). *Satellite Laser Ranging Biases and Terrestrial Reference Frame Scale Factor*, pages 39–46. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg.
- Defraigne, P. and Petit, G. (2001). Proposal to use geodetic-type receivers for time transfer using the cggts format. *BIPM Time Section Technical Memorandum,(TM)*, 110.
- Delmas, B. (2009). *Comment améliorer la dérive des résonateurs à quartz pour applications spatiales ?* PhD thesis, Université de Franche-Comté.
- Delva, P., Hees, A., Bertone, S., Richard, E., and Wolf, P. (2015). Test of the gravitational redshift with stable clocks in eccentric orbits : application to galileo satellites 5 and 6. *Classical and Quantum Gravity*, 32(23) :232003.
- Delva, P., Meynadier, F., Poncin-Lafitte, C. L., Laurent, P., and Wolf, P. (2012). Time and frequency transfer with a microwave link in the aces/pharao mission. In *European Frequency and Time Forum (EFTF), 2012*, pages 28–35.
- Dorrer, M., Laborde, B., and Deschamps, P. (1991). Special issue space for peace and progress doris (doppler orbitography and radiopositioning integrated from space) : System assessment results with doris on spot 2. *Acta Astronautica*, 25(8) :497 – 504.
- Duchayne, L. (2008). *Transfert de temps de haute performance : le lien micro-onde de la mission ACES*. PhD thesis, Observatoire de Paris.
- Exertier, P., Belli, A., and Lemoine, J. (2017). Time biases in laser ranging observations : A concerning issue of space geodesy. *Advances in Space Research*, 60(5) :948 – 968.
- Exertier, P., Bonnefond, P., Deleflie, F., Barlier, F., Kasser, M., Biancale, R., and Ménard, Y. (2006). Contribution of laser ranging to earth’s sciences. *Comptes Rendus Geoscience*, 338(14–15) :958 – 967. La Terre observée depuis l’espace Observing the Earth from space.

- Exertier, P., Samain, E., Bonnefond, P., and Guillemot, P. (2010). Status of the t2l2/jason2 experiment. *Advances in Space Research*, 46(12) :1559 – 1565. DORIS : Precise Orbit Determination and Applications to Earth Sciences.
- Exertier, P., Samain, E., Courde, C., Aimar, M., Torre, J. M., Rovera, G. D., Abgrall, M., Uhrich, P., Sherwood, R., Herold, G., Schreiber, U., and Guillemot, P. (2016). Sub-ns time transfer consistency : a direct comparison between gps cv and t2l2. *Metrologia*, 53(6) :1395.
- Exertier, P., Samain, E., Courde, C., Martin, N., Torre, J. M., Oneto, J. L., Geoazur, M. L. B., Guillemot, P., and Léon, S. (2013). T2l2 : Five years in space. In *European Frequency and Time Forum International Frequency Control Symposium (EFTF/IFC), 2013 Joint*, pages 632–635.
- Exertier, P., Samain, E., Martin, N., Courde, C., Laas-Bourez, M., Foussard, C., and Guillemot, P. (2014). Time transfer by laser link : Data analysis and validation to the ps level. *Advances in Space Research*, 54 :2371–2385.
- Finlay, C. C., Maus, S., Beggan, C. D., Bondar, T. N., Chambodut, A., Chernova, T. A., Chulliat, A., Golovkov, V. P., Hamilton, B., Hamoudi, M., Holme, R., Hulot, G., Kuang, W., Langlais, B., Lesur, V., Lowes, F. J., Lühr, H., Macmillan, S., Manda, M., McLean, S., Manoj, C., Menvielle, M., Michaelis, I., Olsen, N., Rauberg, J., Rother, M., Sabaka, T. J., Tangborn, A., Tøffner-Clausen, L., Thébaud, E., Thomson, A. W. P., Wardinski, I., Wei, Z., and Zvereva, T. I. (2010). International geomagnetic reference field : the eleventh generation. *Geophysical Journal International*, 183(3) :1216–1230.
