



HAL
open science

Instrumentation sismologique spatiale : Fonction de transfert du sismomètre 6 axes InSight et développement d'un capteur de déplacement picométrique par interférométrie.

Fayon Lucile

► To cite this version:

Fayon Lucile. Instrumentation sismologique spatiale : Fonction de transfert du sismomètre 6 axes InSight et développement d'un capteur de déplacement picométrique par interférométrie.. Planétologie. Université Paris 7 - Denis Diderot, 2018. Français. NNT: . tel-01897000

HAL Id: tel-01897000

<https://hal.science/tel-01897000>

Submitted on 16 Oct 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.



Thèse préparée
à l'UNIVERSITÉ PARIS DIDEROT
École doctorale STEP'UP – ED N°560
IPGP-Equipe Planétologie et Sciences Spatiales & APC-Equipe Gravitation

Instrumentation sismologique spatiale : Fonction de transfert du sismomètre 6 axes InSight et développement d'un capteur de déplacement picométrique par interférométrie

par

Lucile FAYON

présentée et soutenue publiquement le

17 avril 2018

Thèse de doctorat de Physique de l'Univers

dirigée par Philippe Lognonné
& Hubert Halloin

devant un jury composé de :

Heiner Igel Rapporteur
Professor (Munich University)

Michel Lintz Rapporteur
Chargé de recherche CNRS (Observatoire de la Côte d'Azur)

Pascal Bernard Examinateur
Physicien (Institut de Physique du Globe de Paris)

Johan Olof Robertsson Examinateur
Professor (ETH Zürich)

Brigitte Knapmeyer-Endrun Examinatrice
Research Associate (Max Planck Institute for Solar System Research)

Philippe Lognonné Directeur de thèse
Professeur (Université Paris Diderot)

Hubert Halloin Co-Directeur de thèse
Maître de conférence (Université Paris Diderot)

La connaissance scientifique et l'étude rationnelle de tous les phénomènes qui permettent de comprendre l'évolution d'une planète nous feront progresser, au sens trivial où nous pourrions mourir moins idiots. Toute autre attitude serait une régression !

André Brahic, Enfants du Soleil

REMERCIEMENTS

Je tiens en tout premier lieu à remercier mes deux directeurs de thèse Philippe Lognonné et Hubert Halloin d'avoir eu l'idée de ce projet de double culture innovant, et qui m'ont accordé leur confiance pour travailler avec eux sur celui-ci. Merci à Philippe de m'avoir permis de participer à un projet d'aussi grande envergure qu'une mission NASA qui m'aura énormément appris tant sur l'aspect technique que sur l'organisation générale d'un tel projet. Merci à Hubert de m'avoir initiée à l'instrumentation optique et électronique sans perdre espoir, ce qui m'a permis d'élargir mon domaine de compétences.

Je remercie l'Ecole Doctorale STEP'UP qui m'a permis de réaliser cette thèse dans son intégralité. Un merci plus particulier à Yannick Girault-Héraud pour son suivi et ses encouragements tout au long de ces 3 années.

Merci à l'Université Paris Diderot de m'avoir permis de travailler dans ses locaux, mais également d'enseigner au sein de l'IUT Mesures Physiques pendant 3 ans. A ce propos je remercie également Matthieu Bonarota pour ses conseils, sa disponibilité et sa bonne humeur.

Je remercie également l'Université Sorbonne Paris Cité de m'avoir accordé la bourse de thèse « Double culture » mais aussi le LabEX UnivEarthS qui m'a offert le soutien financier nécessaire à la réalisation d'un prototype de sismomètre optique.

Merci aussi aux laboratoires IPGP et APC et leurs directeurs respectifs pendant ma thèse : Claude Jaupart et Stavros Katsanevas, qui m'ont permis pendant ces 3 années d'évoluer scientifiquement à la fois dans le domaine de la géophysique et celui de l'astrophysique.

J'adresse un remerciement sincère aux membres de mon comité de thèse Matteo Barsuglia et Pascal Bernard qui m'ont aidée à faire progresser mon travail dans des moments critiques et y voir plus clair sur les objectifs principaux.

Je tiens également à remercier l'ensemble de mon jury de thèse, à commencer par les deux rapporteurs Heiner Igel et Michel Lintz qui ont pris le temps de relire méticuleusement mon manuscrit, puis Pascal Bernard, Johan Olof Robertsson, et Brigitte Knapmeyer-Endrun qui sont venus discuter de mon travail lors de la soutenance et y ont apporté des idées.

J'ai eu la chance d'être beaucoup aidée par mes collègues de l'APC pour la réalisation de l'expérience en salle blanche et je tiens pour ça à remercier Walter Bertoli, Nathan Bleurvacq, Alain Givaudan, Eric Bréel et Christelle Buy. Je remercie plus particulièrement Pierre Prat pour le temps qu'il m'a accordé, son efficacité à toute épreuve, et dont l'aide sur les aspects électroniques du montage m'a été incroyablement bénéfique.

Merci aussi à Nils Porta qui, lors de son stage d'IUT à l'APC, a développé le design mécanique de la cavité en fonction de nos attentes techniques. Son travail a donné une grosse impulsion à ma thèse.

Même si je n'étais pas souvent présente j'ai eu l'occasion de passer de bons moments à discuter avec mes co-bureaux de l'APC Pierre, Miles et Matthieu que je remercie pour leur gentillesse, leur aide et leur humour. Merci encore à Pierre pour les cocottes en papier.

Je tiens également à remercier l'équipe des ingénieurs InSight de l'IPGP avec qui j'ai aimé discuter et qui m'ont toujours apporté leur aide dès que j'en avais besoin : Sébastien De Raucourt, Tanguy Nebut, Taoufik Gabsi, Sylvain Tillier, Benoît Lecomte, Olivier Robert et Michel Parise.

Merci mille fois à Brigitte Knapmeyer-Endrun pour sa collaboration dans le cadre de la modélisation du LVL, sa gentillesse, son accueil à Göttingen, ses remarques toujours très constructives, et ses encouragements. Mon travail sur le LVL n'aurait probablement pas si bien avancé sans son aide.

Je remercie également Pierre Delage pour ses conseils dans l'interprétation de certains de mes résultats de modélisation.

Un énorme merci aussi à Kenneth Hurst pour son accueil au JPL dans le cadre de la réalisation de tests supplémentaires du LVL.

Parmi l'équipe de Planétologie et Sciences Spatiales de l'IPGP je tiens aussi à remercier Mélanie qui est devenue une véritable amie et Claudine pour son efficacité et son soutien. Un immense merci à Philippe Labrot pour sa relecture, les photos prises en salle blanche, ainsi que l'initiation à la SF et les nombreux débats associés.

Parmi mes collègues thésards j'adresse une attention toute particulière à Balto : merci pour les superbes escapades dont je me souviendrais très longtemps ! J'ai également une pensée pour Léa et nos pauses café et Foivos pour le soutien mutuel depuis le début.

J'ai aussi eu l'occasion pendant ma thèse de vivre de très beaux moments de partage scientifique et surtout lors de deux éditions du festival Astro-Jeunes de Fleurance. Pour cette raison j'ai une grosse pensée pour tous les membres de l'association UniverSCiel qui, généreusement, ne cessent de diffuser la science auprès des petits et grands. Merci pour tous les moments passés ensemble, notamment Marina et Wilhem mes coups de foudre scientifiques.

Je veux également souligner l'énorme soutien amical que j'ai eu en dehors du cadre de ma thèse. Pour cela, je remercie très fort mes amis de Master qui ont aussi vécu l'aventure du doctorat : Anne et Zurine du G3, Laura, Marietta, Kelly, Anthony, Batiste, Jason et Maximilien. Je suis très fière de ce que nous avons accompli. Un merci encore plus grand à Anne et Laura pour leur aide et leur soutien énorme au cours de la thèse. Merci aux niçois pour les changements d'air (très souvent dans les montages) qui font du bien. Une pensée plus particulière pour Lucile et Eric avec qui j'ai pu vadrouiller. Merci à Margot, Paul et Bastien pour les moments de bonheur et de joie toujours intenses qui font du bien. Merci à Anthony, toujours motivé pour se changer les idées, et les palourdes pour les moments improbables.

Enfin, je tiens à remercier ma famille sans qui je ne serais sûrement pas arrivée jusque là. Chacun d'eux m'a apporté son aide très précieuse à un moment ou un autre pendant mes études me permettant ainsi de devenir docteur aujourd'hui. Comme l'un d'eux dirait : « je le rendrais au centuple ».

Je remercie aussi de tout mon coeur Damien pour l'aide exceptionnelle qu'il m'a apporté, son soutien, sa sagesse, son calme, et ses idées scientifiques. Cette dernière année n'aurait pas été la même sans cette rencontre, autant scientifiquement qu'humainement.

Résumé

La compréhension de la formation du Système Solaire et de son évolution est profondément connectée aux connaissances que nous pouvons avoir sur les structures internes de ses planètes. Des études sismiques in-situ sont donc cruciales pour sonder la structure (répartition et épaisseur des couches) et la composition interne des planètes telluriques.

L'instrument SEIS (Seismic Experiment for Interior Structure) se posera sur Mars en 2018 (mission InSight de la NASA). Il contient deux types de capteurs sismiques : les VBBs (Very Broad Band) et SPs (Short Period), montés sur le LVL (système de nivellement mécanique) qui a un double objectif : assurer le placement horizontal des capteurs sur le sol de Mars dans des conditions locales inconnues et fournir leur couplage mécanique au sol. Dans cette thèse, un modèle analytique simple du LVL est développé afin de reproduire son comportement mécanique grâce au calcul de ses résonances et de sa fonction de transfert. Ce modèle permettra d'étudier l'effet du LVL sur les données sismiques des VBBs et SPs enregistrées sur Mars. Celui-ci est d'abord implémenté numériquement puis sa validation est garantie grâce à l'observation de grandes similitudes entre nos résultats et ceux des expériences réalisées en laboratoire avec le modèle de vol du LVL. Ces comparaisons prouvent ainsi la fidélité du modèle à la réalité. Après quelques simulations, on remarque également une influence importante du couplage mécanique entre les pieds du LVL et le sol dans les résonances trouvées. Une étude d'inversion est alors réalisée afin d'observer si le modèle pourrait permettre une estimation des propriétés élastiques du sol au niveau du site d'atterrissage InSight. Un autre travail consiste à modéliser les 6 capteurs VBBs et SPs sur le LVL et observer la réponse de l'instrument 6 axes en translation et en rotation. Cette étude permet notamment d'estimer les performances de SEIS en rotation, qui peut être une information clé pour déterminer la vitesse de phase des ondes sismiques de surface, fortement dépendantes de la composition du sol. Cette vitesse sera calculée sur Mars en réalisant une expérience sismique active grâce à l'autre instrument principal d'InSight : HP³.