- Flohrer, C., Otten, M., Springer, T., and Dow, J. (2011). Generating precise and homogeneous orbits for jason-1 and jason-2. *Advances in Space Research*, 48(1) :152 – 172.
- Fraser-Smith, A. C. (1987). Centered and eccentric geomagnetic dipoles and their poles, 1600–1985. *Reviews of Geophysics*, 25(1) :1–16.
- Freden, S. C. (1969). Inner-belt van allen radiation. *Space Science Reviews*, 9(2) :198–242.
- Fridelance, P. and Veillet, C. (1995). Operation and data analysis in the lasso experiment. *Metrologia*, 32(1) :27.
- Fumin, Y., Peicheng, H., Zhongping, Z., Wanzhen, C., Haifeng, Z., Yuanming, W., Wendong, M., Jie, W., Guangnan, Z., Ying, L., et al. (2008). Preliminary results of the laser time transfer (ltt) project. In *Proceedings of the 16th International Workshop on Laser Ranging, Poznan Poland*, pages 12–17.
- Galliou, S., Sthal, F., Vacheret, X., Brendel, R., Salzenstein, P., Rubiola, E., and Cibiél, G. (2007). A program to analyse the origin of noise in ultra-stable quartz crystal resonators. In *Frequency Control Symposium, 2007 Joint with the 21st European Frequency and Time Forum. IEEE International*, pages 1176–1181.
- Guillemot, P., Exertier, P., Samain, E., Jayles, C., Cibiél, G., and Leon, S. (2009). Fisrt application of the t2l2 ground to space time transfer : Characterisation of the doris uso.

- In *Frequency Control Symposium, 2009 Joint with the 22nd European Frequency and Time forum. IEEE International*, pages 711–714.
- Heß, M., Stringhetti, L., Hummelsberger, B., Hausner, K., Stalford, R., Nasca, R., Cacciapuoti, L., Much, R., Feltham, S., Vudali, T., Léger, B., Picard, F., Massonnet, D., Rochat, P., Goujon, D., Schäfer, W., Laurent, P., Lemonde, P., Clairon, A., Wolf, P., Salomon, C., Procházka, I., Schreiber, U., and Montenbruck, O. (2011). The aces mission : System development and test status. *Acta Astronautica*, 69(11–12) :929 – 938.
- Heynderickx, D. (1996). Comparison between methods to compensate for the secular motion of the south atlantic anomaly. *Radiation measurements*, 26(3) :369–373.
- Heynderickx, D. (2002). Radiation belt modelling in the framework of space weather effects and forecasting. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 64(16) :1687 – 1700. Space Weather Effects on Technological Systems.
- Jayles, C., Berthias, J.-P., Laurichesse, D., Nordine, S., Cauquil, P., and Tavernier, G. (2002). Doris-diode : two-years results of the first european navigator. *Advances in Space Research*, 30(2) :301 – 306.
- Jayles, C., Exertier, P., Martin, N., Chauveau, J., Samain, E., Tourain, C., Auriol, A., and Guillemot, P. (2015). Comparison of the frequency estimation of the doris/jason2 oscillator thanks to the onboard diode and time transfer by laser link experiment. *Advances in Space Research*, pages –.
- Jayles, C., Nhun-Fat, B., and Tourain, C. (2006). Doris : System description and control of the signal integrity. *Journal of Geodesy*, 80(8) :457–472.
- Jiang, Z., Czubla, A., Nawrocki, J., Lewandowski, W., and Arias, E. (2015). Comparing a gps time link calibration with an optical fibre self-calibration with 200 ps accuracy. *metrologia*, 52(2) :384.
- Jiang, Z. and Petit, G. (2009). Combination of TWSTFT and GNSS for accurate UTC time transfer. *Metrologia*, 46 :305–314.