Aujourd'hui, de nouveaux projets sont étudiés pour un retour sismique sur la Lune. En effet, bien qu'ayant une bonne résolution en terme de déplacement du sol les sismomètres Apollo étaient cependant incapables de détecter le bruit sismique du sol lunaire, appelé "meteoritic hum". Ce bruit, dû aux chutes continues de micro-météorites, a une amplitude estimée à 1/100^{ème} de la résolution des sismomètres Apollo. Les phases sismiques du noyau, même si estimées grâce au "stacking" des données, n'ont pas non plus été directement enregistrées. Une nouvelle génération de sismomètres, 100 à 1000 fois plus sensibles que ceux d'Apollo, est donc désirée. Cette sensibilité pourrait permettre d'atteindre le plancher du bruit sismique lunaire et de tirer ainsi bénéfice de l'intégralité des ondes générées par l'activité sismique lunaire. La structure d'un tel sismomètre serait un capteur de déplacement, toujours lié à une masse d'épreuve, mais présentant de grosses améliorations en termes de performance, linéarité, et niveau de bruit. Pendant cette thèse, un prototype de système de lecture optique de déplacement pour sismomètre lunaire ultra-sensible est développé, basé sur l'utilisation de la technologie des détecteurs d'ondes gravitationnelles. En effet, celle-ci est une référence en termes de mesures interférométriques à basse fréquence et très bas niveau de bruit. Le prototype construit est ainsi basé sur la technique de stabilisation laser appelée "Pound-Drever-Hall". L'objectif est d'améliorer la sensibilité des VBBs d'InSight d'environ 2 ordres de grandeur. Le principe de la mesure est présenté dans ce manuscrit, ainsi que ses performances attendues, les choix techniques d'implémentation de l'expérience et les premiers résultats.

Abstract

The understanding of the Solar System formation and its evolution is deeply connected to the knowledge on its planetary interior structures. In situ studies with seismometers are therefore crucial to probe the internal structure (distribution and thickness of layers) and composition of the terrestrial planets.

Indeed, SEIS (Seismic Experiment for Interior Structure) will land on Mars in 2018 (NASA InSight mission). Two types of sensors of the SEIS instrument, the VBBs (Very Broad Band) and SPs (Short Period), are mounted on the LVL (a mechanical levelling system) for which the purpose is twofold : ensure a level placement of the sensors on the Martian ground under yet unknown local conditions and provide mechanical coupling to the ground. In this thesis, we developed a simplified analytical model of the LVL structure in order to reproduce its mechanical behaviour by predicting its resonances and transfer function. This model will allow estimation of the LVL effect on the VBBs and SPs data recorded on Mars. It is first implemented numerically and its validation is then guaranteed thanks to the observation of many similarities between our results and those of the laboratory experiments realized with the LVL flight model. These comparisons prove the model fidelity with reality. After some simulations, we noticed a clear influence of the mechanical coupling between the LVL feet and the ground in the resonances found. For this reason, an inversion study has been realized in order to study if this model could allow an estimation of the elastic properties of the InSight landing site regolith. Another work consists in modeling the 3 VBBs and the 3 SPs on the LVL and to observe the response of the 6 axes SEIS instrument in translation and rotation. This study can allow to estimate the performances of SEIS, especially in rotation that can be one important information to recover the phase velocity of surface seismic waves, highly dependent on the ground composition. This can be realized on Mars with an active seismic experiment thanks to the other main instrument of the InSight mission : HP³.

Today, new projects are also being considered for a seismic return to the Moon. Indeed, the Apollo seismometers had good resolution in ground displacement but were however unable to detect the Lunar ground seismic noise, named "meteoritic hum". This noise is possibly due to the continuous fall of micro-meteorites and its amplitude has been estimated to be about 1/100 of the resolution of the Apollo sensors. Core seismic phases, although detected through stacking, have not also been individually recorded. A new generation of broadband seismometers, 100 to 1000 times more sensitive than the Apollo ones are therefore requested. This sensitivity will allow to reach the lunar seismic noise floor and thus permit to take benefit of all the waves generated by the Moon seismic activity. The core of such seismometer will be the proof mass displacement sensor, with extreme improvement in performances, linearity and noise level. During this thesis, we developed an optical readout prototype for an high-sensitive lunar seismometer, based on the use of gravitational waves detectors' technology. Indeed, this is the reference in terms of interferometric measurements at low frequency and very low noise levels. The prototype is based on the "Pound-Drever-Hall" laser frequency stabilization technique. The objective is to improve the sensitivity of InSight VBBs by about 2 orders of magnitude. The measurement principle is presented in this manuscript, as well as the expected performances, the technical choices made for the experimental implementation and the first results.

Liste des acronymes

ADR : Array-Derived Rotations
APSS : Auxiliary Payload Sensor Suite
CAO : Conception Assistée par Ordinateur
CCD : Charged Coupled Device
CNES : Centre National d'Etudes Spatiales
DCS : Differential Capacity Sensor
DLR : Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (German Aerospace Center)
EOM : Electro-Optical Modulator
ESA : European Space Agency
FM : Flight Model
GRACE : Gravity Recovery And Climate Experiment
GRAIL : Gravity Recovery And Interior Laboratory
HP³ : Heat flow and Physical Properties Probe
ICC : Instrument Context Camera
IDA : Instrument Deployment Arm
IDC : Instrument Deployment Camera
INSIGHT : Interior exploration using Seismic Investigations, Geodesy, and Heat Transport
IPGP : Institut de Physique du Globe de Paris
IRIS : InfraRed Interferometer Spectrometer
ISL : Intervalle Spectral Libre
JPL : Jet Propulsion Laboratory
LARRI : LASER RetroReflector for Insight
LIGO : Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory
LISA : Laser Interferometer Space Antenna
LVL : LeVeLing system
LSA : Load Shunt Assembly
MESSENGER : MERCURY Surface Space ENVIRONMENT, GEOCHEMISTRY and RANGING
MGS : Mars Global Surveyor
MMS : Mojave Mars Simulant
MOLA : Mars Orbiter Laser Altimeter MPS : Max Planck Institute for Solar System Research
MRO : Mars Reconnaissance Orbiter
NASA : National Aeronautics and Space Administration
OPTIMISM : Observatoire Planétologique : Magnétisme et Sismologie sur Mars
PADS : Powder Acquisition Drill System
PD : PhotoDiode
PDH : Pound-Drever-Hall
PFO : Pinon Flat Observatory
PREM : Preliminary Reference Earth Model
PSE : Passive Seismic Experiment
PVO : Pioneer Venus Orbiter
QM : Qualification Model
RAT : Rock Abrasion Tool
RISE : Rotation and Interior Structure Experiment
RWEB : Remote Warm Enclose Box
SEIS : Seismic Experiment for Interior Structure
SP : Short Period

TCDM : Thermal Compensation Device Mechanism

ULE : Ultra Low Expansion glass

UTC : Temps Universel Coordonné

VBB : Very Broad Band

VPREMOON : Very Preliminary REference MOON model

WTS : Wind and Thermal Shield

TABLE DES MATIÈRES

Introduction	xxi
1 Contexte	1
1.1 Les intérieurs planétaires	2
1.1.1 A distance	4
1.1.2 In situ	9
1.2 La sismologie	12
1.2.1 Historique	12
1.2.2 Introduction à la sismologie	13
1.2.3 Sismologie rotationnelle	15
1.3 La sismométrie	18
1.3.1 Sismographes historiques	19
1.3.2 Mécanisme général	24
1.4 La sismologie planétaire	32
1.4.1 Venera : une mission vers Venus	32
1.4.2 Les sismomètres lunaires Apollo	32
1.4.3 Des tentatives sur Mars	37
1.4.4 La mission InSight	40
1.4.5 Enjeux instrumentaux pour la sismologie planétaire	46
2 Modele du LVL InSight	51
2.1 Le LVL	52
2.2 Problématique	56
2.3 Construction du modèle	60
2.3.1 Translation	60
2.3.2 Rotation	62
2.3.3 Moments d’inertie	63
2.3.4 Implémentation numérique	63
2.4 Validation	66
2.4.1 Vérification de l’hypothèse de poids négligé	66
2.4.2 Validation du modèle numérique	68
2.5 Applications	76
2.5.1 Modélisation des risques de saturation	76
2.5.2 Performances de l’instrument SEIS	77
2.5.3 Vitesse de phase des ondes de surface	82
2.5.4 Inversion des propriétés du sol martien	85
2.6 Conclusion et perspectives	89
2.6.1 Détermination des résonances sur Mars	89

2.6.2	Détermination des propriétés du régolithe avec le bras robotique	90
2.6.3	Modélisation du LSA	90
3	Prototype de système de lecture optique pour sismomètre planétaire	91
3.1	Principe général	92
3.1.1	Méthode de Pound-Drever-Hall	92
3.1.2	Cas du sismomètre optique	102
3.2	Solution technique	108
3.2.1	Partie fibrée du montage	108
3.2.2	Cavité optique	109
3.3	Théorie et simulations	118
3.3.1	Modèle théorique	118
3.3.2	Simulations des performances du montage	119
3.3.3	Estimation des bruits	122
3.4	Réalisation expérimentale et premiers résultats	133
3.4.1	Prise en main du montage initial	133
3.4.2	Implémentation du montage général	134
3.4.3	Premiers résultats	140
3.5	Conclusion et perspectives	145
	Conclusion et perspectives	147
	Annexes	151
	ANNEXE A : Version soumise de l'article sur le modèle du LVL InSight	153
	ANNEXE B : Contribution à l'article publié de M. Golombek sur les propriétés du sol martien	197
	ANNEXE C : Simulations sur OptoCAD	203
	ANNEXE D : Conditions de simulations pour choix des miroirs	207
	ANNEXE E : Design de la cavité mécanique	209
	ANNEXE F : Réalisation des amplificateurs de photodiodes	213
	ANNEXE G : Documentation technique du Laser	217

INTRODUCTION

Il y a environ 4,6 milliards d'années notre Système Solaire naissait. Sa naissance et son évolution restent, encore à ce jour, des énigmes non entièrement résolues par les scientifiques. Il semble pourtant nécessaire de comprendre le Système Solaire dans son ensemble pour fournir le contexte de l'histoire de l'endroit où nous vivons, la Terre, et plus précisément les processus de son existence. En effet, les 8 planètes du Système Solaire ont commencé à grandir ensemble au sein d'un même berceau de poussières et de roches. C'est donc pour cette raison qu'il est impossible de découpler la formation et l'évolution de la Terre de celles de ses voisines. Les indices de cette évolution et de l'état final des processus d'accrétion et de différenciation sont contenus dans les paramètres internes des planètes comme notamment leur taille, l'état et la composition du noyau, la composition et les couches du manteau, l'épaisseur et la stratification de la croûte, ou encore le flux thermique interne.

Les intérieurs planétaires sont largement étudiés depuis un certain nombre d'années notamment par des analyses théoriques ou des modélisations minéralogiques extrapolées. Mais les résultats de ces études ainsi que les informations obtenues grâce aux différents orbiteurs ou quelques atterrisseurs posés sur la Lune, Vénus, Mars, ou encore Titan, restent très superficiels concernant leur structure interne. Des modèles numériques ont également permis de contraindre davantage les différentes couches internes des planètes du Système Solaire mais des incertitudes subsistent. La structure interne de la Terre, elle, est bien connue à ce jour. En effet, nous savons que celle-ci contient un noyau interne solide d'environ 1200 km de rayon entouré d'un noyau externe liquide d'une épaisseur de presque 2300 km. Celui-ci est suivi d'un manteau inférieur de 2900 km et d'un manteau supérieur d'environ 600 km. Au-dessus de ce manteau se trouve la croûte océanique (d'une épaisseur comprise entre 5 et 10 km), ou la croûte continentale (d'une épaisseur comprise entre 20 et 90 km) suivant l'endroit où l'on se place sur le globe. Les gammes de températures au sein de chaque couche sont également estimées. Toutes ces connaissances ont en grande partie été acquises grâce à la sismologie, qui consiste à mesurer et étudier les tremblements de la Terre. En effet, les ondes sismiques se propagent de façon différente suivant les matériaux qu'elles traversent et c'est ainsi qu'elles véhiculent des informations sur les différentes couches internes. Celles-ci sont extraites grâce à la mesure du tremblement du sol qui résulte du passage de l'onde au niveau de l'instrument. Le signal enregistré est appelé "sismogramme".