- Kirchner, D. (1999). Two way satellite time and frequency transfer (twstft) : Principle, implementation, and current performance. *Review of Radio Science*.
- Klioner, S. A. (1992). The problem of clock synchronization : a relativistic approach. *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 53(1) :81–109.
- Laas-Bourez, M., Samain, E., Courde, C., Oneto, J. L., Exertier, P., Rovera, D., Abgrall, M., Fridelance, P., and Guillemot, P. (2013). Time and frequency distribution improvement in calern/geoazur laboratory for t2l2 campaigns. In *European Frequency and Time Forum International Frequency Control Symposium (EFTF/IFC), 2013 Joint*, pages 869–872.
- Laborde, B. (1987). The doris orbitography and positioning system : The doris/spot2 mission. *Acta Astronautica*, 16 :193 – 198.

- Lambin, J., Morrow, R., Fu, L.-L., Willis, J. K., Bonekamp, H., Lillibridge, J., Perbos, J., Zaouche, G., Vaze, P., Bannoura, W., Parisot, F., Thouvenot, E., Coutin-Faye, S., Lindstrom, E., and Mignogno, M. (2010). The ostm/jason-2 mission. *Marine Geodesy*, 33(sup1) :4–25.
- Laurent, P., Massonnet, D., Cacciapuoti, L., and Salomon, C. (2015). The aces/pharao space mission. *Comptes Rendus Physique*, 16(5) :540 – 552. The measurement of time / La mesure du temps.
- Lefèvre, J., Devautour-Vinot, S., Cambon, O., Boy, J.-J., Guibert, P., Chapoulie, R., Inguimbert, C., Picchedda, D., Largeteau, A., Demazeau, G., and Cibiel, G. (2009). Characterization of unswept and swept quartz crystals for space applications. *Journal of Applied Physics*, 105(11).
- Lemoine, F., Chinn, D., Zelensky, N., Beall, J., and Bail, K. L. (2016). The development of the gsfc doris contribution to itrf2014. *Advances in Space Research*, pages –.
- Lemoine, J.-M. and Capdeville, H. (2006). A corrective model for jason-1 doris doppler data in relation to the south atlantic anomaly. *Journal of Geodesy*, 80(8) :507–523.
- Lewandowski, W. and Arias, E. F. (2011). Gns time and utc. *Metrologia*, 48(4) :S219.
- Lisdat, C., Grosche, G., Quintin, N., Shi, C., Raupach, S. M. F., Grebing, C., Nicolodi, D., Stefani, F., Al-Masoudi, A., Dorscher, S., Hafner, S., Robyr, J. L., Chiodo, N., Bilicki, S., Bookjans, E., Koczwar, A., Koke, S., Kuhl, A., Wiotte, F., Meynadier, F., Camisard, E., Abgrall, M., Lours, M., Legero, T., Schnatz, H., Sterr, U., Denker, H., Chardonnet, C., Le Coq, Y., Santarelli, G., Amy-Klein, A., Le Targat, R., Lodewyck, J., Lopez, O., and Pottie, P. E. (2016). A clock network for geodesy and fundamental science. *Nat Commun*, 7.
- Lombardi, M. A. (2008). The use of gps disciplined oscillators as primary frequency standards for calibration and metrology laboratories. *NCSLI Measure*, 3(3) :56–65.
- Lucchesi, D. (2007). The Lageos satellites orbital residuals determination and the way to extract gravitational and non-gravitational unmodeled perturbing effects. *Advances in Space Research*, 39(10) :1559 – 1575.
- Macmillan, S. and Finlay, C. (2011). *The International Geomagnetic Reference Field*, pages 265–276. Springer Netherlands, Dordrecht.
- Mao, D., McGarry, J. F., Mazarico, E., Neumann, G. A., Sun, X., Torrence, M. H., Zagwodzki, T. W., Rowlands, D. D., Hoffman, E. D., Horvath, J. E., Golder, J. E., Barker, M. K., Smith, D. E., and Zuber, M. T. (2016). The laser ranging experiment of the lunar reconnaissance orbiter : Five years of operations and data analysis. *Icarus*, pages –.