Les hommes réalisent des études sismiques sur Terre depuis quelques milliers d'années déjà puisque des écrits chinois rapportent même des mesures datant du 8^e siècle avant J.-C (Needham 1959). La sismologie terrestre a donc eu le temps de faire ses preuves depuis, notamment grâce à la conception d'instruments de mesure du déplacement du sol. Ces instruments ont été appelés "sismographes" jusque dans les années 1970, puis "sismomètres" jusqu'à aujourd'hui. Les sismomètres sont devenus de plus en plus performants au cours de l'histoire et la sismologie est donc à ce jour la meilleure solution pour étudier l'intérieur de la Terre. L'idée évidente qui

en découle est celle de réaliser des études sismiques également sur les autres planètes du Système Solaire afin de contraindre davantage leur structure interne et ainsi les processus de leur naissance et de leur évolution. La sismologie des planètes gazeuses est plus simple à mettre en place que celle des autres corps solides puisqu'elle se base sur le principe de l'héliosismologie qui consiste à étudier les mouvements sismiques du Soleil. Elle est réalisée à distance grâce à l'observation des modes d'oscillations propres de la sphère gazeuse. Cependant, les oscillations des planètes géantes, et en particulier de Jupiter (Gaulme et al. 2011), ont des amplitudes bien plus faibles que celles du soleil, telles que mesurées par Soho (Scherrer et al. 1995). De plus, les données sismiques de Jupiter n'ont pas encore révélé avec certitude les fréquences des modes propres joviens (Lognonné & Johnson 2015). La sismologie des planètes telluriques, elle, n'est pas simple à réaliser financièrement et technologiquement. Tout d'abord, les études sismiques ne peuvent être réalisées qu'in-situ nécessitant un atterrisseur qui déploiera l'instrument au sol. Des expériences passées ont permis d'observer une autre difficulté technique : le besoin de découpler l'instrument de l'atterrisseur.

La première fois que des sismomètres ont été posés sur un autre corps ce fut grâce au programme Apollo de la NASA dont plusieurs missions (Apollo 12, 14, 15 et 16) ont permis de mettre en place un véritable réseau de 4 stations sismiques sur la Lune (Latham et al. 1969, 1970, 1971). Apollo 11 (mission du premier pas de l'homme sur la Lune) contenait aussi un sismomètre qui n'a malheureusement fonctionné que pendant un mois. Le réseau a pu fonctionner pendant 8 ans à partir de 1969 et les signaux d'un grand nombre d'évènements ont donc été enregistrés. Cependant, les performances de ces sismomètres n'étant pas assez bonnes pour détecter l'intégralité du signal sismique lunaire, des incertitudes subsistent encore concernant la structure interne de la Lune, et notamment son noyau (Weber et al. 2011; Garcia et al. 2011). C'est la raison pour laquelle un retour sismique sur la Lune est aujourd'hui envisagé.

La mission InSight de la NASA (Banerdt et al. 2013) qui devrait se poser sur le sol de Mars le 28 novembre 2018 réalisera la première investigation géophysique in-situ de la planète, notamment grâce à l'instrument SEIS (Seismic Experiment for Interior Structure) permettant de faire de la sismologie martienne (Lognonné et al. 2018). Pour ce faire, il contient 3 capteurs sensibles aux signaux sismiques de longue période et 3 autres sensibles à ceux de courte période. Cette mission devrait fournir des informations clés sur la composition et la structure interne de la planète et a posteriori des planètes semblables à la Terre et ayant traversé les mêmes stades évolutifs. Afin d'obtenir des mesures sismiques non impactées par le comportement mécanique de l'atterrisseur, l'instrument SEIS ne restera pas sur le pont mais sera déposé un peu plus loin sur le sol de Mars. Il contient également une table à 3 pieds amovibles (le LVL) permettant de placer les capteurs à l'horizontale et de contraindre leur couplage mécanique avec le sol. Il est alors indispensable de connaître parfaitement le comportement mécanique de cette table et ceci peut être fait grâce à la modélisation de sa fonction de transfert. C'est le premier objectif de cette thèse.

La technologie des sismomètres envoyés dans l'Espace doit également être modifiée pour pouvoir fonctionner sur un autre corps que la Terre, qui connaît une gravité différente, une atmosphère différente (voir pas d'atmosphère du tout), et encore des signaux sismiques beaucoup plus faibles et à des fréquences différentes. Tout ceci nécessite un gros travail de modification d'un sismomètre type "terrestre" avant de l'envoyer sur une autre planète. Un autre gros enjeu technologique consiste à détecter des signaux de basse fréquence (pouvant aller jusqu'à 10^{-5} Hz) et à très faible amplitude (de l'ordre du picomètre). Heureusement, un domaine de mesures

astrophysiques a permis de faire de grandes enjambées technologiques dans ce type de détection ces dernières années : la mesure des ondes gravitationnelles. Les instruments développés pour réussir à détecter ce type d'ondes se basent sur l'utilisation de l'optique et sont performants à basse fréquence (entre 1 et 10^5 Hz) et très basse amplitude (jusqu'à 10^{-12} m). Ainsi, l'idée d'utiliser également l'optique pour faire des mesures sismiques est née et quelques études de faisabilité sont aujourd'hui en cours. Le deuxième objectif de cette thèse est lié à ces travaux et consiste à mettre en place les premières idées d'un système de lecture optique pour sismomètre planétaire.

Ce manuscrit est ainsi divisé en 3 chapitres principaux : le premier chapitre rappelle le contexte du travail de cette thèse, le deuxième décrit le modèle réalisé dans le but de connaître le comportement mécanique de l'instrument SEIS, et le troisième et dernier chapitre présente le travail préliminaire de conception d'un système de lecture optique pour sismomètre planétaire.

Le contexte, qui définit le cadre des travaux de cette thèse, est divisé en quatre parties. La première contient d'abord un bref rappel des méthodes mises en place par l'homme pour obtenir des connaissances sur les intérieurs planétaires du Système Solaire. Puis une présentation historique et des principes généraux de la sismologie est faite dans la deuxième partie. Une description à la fois historique et actuelle de la sismométrie, technologie liée à la sismologie, est ensuite réalisée dans la partie 3. Finalement, une quatrième partie liste les quelques expériences passées de sismologie planétaire et décrit ensuite en détail le projet InSight et les enjeux technologiques pour les futures investigations sismiques planétaires.

Le deuxième chapitre de cette thèse décrit l'ensemble du travail effectué sur l'étude du comportement mécanique de l'instrument SEIS. Il présente dans un premier temps le LVL et la problématique de ce travail. Ensuite, la construction du modèle analytique et numérique est détaillée ainsi que ses différentes étapes de validation. Finalement, ce travail s'est avéré avoir plusieurs applications possibles et celles-ci sont expliquées en détail.

Le troisième et dernier chapitre explicite les décisions prises et le travail effectué afin de développer un prototype de système de lecture optique pour sismomètre planétaire. Une première partie explique le principe général de fonctionnement de ce système et celui-ci étant basé sur une méthode de stabilisation de la fréquence laser appelée "Pound-Drever-Hall", cette technique est tout d'abord expliquée. Ensuite, une deuxième partie présente les choix technologiques qui ont été faits. L'étude théorique puis numérique du système, permettant d'estimer ses performances, est ensuite réalisée dans la troisième partie. Finalement, la description de l'implémentation de l'expérience en salle blanche est présente dans la quatrième partie, où apparaissent également les tous premiers résultats obtenus.

CONTEXTE

Sommaire

1.1	Les intérieurs planétaires	2
1.1.1	A distance	4
1.1.2	In situ	9
1.2	La sismologie	12
1.2.1	Historique	12
1.2.2	Introduction à la sismologie	13
1.2.3	Sismologie rotationnelle	15
1.3	La sismométrie	18
1.3.1	Sismographes historiques	19
1.3.2	Mécanisme général	24
1.4	La sismologie planétaire	32
1.4.1	Venera : une mission vers Venus	32
1.4.2	Les sismomètres lunaires Apollo	32
1.4.3	Des tentatives sur Mars	37
1.4.4	La mission InSight	40
1.4.5	Enjeux instrumentaux pour la sismologie planétaire	46

1.1 Les intérieurs planétaires

S'interroger sur l'utilité de la sismologie planétaire revient à se poser la question de l'intérêt de connaître et comprendre les intérieurs des autres corps de notre Univers. Les connaissances concernant la structure interne des corps du Système Solaire permettent de mieux comprendre leur naissance, leur évolution, mais aussi d'anticiper le futur de notre propre planète, la Terre, et de notre système planétaire en général. En élargissant les perspectives, ces données concernant nos planètes soeurs peuvent également permettre d'en apprendre davantage sur des corps beaucoup plus éloignés de nous : les exoplanètes. Actuellement, trois corps telluriques du Système Solaire, autres que la Terre, semblent accessibles technologiquement et financièrement pour réaliser des études sismiques : Venus, la Lune, sur laquelle des sismomètres ont déjà été posés grâce au programme Apollo, et Mars sur laquelle le futur sismomètre de la mission InSight sera déposé en 2018.

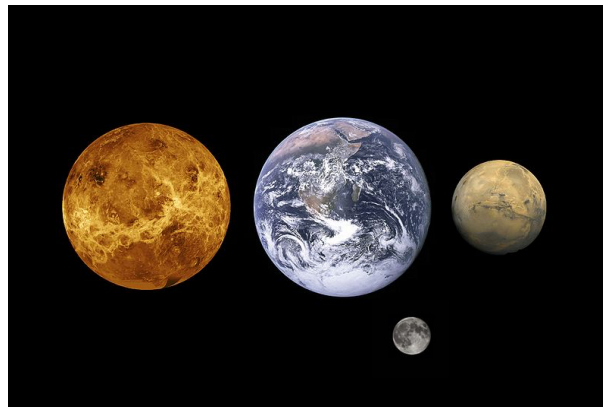


FIGURE 1.1 – Visualisation du rapport de taille entre Venus, la Terre et la Lune, ainsi que Mars. Seules la Terre et la Lune ont déjà fait l'objet de réelles investigations sismiques à l'heure actuelle.