- Mao, D., Sun, X., Skillman, D., McGarry, J., Hoffman, E., Neumann, G., Torrence, M., Smith, D., and Zuber, M. (2014). Time-transfer experiments between satellite laser ranging ground stations via one-way laser ranging to the lunar reconnaissance orbiter. In *AGU Fall Meeting Abstracts*, volume 1, page 0503.

- Mendes, V. B. and Pavlis, E. C. (2004). High-accuracy zenith delay prediction at optical wavelengths. *Geophysical Research Letters*, 31(14) :n/a–n/a. L14602.
- Meng, W., Zhang, H., Huang, P., Wang, J., Zhang, Z., Liao, Y., Ye, Y., Hu, W., Wang, Y., Chen, W., Yang, F., and Prochazka, I. (2013). Design and experiment of onboard laser time transfer in chinese beidou navigation satellites. *Advances in Space Research*, 51(6) :951 – 958. Recent progresses on Beidou/COMPASS and other Global Navigation Satellite Systems (GNSS) - I.
- Neumann, G., Cavanaugh, J., Coyle, B., McGarry, J., Smith, D., Sun, X., Zagwodzki, T., and Zuber, M. (2006). Laser ranging at interplanetary distances. In *Proc. 15-th International Workshop on Laser Ranging, Canberra, Australia*. Citeseer.
- Pavlis, E. C. and Luceri, V. (2013). Analysis report. Technical report, In : Noll C, Pearlman M (eds) International laser ranging service 2009-2010 report.
- Pearlman, M., Degnan, J., and Bosworth, J. (2002). The international laser ranging service. *Advances in Space Research*, 30(2) :135 – 143.
- Petit, G. and Jiang, Z. (2008). Gps all in view time transfer for tai computation. *Metrologia*, 45(1) :35.
- Petit, G., Kanj, A., Loyer, S., Delporte, J., Mercier, F., and Perosanz, F. (2015). 1×10^{-16} frequency transfer by GPS PPP with integer ambiguity resolution. *Metrologia*, 52 :301.
- Petit, G. and Tavella, P. (1996). Pulsars and time scales. *Astronomy and Astrophysics*, 308 :290–298.
- Petit, G. and Wolf, P. (1994). Relativistic theory for picosecond time transfer in the vicinity of the Earth. *Astronomy and Astrophysics*, 286.
- Petit, G. and Wolf, P. (2005). Relativistic theory for time comparisons : a review. *Metrologia*, 42(3) :S138.
- Peyrard, P., Rony, O., Canals, A., Ecoffet, R., Bezerra, F., and Lorfèvre, E. (2010). Comparison between dose predictions and in-flight measurements on jason-2 satellite. In *12th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems, RADECS*, pages 20–24.
- Piester, D., Bauch, A., Breakiron, L., Matsakis, D., Blanzano, B., and Koudelka, O. (2008). Time transfer with nanosecond accuracy for the realization of international atomic time. *Metrologia*, 45(2) :185.
- Plag, H.-P. and Pearlman, M. (2009). *Global geodetic observing system : Meeting the requirements of a global society on a changing planet in 2020*. Springer Science & Business Media.
- Poncin-Lafitte, C. L. and Lambert, S. B. (2007). Numerical study of relativistic frequency shift for the cold-atom clock experiment in space. *Classical and Quantum Gravity*, 24(4) :801.

- Prochazka, I., Kodet, J., Blazej, J., Schreiber, U., and Cacciapuoti, L. (2010). Development of the european laser timing instrumentation for the aces time transfer using laser pulses. In *EFTF-2010 24th European Frequency and Time Forum*, pages 1–6.