Par sa taille et sa masse, Vénus ressemble énormément à la Terre. Les similarités entre ces deux planètes se limitent, à première vue, à ces deux paramètres mais pourtant elles sont souvent qualifiées de "soeurs jumelles". Vénus est une planète très active géologiquement puisqu'un volcanisme permanent est observé à sa surface (Esposito 1984) (Figure 1.2). De plus, son activité volcanique serait beaucoup plus vigoureuse que sur Terre. En effet, la planète héberge un plus grand nombre de volcans, beaucoup plus gros et présentant une fréquence supérieure d'éruptions (Phillips & Malin 1984). Ce phénomène témoigne donc de l'existence d'une grande réserve de chaleur interne et c'est l'une des raisons pour laquelle une étude de l'activité sismique de la planète serait intéressante. De plus, sa jeune surface (d'âge moyen estimé à un milliard d'années), présente des rifts et des failles (Figure 1.3) qui laissent alors penser, par comparaison avec l'origine de ces structures sur Terre, que le sol de la planète tremble encore (Price & Suppe 1994).

Dans le cas plus précis de la Lune, comprendre l'intérêt d'y faire de la sismologie nous invite à faire un rapide rappel sur la théorie la mieux acceptée aujourd'hui concernant sa formation. En effet, plusieurs scénarios ont été proposés par la communauté scientifique mais le plus probable reste depuis un certain nombre d'années celui d'une collision, très tôt dans l'histoire du

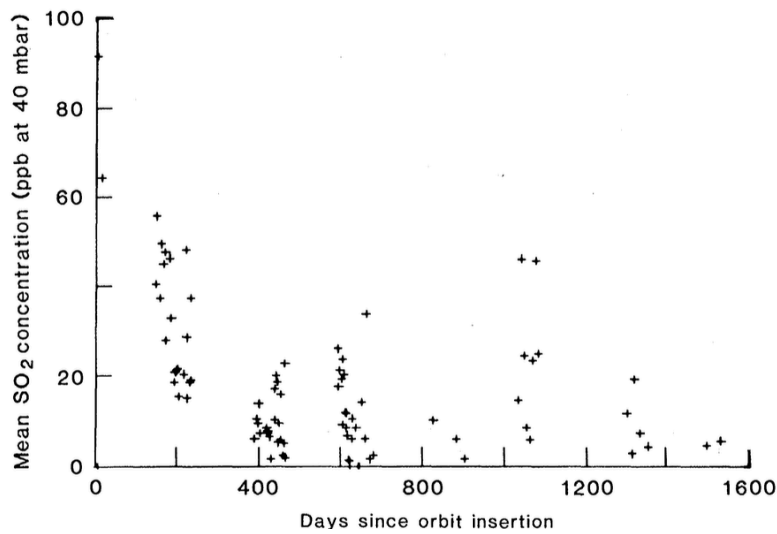


FIGURE 1.2 – Première mesure d'un indice d'activité volcanique à la surface de Vénus (Esposito 1984). Le graphe représente la concentration moyenne en SO_2 mesurée dans l'atmosphère de Vénus par la mission Pioneer Venus en fonction du temps. Des épisodes de forte concentration du dioxyde de soufre dans l'atmosphère semblent être la signature d'épisodes volcaniques à la surface de la planète.

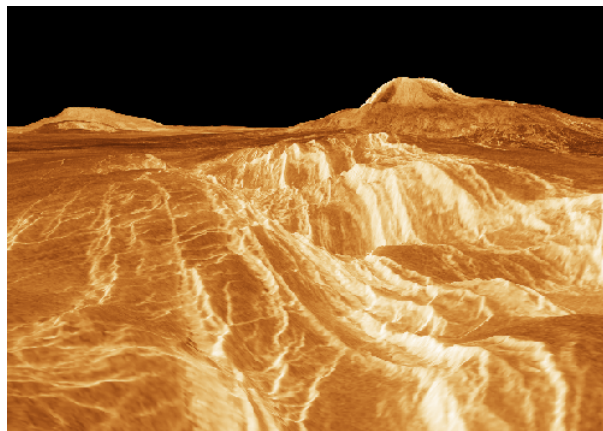


FIGURE 1.3 – Image de synthèse représentant une vue en perspective d'un paysage de Vénus. Les couleurs sont tirées d'informations acquises grâce aux atterrisseurs soviétiques Venera et les données radar du vaisseau spatial Magellan ont été utilisées pour construire cette vue en 3D. L'échelle verticale de cette image a été exagérée. Au premier plan se trouve le bord d'une vallée de rift créée par des failles dans la croûte de Vénus et non pas, comme sur Terre, au niveau d'une limite entre deux plaques tectoniques. Le volcan aperçu au fond à droite est Gula Mons et celui de gauche Sif Mons. ©The Magellan Project, JPL, and NASA.

Système Solaire, entre la Terre et un objet de la taille de Mars (Hartmann & Davis 1975). En effet, l'impact tangentiel entre ces 2 corps aurait conduit à l'éjection d'une très grande quantité de matière issue d'une partie de leurs manteaux, ce qui aurait alors entraîné la naissance

d'un troisième corps, la Lune, par accréation de cette matière. Les planétologues estiment qu'au moment de l'impact, la Terre et la planète impactrice avaient déjà rassemblé la quasi totalité du fer dans leur noyau et que la majeure partie du noyau de l'impacteur aurait rejoint celui de la Terre. Cela expliquerait la faible proportion de fer retrouvée sur la Lune. Même si de nombreux arguments scientifiques ont été évoqués au profit de ce scénario depuis sa proposition en 1975, la sismologie lunaire pourrait permettre de confirmer cette théorie en déterminant plus précisément sa structure interne. De plus, elle peut également offrir la possibilité de contraindre davantage la structure du noyau lunaire (Weber et al. 2011; Garcia et al. 2011) pour en savoir plus sur le profil thermique interne actuel de notre satellite ainsi que sur l'histoire de sa dynamo.

La planète Mars, elle, est intrigante pour nous terriens puisque son évolution fut plus rapide que la nôtre. Par le mot évolution s'entend "refroidissement thermique de la planète". En effet, Mars possède un diamètre beaucoup plus petit que celui de la Terre, ce qui engendre un refroidissement plus rapide. L'énergie des désintégrations radioactives au sein de la planète fut rayonnée dans l'espace bien plus efficacement que sur Terre et un échappement de l'atmosphère majoritairement constituée de CO₂ n'a fait qu'augmenter ce refroidissement. La sismologie pourrait permettre, en plus de contraindre davantage l'intérieur de Mars, d'approfondir nos connaissances sur l'histoire interne de cette planète et, par extrapolation, de mieux estimer l'évolution future de notre planète.

De manière générale, il est clair que les réponses aux énigmes posées par la formation et l'évolution des différentes planètes telluriques du système solaire sont conservées dans leurs intérieurs. Depuis les premiers lancements de satellites en orbite autour de la Terre, puis des premières sondes planétaires, la communauté scientifique améliore la couverture et la résolution des structures surfaciques de nos voisins telluriques. Ces investigations ont donc amené de nouvelles perspectives dont une principale est la caractérisation de la structure interne de ces autres corps. Depuis quelques années, les planétologues essaient de résoudre ces mystères internes en testant différentes techniques détaillées ci-dessous.

1.1.1 A distance

Il existe quelques méthodes d'observation spatiale pouvant permettre d'obtenir des connaissances à l'échelle globale sur les structures des intérieurs planétaires. Tout d'abord, la rotation d'un corps peut donner des informations sur sa structure interne via l'observation de l'aplatissement de sa forme sphérique (Figure 1.4). Cet aplatissement est dû à l'action de la gravité et de la force centrifuge et permet d'estimer la fluidité et l'élasticité des matériaux internes. D'autre part, une légère torsion dans le mouvement apparent de rotation d'un corps peut également témoigner de la présence d'une partie liquide dans le noyau. Finalement, la détection d'une précession (c'est-à-dire d'un changement d'orientation de l'axe de rotation d'un objet) dont le taux dépend du moment d'inertie de la planète, permet de contraindre la répartition de masse interne et indirectement d'estimer les différentes densités internes d'une planète.

La géodésie spatiale est une autre méthode observationnelle qui fut reconnue très tôt pour sa contribution à l'étude des intérieurs planétaires. Celle-ci consiste à comparer le champ de gravité réel à celui d'un corps idéal (par exemple l'ellipsoïde¹ en équilibre hydrostatique²) afin

1. Surface à trois dimensions dont toutes les sections planes sont des ellipses.

2. Cet état est vérifié lorsque la variation de pression avec la profondeur est proportionnelle à la gravité et la densité du fluide.

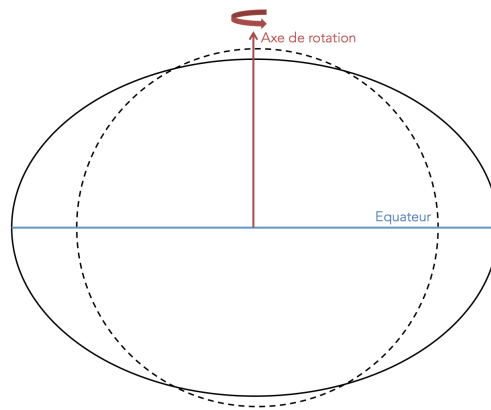


FIGURE 1.4 – Schéma représentatif de l'aplatissement d'une planète dû à sa rotation.

de définir des asymétries dans la distribution de masse globale de la planète étudiée, c'est-à-dire des variations internes non radiales de la masse volumique. Cette distribution de masse d'une planète peut être sondée par l'observation du mouvement de satellites (lunes ou satellites artificiels) se trouvant dans son champ gravitationnel. Cette méthode a déjà fait ses preuves lors de différentes missions comme par exemple GRAIL (Gravity Recovery and Interior Laboratory) orbitant autour de la Lune (Zuber et al. 2013) et GRACE (Gravity Recovery and Climate Experiment) autour de la Terre (Tapley et al. 2004). Les missions GRAIL et GRACE étaient chacune constituées de deux satellites ayant pour objectif de cartographier respectivement le champ gravitationnel de la Lune et de la Terre via la mesure des variations de distance entre leurs deux satellites (Figure 1.5). Dans le cas de Mars, son champ gravitationnel a pu être déterminé grâce à de nombreuses missions différentes. L'orbiteur MGS (Mars Global Surveyor) est l'une d'elle. Sur cette mission, le suivi des données de bande X de l'orbiteur a été utilisé, tout comme les mesures de son altimètre MOLA (Mars Orbiter Laser Altimeter) (Lemoine et al. 2001). Pour Mercure, c'est la mission MESSENGER utilisant la méthode de l'occultation radio qui a permis de connaître son champ de gravité et par conséquent de contraindre davantage son intérieur (Smith et al. 2012). En effet, les émissions radio de son instrument de communication avec la Terre ont été utilisées pour mesurer avec précision, par effet Doppler³, la vitesse et la distance entre la sonde et la Terre. Les changements constatés dans la trajectoire de la sonde en orbite, dus aux variations de densité de l'intérieur de Mercure ont permis de déterminer son champ de gravité. Les données radio des missions MAGELLAN et PVO (Pioneer Venus Orbiter) autour de Vénus ont été combinées et ont alors permis de déterminer avec une bonne précision le champ gravitationnel de la planète (McNamee et al. 1993). Actuellement, la mission JUNO cartographie entièrement celui de Jupiter en mesurant la précession du pôle et l'accélération de "Lense-Thirring"⁴ de la sonde (Helled et al. 2011).