- Rost, M., Piester, D., Yang, W., Feldmann, T., Wübbena, T., and Bauch, A. (2012). Time transfer through optical fibres over a distance of 73 km with an uncertainty below 100 ps. *Metrologia*, 49(6) :772.
- Sagnac, G. (1913). The demonstration of the luminiferous aether by an interferometer in uniform rotation. *Comptes Rendus*, 157 :708–710.
- Samain, E., Exertier, P., Courde, C., Fridelance, P., Guillemot, P., Laas-Bourez, M., and Torre, J.-M. (2015). Time transfer by laser link : a complete analysis of the uncertainty budget. *Metrologia*, 52(2) :423.
- Samain, E., Guillemot, P., Exertier, P., Albanese, D., Berio, P., Laurain, O., Para, F., Paris, J., Torre, J., Viot, H., et al. (2008a). Time transfer by laser link-t2l2 : First data. In *16th International Workshop On Laser Ranging, Poznan Poland*.
- Samain, E., Vrancken, P., Guillemot, P., Fridelance, P., and Exertier, P. (2014). Time transfer by laser link (t2l2) : characterization and calibration of the flight instrument. *Metrologia*, 51(5) :503.
- Samain, E., Weick, J., Vrancken, P., Para, F., Albanese, D., Paris, J., Torre, J.-M., Zhao, C., Guillemot, P., and Petitbon, I. (2008b). Time transfer by laser link—the t2l2 experiment on jason-2 and further experiments. *International Journal of Modern Physics D*, 17(07) :1043–1054.
- Schrama, E. J. O. (1989). *The role of orbit errors in processing of satellite altimeter data*. PhD thesis, Technische Univ., Delft (Netherlands).
- Schreiber, U., Prochazka, I., Lauber, P., Hugentobler, U., Schafer, W., Cacciapuoti, L., and Nasca, R. (2009). The european laser timing (elt) experiment on-board aces. In *2009 IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 22nd European Frequency and Time forum*, pages 594–599.
- Sengenès, P. (2006). Doris/jason-2 uso : Maybe a significant step on the way to solve concerns about doris uso radiation sensitivity. In *IDS Workshop, Venice Italy*, pages 13–18.
- Senior, K., Koppang, P., and Ray, J. (2003). Developing an igs time scale. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 50(6) :585–593.
- Smith, D. E., Zuber, M. T., Jackson, G. B., Cavanaugh, J. F., Neumann, G. A., Riris, H., Sun, X., Zellar, R. S., Coltharp, C., Connelly, J., Katz, R. B., Kleyner, I., Liiva, P., Matuszeski, A., Mazarico, E. M., McGarry, J. F., Novo-Gradac, A.-M., Ott, M. N., Peters, C., Ramos-Izquierdo, L. A., Ramsey, L., Rowlands, D. D., Schmidt, S., Scott, V. S., Shaw, G. B., Smith, J. C., Swinski, J.-P., Torrence, M. H., Unger, G., Yu, A. W., and Zagwodzki, T. W. (2010). The lunar orbiter laser altimeter investigation on the lunar reconnaissance orbiter mission. *Space Science Reviews*, 150(1) :209–241.

- Smith, D. E., Zuber, M. T., Sun, X., Neumann, G. A., Cavanaugh, J. F., McGarry, J. F., and Zagwodzki, T. W. (2006). Two-way laser link over interplanetary distance. *Science*, 311(5757) :53.
- Sośnica, K., Jäggi, A., Thaller, D., Beutler, G., and Dach, R. (2014). Contribution of starlette, stella, and ajisai to the slr-derived global reference frame. *Journal of Geodesy*, 88(8) :789–804.
- Štěpánek, P., Douša, J., and Filler, V. (2013). Spot-5 doris oscillator instability due to south atlantic anomaly : Mapping the effect and application of data corrective model. *Advances in Space Research*, 52(7) :1355 – 1365.
- Sun, X., Skillman, D. R., McGarry, J. F., Neumann, G. A., Mao, D., Torrence, M. H., and Hoffman, E. (2013). Time transfer between satellite laser ranging stations via simultaneous laser ranging to the lunar reconnaissance orbiter. In *Proc. of 19th Int. Laser Ranging Workshop*.
- Takiguchi, H., Hobiger, T., Ishii, A., Ichikawa, R., and Koyama, Y. (2007). Comparison with gps time transfer and vlbi time transfer. *IVS NICT-TDC News No.28*.
- Tavernier, G., Fagard, H., Feissel-Vernier, M., Lemoine, F., Noll, C., Ries, J., Soudarin, L., and Willis, P. (2005). The international doris service. *Advances in Space Research*, 36(3) :333 – 341. *Satellite Dynamics in the Era of Interdisciplinary Space Geodesy*.
- Uhrich, P. (2007). Stabilité des oscillateurs ultra-stables. In *Journées X-ENS-UPS*.
- Vernotte, F. (1991). *Stabilité temporelle des oscillateurs : nouvelles variances, leurs propriétés, leurs applications*. PhD thesis, Besançon.
- Vig, J. R. and Walls, F. L. (1994). Fundamental limits on the frequency instabilities of quartz crystal oscillators. In *Frequency Control Symposium, 1994. 48th., Proceedings of the 1994 IEEE International*, pages 506–523.
- Vonbun, F., Weightman, J., Wilson, P., and Elsmore, B. (1977). Goddard laser systems and their accuracies [and discussion]. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 284(1326) :443–450.
- Vondrák, J. and Richter, B. (2004). International earth rotation and reference systems service (iers) web : www.iers.org. *Journal of Geodesy*, 77(10) :585–678.
- Vrancken, P. (2008). *Characterization of T2L2 (Time Transfer by Laser Link) on the Jason 2 ocean altimetry satellite and Micrometric laser ranging*. PhD thesis, Université de Nice - Sophia Antipolis.
- Weaver, G. L., Reinhart, M. J., Sequeira, H. B., and Stapor, W. (2004). Examination of detailed frequency behavior of quartz resonators under low dose exposures to proton radiation. In *Frequency Control Symposium and Exposition, 2004. Proceedings of the 2004 IEEE International*, pages 356–364.

- Willis, P., Haines, B., Berthias, J.-P., Sengenès, P., and Mouël, J.-L. L. (2004). Comportement de l'oscillateur doris/jason au passage de l'anomalie sud-atlantique. *Comptes Rendus Geoscience*, 336(9) :839 – 846.
- Willis, P., Heflin, M. B., Haines, B. J., Bar-Sever, Y. E., Bertiger, W. I., and Mandeà, M. (2016). Is the jason-2 doris oscillator also affected by the south atlantic anomaly? *Advances in Space Research*, pages –.
- Wolf, P. (1995). Proposed satellite test of special relativity. *Physical Review A*, 51(6) :5016.
- Zelensky, N. P., Berthias, J.-P., and Lemoine, F. G. (2006). Doris time bias estimated using jason-1, topex/poseidon and envisat orbits. *Journal of Geodesy*, 80(8) :497–506.
- Zelensky, N. P., Lemoine, F. G., Chinn, D. S., Melachroinos, S., Beckley, B. D., Beall, J. W., and Bordyugov, O. (2014). Estimated slr station position and network frame sensitivity to time-varying gravity. *Journal of Geodesy*, 88(6) :517–537.
- Zhou, H., Nicholls, C., Kunz, T., and Schwartz, H. (2008). Frequency accuracy & stability dependencies of crystal oscillators. Technical report, Carleton University, Systems and Computer Engineering, Technical Report SCE-08-12.