Finalement, la présence d'un champ magnétique est aussi une donnée utile pour les intérieurs planétaires car elle peut entre autre confirmer la présence d'une partie interne composée de liquide métallique. Par exemple, la découverte d'un champ magnétique fossile sur Mars, via la détection d'anomalies magnétiques crustales, a permis de poser l'hypothèse de la présence, au

3. Mesure du décalage en fréquence d'une onde lorsque la distance entre l'émetteur et le récepteur varie.

4. Effet de faible ampleur prédit par la relativité générale d'Einstein, ayant une influence significative autour d'un objet en rotation très rapide dans un champ gravitationnel très fort.

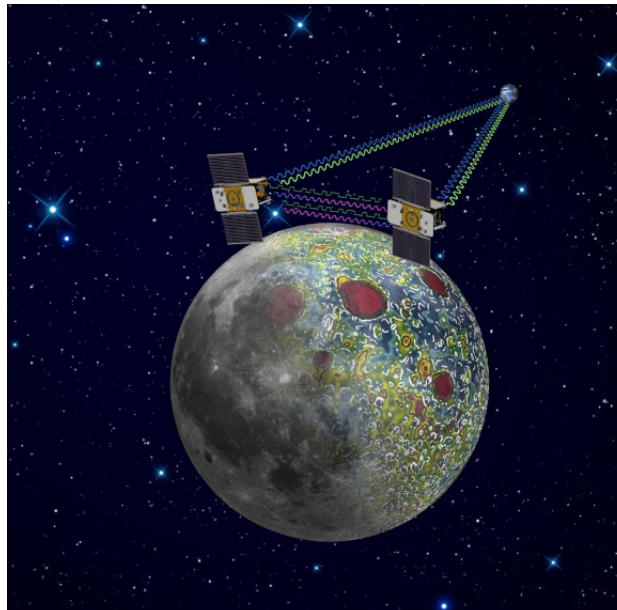


FIGURE 1.5 – Les deux sondes de la mission GRACE orbitèrent autour de la Lune à une altitude de 55 km seulement. Elles volèrent en formation, séparées d’une distance variant entre 175 et 225 km à cause des perturbations induites par les faibles variations de gravité lunaire, elles-mêmes dues aux profils de densité du sous-sol. Une communication radio entre les sondes dans la bande Ka permettait alors de mesurer cette variation de distance entre elles avec une précision de l’ordre du micromètre. ©NASA/JPL-Caltech

Noachien⁵, d’un noyau externe liquide et conducteur, ainsi que d’un noyau interne solide au sein de la planète Mars primitive (Stevenson 2001). D’autre part, les résultats de mesure du champ magnétique de Ganymède (satellite naturel de Jupiter) par la sonde Galileo impliquent un noyau extérieur de silicate entourant un noyau interne liquide, ou partiellement liquide, composé de fer ou de sulfure de fer. Ceux de Io (satellite naturel de Jupiter) démontrent également la présence d’un noyau métallique (Schubert et al. 1996). Finalement, le noyau de la Lune a aussi été détecté par un signal magnétique (Hood et al. 1999).

Pour l’ensemble de ces planètes citées, les observations de la forme globale, du champ de gravité et du champ magnétique d’une planète sont prises en compte dans des modèles numériques d’intérieurs permettant, à partir de ces données, de déterminer la taille et la composition des différentes couches internes. La Figure 1.6 montre l’exemple de Jupiter et Saturne et la Figure 1.7 de Mars. Dans le cas des planètes géantes principalement composées de gaz, les modèles utilisent de plus les équations d’états de la matière déterminées par des tests en laboratoire. Ceci a été fait en prévision de l’arrivée de la sonde Juno autour de Jupiter (Miguel et al. 2016).

Si l’on s’affranchit maintenant des propriétés propres aux planètes et que l’on exclue les domaines neufs de la physique des particules en sciences de la Terre (muons ou neutrinos), la physique nous offre deux messagers permettant d’étudier un objet compact passivement : les ondes électromagnétiques et le son. En effet, les ondes électromagnétiques (ou plus simplement la lumière) rendent possible l’observation de la surface d’un objet pouvant donner des informa-

5. Le Noachien est la première des trois époques de la géologie martienne.

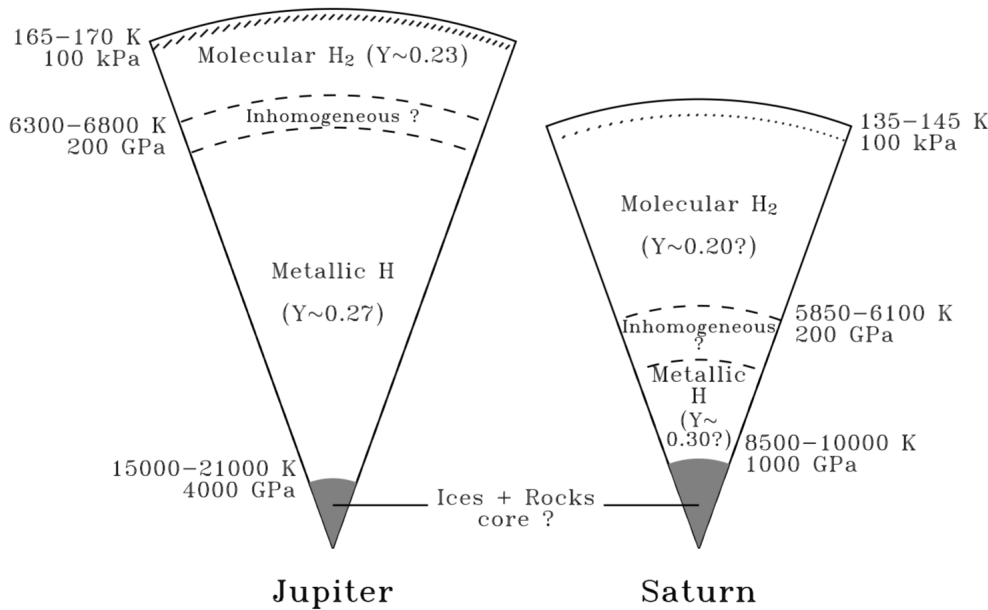


FIGURE 1.6 – Schéma, tiré de l'article de Guillot (2005), représentatif de l'intérieur de Jupiter et Saturne selon les modèles numériques d'intérieur appliqués aux données d'observation réelles. Y représente le rapport en masse du mélange d'Helium.

tions sur son intérieur, quant au son il se propage au sein de l'objet et nous donne directement des renseignements sur ses couches plus profondes. De manière indirecte, l'analyse spectrale de la lumière émise ou réfléchie depuis la surface peut offrir la possibilité d'estimer des paramètres importants de la structure interne d'une planète. Elle permet par exemple de déduire le taux de perte de chaleur de l'intérieur et le gradient de température à grande profondeur (près du noyau) par l'association de ces mesures et des calculs théoriques. Ceci est possible grâce à des télescopes infrarouges capables de détecter les flux de chaleurs importants des planètes géantes de notre Système Solaire, en particulier de Jupiter et Saturne dont les flux ont été estimés notamment à l'aide du spectroscopie IRIS (InfraRed Interferometer Spectrometer) de la sonde Voyager (Hanel et al. 1981, 1983). Attention, ce type d'étude n'est pas réalisable sur les planètes telluriques (à l'exception des satellites Encelade et Europe grâce à leur éloignement du Soleil où le flux de chaleur est un contributeur non négligeable de l'équilibre thermique de la surface (Howett et al. 2011; Spencer et al. 1999)). La spectroscopie est donc une méthode efficace d'observation qui, grâce à son application dans différentes gammes de longueurs d'ondes, peut donner différents indices sur l'intérieur d'une planète. Un autre exemple est la mesure des flux de neutrons et de rayonnements gamma issus de l'interaction du rayonnement cosmique galactique avec les surfaces planétaires. Cela permet de contraindre la composition chimique des premières dizaines de centimètres de régolithe⁶ sur un sol. La mission Mars Odyssey a déjà réalisé ces mesures sur Mars et a permis de cartographier certaines concentrations élémentaires du sol martien (Boynton et al. 2004). Mais cette méthode ne donne malheureusement pas une information à l'échelle globale de la planète mais plutôt localisée et proche de la surface. Ce type de spectroscopie permet en effet de déterminer uniquement la composition de la surface et de l'atmosphère. Cependant, une fois la densité de surface déterminée, il est intéressant de la

6. Le régolithe est la partie du sol recouvrant la roche. Il contient des roches saines et du matériel meuble comme du sable, de la poussière ou de la terre.

1 Contexte

comparer à l'estimation de densité globale faite préalablement afin de déterminer à quel point le corps considéré est différencié⁷.

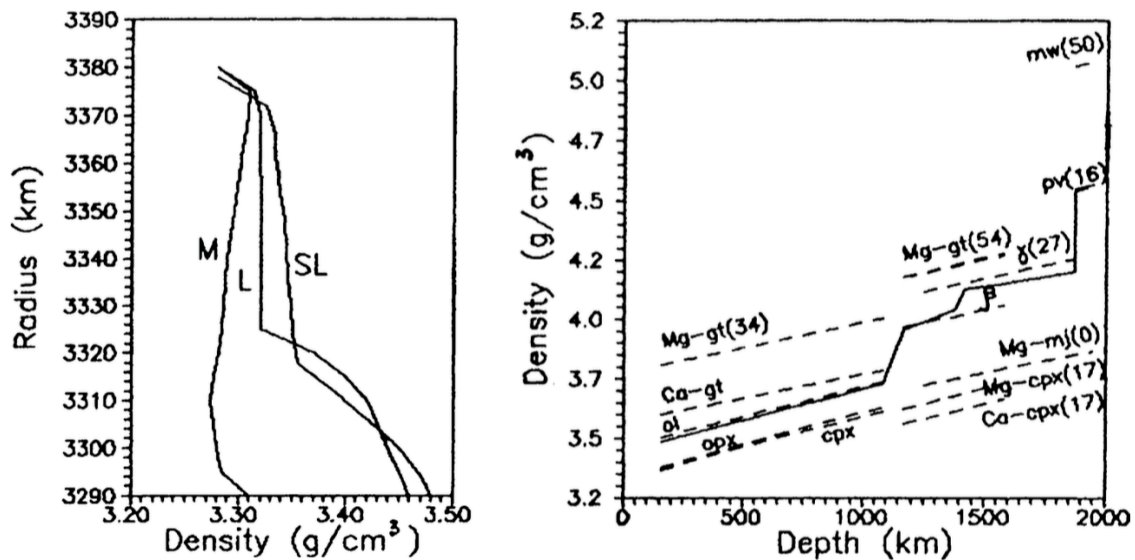


FIGURE 1.7 – Deux graphes tirés de l'article de Gudkova & Zharkov (2004) représentant respectivement le résultat de modèles numériques pour la croûte (à gauche) et le manteau (à droite) martiens. A gauche : M, L et SL sont trois différents gradients de température (respectivement 13.5 K/km, 6 K/km et 2 K/km). A droite, les abréviations représentent les différents minéraux.

Une autre méthode utilisant la lumière et connue pour les études planétaires est l'astronomie radar, consistant à envoyer des ondes dans le domaine radio sur la surface et à analyser le signal réfléchi. Cette méthode d'analyse également très locale permet d'obtenir des informations sur les propriétés des matériaux de surface et proche-surface. Des radars ont donc été installés sur certains orbiteurs martiens : par exemple Marsis sur Mars Express (Picardi et al. 2005) ayant permis de détecter d'anciens cratères sous la surface actuelle martienne, et SHARAD sur MRO (Mars Reconnaissance Orbiter) qui a permis de révéler l'existence d'un énorme dépôt enterré de glace de CO₂ (Figure 1.8) dans les régions polaires sud de Mars (Phillips et al. 2011). Les radars planétaires sont également utilisés pour l'analyse d'autres corps de notre Système Solaire comme, par exemple, le satellite Titan de Saturne dont des régions de lacs, rivières, montagnes, ou encore volcaniques ont été révélées grâce au radar de la sonde Cassini (Elachi et al. 2005).

Ces techniques d'analyse de l'intérieur des planètes utilisant les propriétés propres des corps étudiés ou encore la lumière comme messenger donnent accès à des découvertes malheureusement superficielles (proche surface) et localisées, ou des estimations profondes mais très indirectes. Couplées à des modèles numériques, elles permettent de contraindre un peu mieux les structures internes mais beaucoup d'incertitudes demeurent et limitent, à l'heure actuelle, notre compréhension globale des intérieurs planétaires.

7. Un corps différencié est un corps qui s'est organisé en couches de différentes densités via son réchauffement interne durant sa formation, ou via l'évacuation de sa chaleur due à sa radioactivité naturelle de ses éléments.

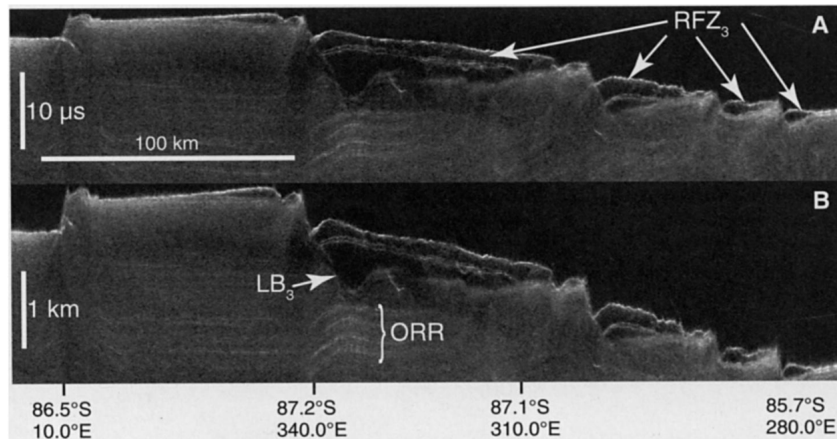


FIGURE 1.8 – Figure tirée de l'article de Phillips et al. (2011) représentant le radargramme de l'instrument SHARAD en format original (A) puis convertit en profondeur (B), au dessus des dépôts stratigraphiés du pôle Sud de Mars. RFZ_3 indiquent les zones de réflexion des terrains de subsurface proche, LB_3 les couches les plus basses parmi RFZ_3 et ORR les séquences cohérentes de réflexions radar en couches. Ce travail a permis de révéler la glace de CO_2 présente en profondeur au pôle Sud de Mars.

1.1.2 In situ

Plus instinctivement, la première idée pour répondre à la problématique des intérieurs planétaires est de creuser. Parmi les tentatives de creusement du sol martien on retrouve la technique du rover Sojourner qui consistait à bloquer cinq de ses roues afin de ne faire bouger que la sixième (Matijevic et al. 1997). Ce mouvement permettait alors d'excaver légèrement la surface de Mars (Figure 1.9) et a finalement permis de déterminer les propriétés mécaniques des matériaux du sol.

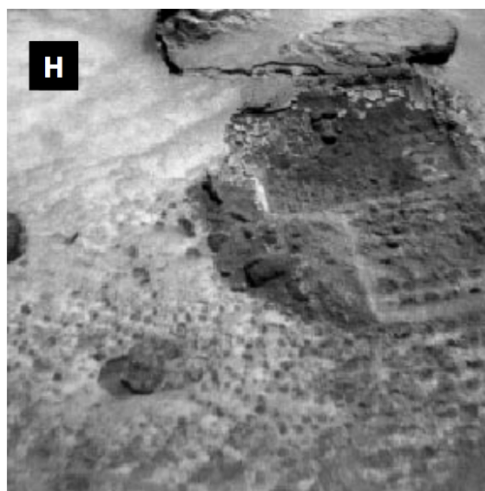


FIGURE 1.9 – Photographie tirée de l'article de Matijevic et al. (1997) représentant une excavation de 7 cm de large réalisée par la roue du rover.

1 Contexte

Les atterrisseurs Viking, eux, pouvaient tenter de déplacer la roche à l'aide de bras robotiques munis d'une pelle, ce qui a permis d'estimer la densité moyenne du sol et de tester la méthode pour les futurs atterrisseurs (Thomson et al. 2008). Les rovers Spirit et Opportunity disposaient d'un outil d'abrasion appelé RAT (Rock Abrasion Tool). Ce dernier était monté sur un bras robotique et comportait 2 broyeurs rotatifs à pointe de diamant (Figure 1.10) permettant de décaper la couche d'altération du sol sur un diamètre de 45 mm et 5 mm de profondeur (Leer et al. 2011). L'atterrisseur Phoenix doit également être cité puisque son bras robotique était doté d'un dispositif d'extraction du sol glacial martien, conçu pour gratter une glace ayant éventuellement la même dureté que le béton (Arvidson et al. 2009). Cependant, le sol s'est révélé trop cohésif ce qui a créé des grumeaux et le bras n'a survécu que le temps d'effectuer une douzaine d'excavations et de récupérer une trentaine d'échantillons. Ceux-ci ont cependant permis de déterminer des propriétés sur la nature (dépôts de glace gelée) et la résistance du sol. Plus tard en 2012, Curiosity qui contient une véritable foreuse planétaire, le PADS (Powder Acquisition Drill System), fut placé sur le sol de Mars et permet encore actuellement de réaliser des "carottes" de matériel martien jusqu'à 5 cm de profondeur sous la surface de Mars (Grotzinger et al. 2012). A la suite de ce "prélèvement" de la roche, la poussière est collectée et d'autres instruments du rover permettent de réaliser des analyses minéralogiques.

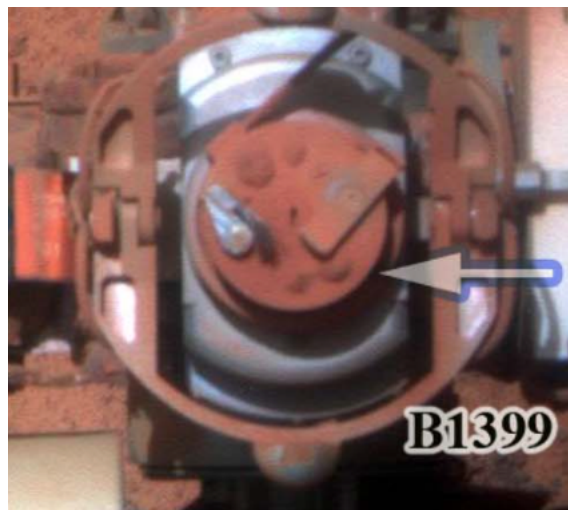


FIGURE 1.10 – Photographie prise sur Mars du RAT après quelques utilisations. Image tirée de l'article de Leer et al. (2011).

Ces tentatives ont également eu lieu sur la Lune. En effet, durant la mission Apollo 15, les astronautes Scott et Irwin tentèrent de creuser la surface à différents endroits. Ceux-ci réussirent à forer une profondeur maximale d'1,6m. Plusieurs travaux de retour d'échantillons ont aussi été menés sur la Lune. En effet, les programmes Apollo (américain) et Luna (de l'Union Soviétique) ont permis de ramener sur Terre des roches lunaires (Taylor 1975; Vinogradov 1973). Luna 16 est d'ailleurs la première mission spatiale automatique ayant ramené sur Terre des échantillons provenant d'un autre corps céleste (Figure 1.11). Cependant, même si ces échantillons ont permis de contraindre une couche très superficielle de l'intérieur lunaire et de développer davantage la théorie de sa formation, ces découvertes se concentrent encore sur la partie supérieure de la structure interne lunaire et les extrapolations concernant la structure interne plus profonde impliquent de grandes incertitudes.

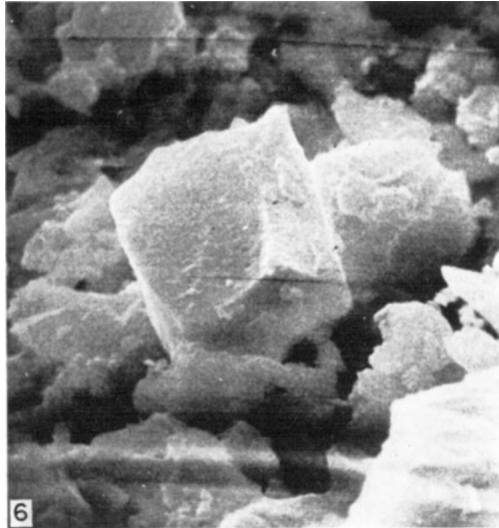


FIGURE 1.11 – Echantillon de sol lunaire ramené par la mission Luna20 et observé au microscope à électron avec un grossissement d'environ 7000. Image tirée de l'article de Vinogradov (1973).

A ce jour, la Lune et Mars restent les seules planètes du Système Solaire sur lesquelles des analyses in-situ de la surface ont été effectuées. Malgré la faculté de l'homme à mettre en place des technologies capables de pénétrer un sol, comme par exemple celle du plus grand forage terrestre de Kola ayant atteint une profondeur de 12,2 km (soit 0,2% seulement du rayon terrestre), toutes les tentatives témoignent d'un très faible retour d'informations concernant les profondeurs planétaires ainsi que de fortes limitations techniques. En effet, en comparaison au diamètre de ces planètes, l'homme n'a pu accéder qu'à une infime partie de leur intérieur.

Et le son ? Cette méthode d'analyse non destructive citée un peu plus haut n'a pas été décrite. Pourtant, depuis l'apparition des premières espèces sur Terre les animaux utilisent la technique de sondage sonore pour chasser leurs proies. Ils émettent un son et écoutent leur réflexion pour localiser leur repas avec une très grande précision (Busnel & Fish 2013). Ce message d'analyse d'un objet compact permet en réalité d'utiliser une technique de mesure mise en place sur Terre par les géophysiciens depuis bien longtemps déjà : la sismologie, c'est-à-dire l'étude des mouvements sismiques du sol. L'homme a ainsi copié la nature et inventé différentes techniques de sondage comme l'échographie pour l'intérieur du corps humain, ou encore la sismologie pour l'intérieur de la Terre.