Résumé. Mes travaux de thèse ont pour finalité la réalisation d'un transfert de temps intercontinental d'une stabilité meilleure que 2 ns sur 10 000 s, entre les observatoires géodésiques de l'International Laser Ranging Service (ILRS). Ce transfert de temps est effectué à l'aide de liens spatiaux optiques obtenus par l'expérience de Transfert de Temps par Lien Laser (T2L2). T2L2 a été lancée le 20 Juin 2008 à 1336 km d'altitude à bord du satellite océanographique Jason-2. Le principe de cette expérience est basé sur la datation, au sol dans les stations laser et à bord du satellite, d'impulsions laser très courtes (30 - 100 ps) aller - retour (2 voies) venant de 25 stations laser réparties sur le Globe. La performance du lien sol-bord (dont la stabilité atteint des valeurs inférieures à 10 ps sur 100 s), procurée par la technologie laser d'une part et par la qualité de l'instrument spatial d'autre part permet de lire précisément les variations de l'oscillateur bord (à quartz) développé pour le système d'orbitographie et de localisation Doppler Orbitography and Radiopositioning Integrated by Satellite (DORIS) du Centre National d'Études Spatiales (CNES). Nous montrons qu'il est possible de construire un modèle de fréquence déterministe, à court terme (10 j) et moyen terme (plusieurs mois) d'évolution de la fréquence de l'oscillateur bord DORIS, avec une précision relative de $3 - 5 \cdot 10^{-13}$. Les variations de fréquence sont induites par un environnement spatial complexe, où les radiations, la température et le vieillissement du résonateur dégradent l'oscillateur. L'intégration de ce modèle nous permet la réalisation d'un temps à bord pour synchroniser le réseau ILRS complet et ainsi estimer les biais en temps des stations laser par rapport à l'Universal Time Coordinate (UTC). L'effet des biais en temps, estimé à l'aide de T2L2 sur l'orbite ainsi que sur les coordonnées des stations laser de l'International Terrestrial Reference Frame (ITRF) est déterminé précisément au niveau de quelques millimètres. Enfin T2L2 étant également capable de dater le Pulse Par Seconde (PPS) du système Global Positioning System (GPS), nous étudions l'évolution sur le long terme (plusieurs années) des horloges utilisées dans les stations laser et nous montrons les problèmes insoupçonnés de l'instabilité de leur système de temps/fréquence au sol.

Abstract. The purpose of my Ph.D. works is the realization of a intercontinental time transfer, with a stability better than 2 ns over 10,000 s, between the International Laser Ranging Service (ILRS) geodetics observatories. This time transfer is performed thanks to optical space links and the Time Transfer by Laser Link (T2L2) experiment. T2L2 is a passenger on-board the oceanographic satellite Jason-2, which was launched the 20th June 2008, at 1336 km of altitude. The principle of this experiment is based on the (two-way) short laser pulses (30 - 100 ps) time tagging, in laser station on ground and on-board the satellite, which come from 25 worldwide laser stations. The high performance of the ground-to-space link (where the stability reach values better than 10 ps over 100 s), given by the laser technology in one hand, and the quality of the space instrument in the other hand, allows to precisely read the frequency variations of the on-board oscillators (quartz) built for the orbitography and localization Doppler Orbitography and Radiopositioning Integrated by Satellite (DORIS) French system. We demonstrate the possibility to build a deterministic frequency model, on the short term (10 days), mid-term (several month) for the on-board DORIS oscillator frequency evolution, with a relative precision at $3 - 5 \cdot 10^{-13}$. Frequency variations are caused by a complex space environment, where radiations, temperature and device aging damage the oscillator. The integration of this model allows us to build an "on-orbit" time realization to synchronize the whole ILRS network and thus, estimate laser station time biases in regard to the Universal Time Coordinate (UTC). The time bias effects, estimate thanks to T2L2, on the International Terrestrial Reference Frame (ITRF) station coordinates, is precisely determined at the level of a few millimeters. Finally, T2L2 is able to time tagged the Global Positioning System (GPS) Pulse Per Second (PPS) signal in order to study the clock long term (several years) behavior in laser station and we show the unexpected problems due to the instability of the station time and frequency system.