1.2 La sismologie

1.2.1 Historique

Même si la Chine ne connaît que très peu de volcans actifs sur son territoire, ce pays se trouve sur une partie du monde très active en terme de perturbations sismiques depuis la fin du Crétacé⁸, c'est-à-dire depuis le rapprochement des plaques indienne et eurasienne. Les chinois ont donc conservé les relevés d'un très grand nombre de tremblements de terre au fur et à mesure des années. Cela constitue aujourd'hui encore la série sismique la plus complète que l'on ait d'une même partie de la surface terrestre. Il est donc impossible de parler de l'histoire de la sismologie sans en introduire les idées anciennes chinoises.

Il n'existe aucun progrès notable dans les idées de la Chine ancienne ou médiévale concernant la théorie des tremblements de terre et l'Europe a elle aussi dû attendre les concepts de post-renaissance⁹ sur la nature de la croûte terrestre afin de commencer à expliquer scientifiquement ce phénomène. Cependant en Chine, des idées liées aux croyances ont été proposées très tôt pour expliquer les tremblements de terre (Needham 1959). C'est le cas par exemple pour le plus gros séisme du 8^e siècle av. J.-C. En effet, un ouvrage ancien chinois nommé le *Shih Chi* indique que pendant la deuxième année de règne de King Yu les 3 rivières de l'ouest de la province furent secouées et débordèrent de leur lit. L'oeuvre explique alors que par conséquent la dynastie des Chou va périr et explique cela par le Yin et le Yang. Selon les dires de Poyang Fu rapportés dans l'ouvrage, quand le Yang est caché et ne peut apparaître avant le Yin, ou lorsque le Yin barre la route au Yang, un tremblement de terre peut se produire. C'est-à-dire que lorsque le Yang a perdu son rang et trouve lui-même le Yin, les liens se ferment et le royaume est forcément perdu. Concernant le sort des rivières l'explication est la suivante : quand l'eau et la terre sont propices aux hommes, ceux-ci peuvent les utiliser, mais dans le cas contraire les hommes sont privés de ce dont ils ont besoin pour vivre. C'est donc lorsque des rivières s'assèchent que les différentes dynasties disparaissent. Poyang Fu en conclut alors au 8^e siècle av. J.-C. que le débordement de 3 nouvelles rivières annonce la ruine de la dynastie des Chou. Plus tard, d'autres dynasties proposeront des idées similaires et parleront d'emprisonnement du Yang et de prévision astrologique possible des tremblements de terre.

Les théories chinoises sur les tremblements de terre ne sont pas beaucoup plus vieilles que celles de l'ancien monde méditerranéen. L'oeuvre d'Aristote en -334 av. J.-C. appelée *Météorologiques* en résume certaines comme, par exemple, celle d'Anaxagore qui pensait que les tremblements de terre étaient causés par un excès d'eau sur les régions terrestres les plus hautes se déversant alors sur les parties plus basses et dans les creux de la Terre. Anaximène, lui, suggérait que les chocs étaient causés par des quantités de terre tombant dans des cavernes pendant le processus d'assèchement puis Aristote propose lui-même au 4^e siècle av. J.-C. l'idée d'une instabilité de la vapeur, générée par une action de séchage du Soleil sur la Terre humide, ayant alors des difficultés à s'échapper.

D'un point de vue plus scientifique, de nombreuses causes sont ensuite proposées tout au long de l'histoire. Cela passe d'abord par l'emprisonnement de vents internes dans la planète tentant de s'échapper. Puis l'observation d'émissions de vapeur d'eau à la surface permet de corriger l'idée d'Aristote et de parler de chaleur interne de la Terre. Pendant la Renaissance, l'idée de

8. De 145 à 66 millions d'années.

9. Pour rappel, l'époque de la Renaissance se termine dans les années 1700.

substances sulfureuses fait son apparition permettant ainsi de lier le phénomène d'éruption des volcans avec celui des tremblements de Terre. Au 18^e siècle, c'est la découverte de l'électricité qui fait naître l'idée d'accumulation de charge à l'intérieur de la planète et finalement, au 19^e siècle, la tectonique fait son apparition (Wegener 1919) et apporte des réponses à la communauté scientifique. L'explication enseignée aujourd'hui concernant l'origine des tremblements de Terre est donc la suivante : un séisme est la conséquence d'une rupture violente de masses rocheuses en profondeur dans la Terre, et plus précisément dans la lithosphère¹⁰, due à des contraintes mécaniques internes très fortes. Lorsque le matériel se casse de l'énergie est alors libérée et se propage dans toutes les directions de l'espace sous la forme d'une onde, à la vitesse du son, à l'intérieur et en surface de la planète ce qui fait par conséquent trembler le sol.

1.2.2 Introduction à la sismologie

Un séisme génère des ondes sismiques de différents types, ayant toutes des caractéristiques différentes. On distingue deux grandes familles d'ondes sismiques : les ondes de volume, et les ondes de surface.

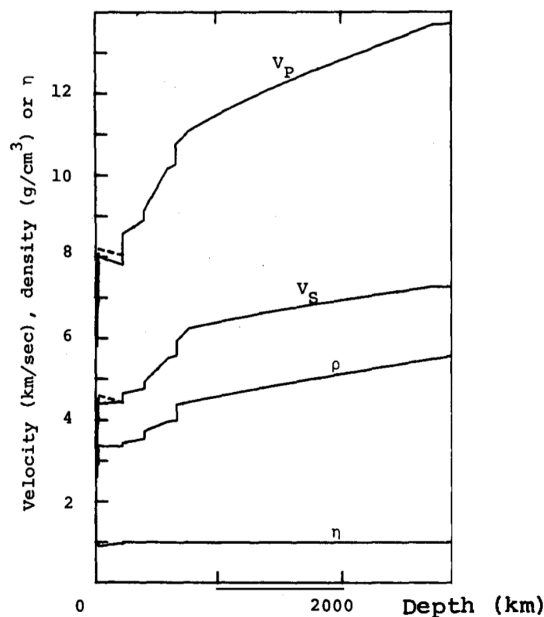


FIGURE 1.12 – Schéma tiré de l'article de Dziewonski & Anderson (1981). V_P représente la vitesse de propagation des ondes P et V_S celle des ondes S dans la Terre en fonction de la profondeur selon le modèle PREM (Preliminary Reference Earth Model).

Les ondes de volume se propagent uniquement à l'intérieur de la planète et sont divisées en deux catégories : les ondes P (ou primaires) qui arrivent en premier au niveau du capteur en surface, et les ondes S (ou secondaires) qui arrivent ensuite. En effet, les ondes P sont plus rapides et se propagent à des vitesses comprises entre 6 et 14 km/s en moyenne (Dziewonski &

10. Enveloppe terrestre rigide de la surface de la Terre, comprenant la croûte terrestre et une partie du manteau supérieur.

1 Contexte

Anderson 1981). Elles peuvent traverser n'importe quel matériau, qu'il soit liquide ou solide. De plus, leur vitesse s'accroît avec la densité du matériel dans lequel elles se propagent. Les matériaux traversés par les ondes P subissent une déformation de type compression/dilatation parallèlement à la direction de propagation de l'onde. Cette déformation est élastique, c'est-à-dire réversible. Les ondes S, elles, sont donc plus lentes avec une vitesse de propagation comprise entre 4 et 6 km/s en moyenne (Dziewonski & Anderson 1981) et ne traversent pas les liquides. De plus, elles provoquent du cisaillement, c'est-à-dire une déformation perpendiculaire à la direction de propagation. Ces deux types d'ondes sont représentés sur la Figure 1.13.

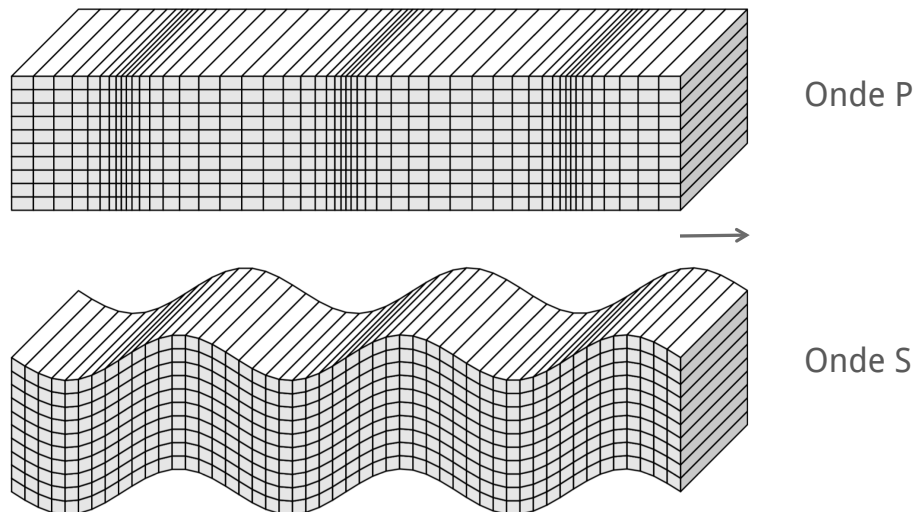


FIGURE 1.13 – Schéma tiré du livre de P. M. Shearer : *Introduction to Seismology* (Shearer 1999). Déplacement sous l'effet d'une onde P en haut, et d'une onde S en dessous, voyageant toutes les deux horizontalement à travers la page (direction de la flèche). La propagation d'une onde P implique un changement de forme et de volume dans le matériau traversé alors que l'onde S est un cisaillement pur (sans changement de volume).

Les ondes de surface ne se propagent qu'à la surface d'une planète et suivent le sol de manière relativement lente (4 km/s en moyenne) avec une grande amplitude. Il existe également deux types d'ondes de surface : les ondes de Rayleigh, notées R, et les ondes de Love, notées L. Les ondes de Rayleigh sont des ondes longitudinales qui décrivent un mouvement très complexe en 2D dans le plan comprenant la direction de propagation. Dans un milieu 3D, l'onde de Rayleigh a un mouvement de trois dimensions. Celui-ci est semblable au roulis d'un bateau, c'est-à-dire que le plan sur lequel l'onde se déplace pivote. Les ondes de Rayleigh sont importantes en sismologie puisque leur vitesse de phase dépend des caractéristiques de la subsurface. Cette propriété sera utilisée plus tard dans le manuscrit. Les ondes de Love, elles, se déplacent de manière plutôt similaire aux ondes de volume S mais sans mouvement vertical, ce sont des ondes transverses. Ces deux types d'ondes sont représentés sur la Figure 1.14.

Lorsque les ondes sont générées à la suite d'un séisme, elles se propagent à l'intérieur de la planète dans toutes les directions. Lorsqu'elles rencontrent un milieu différent de celui dans

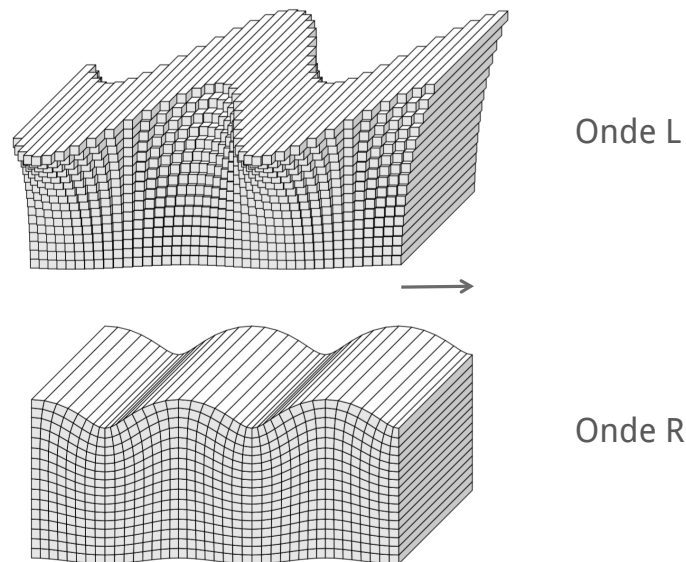


FIGURE 1.14 – Schéma tiré du livre de P. M. Shearer : *Introduction to Seismology* (Shearer 1999). Déplacement sous l'effet d'une onde L en haut, et d'une onde R en dessous, pour une propagation horizontale à travers la page (direction de la flèche). Les ondes de Love ont un mouvement purement transverse alors que celles de Rayleigh contiennent 2 mouvements : vertical et radial. Dans les deux cas, l'amplitude de l'onde décroît fortement avec la profondeur.

lequel elles se trouvent, celles-ci peuvent être réfléchies ou réfractées. En fonction de leur trajet depuis leur origine jusqu'à leur arrivée au niveau d'une station de mesure, les ondes sismiques vont donc arriver à différents instants et sous différentes formes, dépendant des structures géologiques rencontrées pendant leur voyage. C'est en analysant les signaux reçus que leur parcours peut-être retracé et que les structures traversées peuvent être caractérisées. C'est pourquoi sur Terre, la sismologie a dans un premier temps permis de découvrir les différentes structures internes à grande échelle : noyau interne, externe, manteau inférieur, supérieur et croûte terrestre ; avant de les caractériser en détail puis d'identifier les différentes dynamiques de la planète à l'aide de modèles numériques permettant l'interprétation des signaux sismiques.

Les ondes sismiques peuvent également être identifiées d'une autre manière, c'est-à-dire grâce à leur période. Ainsi, les ondes à longue période (ou basse fréquence), $T \leq 1$ s, sont distinguées des ondes à courte période (ou haute fréquence¹¹), $T \geq 10$ s. Cette différenciation se retrouve notamment dans le domaine du développement instrumental, décrit dans la partie suivante.

1.2.3 Sismologie rotationnelle

Nommée "Rotational Seismology" en anglais, cette discipline est émergente et consiste à étudier tous les aspects des mouvements de rotation du sol induits par des séismes, des explosions, ou encore toute autre vibration du sol. En effet, lorsque le sol bouge, son mouvement est en

11. Pour rappel, $f=1/T$ c'est-à-dire que la fréquence est égale à l'inverse de la période.

1 Contexte

réalité caractérisé par 6 composantes : 3 de translation et 3 de rotation. Parmi ces 3 dernières on retrouve deux composantes de "tilts" (rotation autour des axes horizontaux) et une de torsion (rotation autour de l'axe vertical). Les conséquences de ces composantes de rotation ont toujours été observées mais dans le passé ces mouvements n'étaient pas mesurés par manque d'instruments suffisamment sensibles pour leur détection, mais également car la communauté pensait que leur importance pour la théorie et la pratique sismologique n'était que très faible. Ces mesures de rotation sont donc également réalisées lors d'évènements sismiques depuis peu (Igel et al. 2005).

Afin de définir entièrement un champ d'ondes sismiques il faut en réalité mesurer les 3 composantes de déplacement u (ou de vitesse v) ainsi que les 3 composantes de rotation notées w (ou du taux de rotation, notées Ω). Les vitesses et taux de rotation sont représentés sur la Figure 1.15.

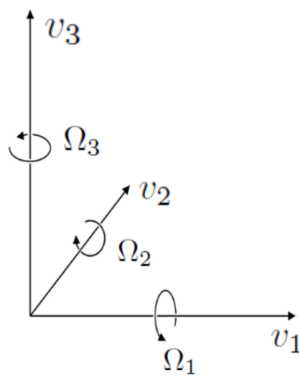


FIGURE 1.15 – Composantes de vitesse et de rotation du sol sous l'effet d'un mouvement.

Les technologies les plus connues mises en place à ce jour pour la mesure de la rotation sismique sont : la méthode ADR qui utilise des réseaux de capteurs mesurant les mouvements différentiels du sol, les gyroscopes laser à anneaux qui utilisent l'effet Sagnac et permettent une mesure directe de la rotation, et enfin de petits capteurs de rotation portables récemment conçus. La méthode ADR signifie "Array-Derived Rotations" et permet de mesurer de manière indirecte la rotation. Elle nécessite un minimum de 3 stations de mesures comprises dans une région spatiale commune et délimitée, appelée "réseau". Elle consiste à croiser les mesures du mouvement de translation de ces différentes stations afin d'en déduire les 6 composantes du mouvement global du sol de cette région. Le gyroscope laser, lui, est un capteur qui mesure l'interférence entre deux rayons laser ayant parcouru un circuit optique chacun dans un sens. La phase de cette interférence dépend de la vitesse de rotation de l'ensemble ce qui permet donc de la déterminer. Finalement, les capteurs de rotation sont tout nouveaux sur le marché et leur conception découle de recherches technologiques récentes. Le fonctionnement de ce type d'instrument peut par exemple être basé sur l'utilisation de géophones¹² sensibles connectés à un dispositif commun (Brokešová & Málek 2010). Ces géophones sont montés en parallèle et rassemblés par paires le long d'un disque rigide indéformable. Ainsi, l'ensemble permet d'enregistrer des mouvements de translation et de rotation. Le taux de rotation final étant déterminé par plusieurs paires de géophones à la fois, cela offre la possibilité de calibrer l'instrument sur

12. Un géophone est un capteur permettant la mesure du vecteur vitesse des vibrations sismiques au travers du sol.

place.

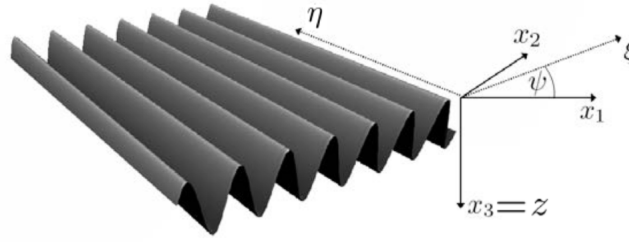


FIGURE 1.16 – Schéma de propagation d’une déformation du sol (dans le plan (ξ, η)) et ses axes associés permettant de comprendre les équations 1.1. L’axe ξ indique la direction de propagation de la déformation.

L’application du principe de sismologie de rotation peut permettre de déterminer des informations sur les propriétés de proche surface (Spudich et al. 1995; Sollberger et al. 2016). Dans le cas d’un séisme distant et sous l’hypothèse d’une onde plane de vitesse apparente c (m/s) le long de la surface (comme sur la Figure 1.16), il existe 3 relations mathématiques liant la translation et la rotation (Igel et al. 2007; Bernauer et al. 2009; Brokešová & Málek 2015) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Omega_{\xi} = 0 \\ \Omega_{\eta} = \frac{1}{c} \dot{v}_z \\ \Omega_z = -\frac{1}{2c} \dot{v}_{\eta} \end{array} \right. \quad (1.1)$$

L’utilisation de ces relations peut alors permettre de retrouver, grâce à la mesure de la translation et de la rotation du signal sismique, la vitesse de phase des ondes de surface. La vitesse de phase étant dépendante de la polarisation¹³ d’une onde, elle donne donc indirectement une information sur les caractéristiques du sol traversé et plus précisément sur la structure de sa subsurface. La sismologie de rotation et la recherche qui y est associée afin de concevoir de nouveaux instruments étant sensibles à la rotation offrent donc à la communauté de nouvelles perspectives sur la détermination des subsurfaces planétaires.

13. La polarisation caractérise le mouvement d’une particule du sol au passage d’une onde sismique. Pour une onde P, la polarisation est rectiligne et colinéaire à la direction de propagation de l’onde. Pour une onde S, elle est rectiligne et contenue dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation de l’onde.

1.3 La sismométrie

Le terme "sismométrie" qui vient de l'anglais "seismometry" désigne la discipline technologique qui consiste à rendre possible la sismologie, c'est-à-dire la mise en place de moyens techniques (instruments) permettant la détection et la mesure des mouvements du sol. Cela comprend différents aspects instrumentaux : le design des sismographes (ou sismomètres), leur calibration, leur installation, et l'interprétation quantitative de leurs mesures.

Un sismomètre, dont le nom vient du grec "sismós" qui signifie "tremblement", est un appareil qui détecte le mouvement du sol et le transforme en signal électrique. Ce signal est ainsi enregistré puis traité pour finalement en faire une interprétation géophysique. Plus précisément, cet instrument consiste en une partie mécanique oscillante et amortie, excitée par le mouvement du sol et associée à un capteur permettant de mesurer son oscillation. Il existe deux grands types, en terme de technologie, de capteurs sismiques : les sismomètres inertiels qui mesurent le mouvement du sol par rapport à une référence inertielle¹⁴, et les "tensiomètres" (strainmeters en anglais) qui mesurent le mouvement du sol en un point par rapport à un autre point. Les tensiomètres étant beaucoup moins sensibles aux signaux sismiques, ce chapitre est focalisé sur les sismomètres inertiels. Cependant, il est important de noter qu'il existe des tensiomètres "de longue base" avec de fortes sensibilités à longue période mais ceci au détriment de leur portabilité. C'est le cas par exemple des trois strainmeters de PFO (Pinon Flat Observatory) en Californie.

La partie mécanique du sismomètre inertiel est constituée la plupart du temps d'une masse suspendue (la référence inertielle) à un ressort et oscillant avec amortissement autour d'une certaine position. Un capteur transforme ensuite le mouvement relatif de la masse par rapport au bâti de l'instrument en signal électrique. Un tel système de mesure est donc dépendant de la fréquence car il va adopter un comportement différent suivant la fréquence du mouvement du sol faisant bouger la masse. Ceci est dû au fait qu'une masse suspendue n'est pas une référence inertielle parfaite et cet effet doit être pris en compte dans les calculs d'inversion permettant de décrire le mouvement du sol originel (Wielandt 2002). En effet, lorsque le mouvement du sol est vraiment lent (signal très basse fréquence) la masse de l'instrument va progressivement le suivre et par conséquent le mouvement relatif mesuré (le signal de sortie) va tendre vers zéro. C'est l'un des inconvénients principaux du capteur inertiel : plus le signal est basse fréquence plus il devient difficile de maintenir une référence inertielle. Cela peut poser problème notamment pour la mesure des modes propres de la Terre¹⁵ aux petits ordres et de ses signaux de marée¹⁶ qui sont deux phénomènes sismiques de très basse fréquence. En effet, le mode propre ${}_0S_2$ de la Terre est le plus longue période avec une fréquence de 0.31 mHz (Dziewonski & Anderson 1981) et celui de Mars avec une fréquence aux alentours de 0.5 mHz (Sohl & Spohn 1997). De plus, le signal de marée terrestre a une fréquence comprise entre 2.10^{-5} Hz et 1.10^{-5} Hz (Romanowicz & Dziewonski 2007). On distingue alors 2 domaines fréquentiels de fonctionnement des sismomètres ce qui donne lieu dans la plupart des cas à la conception de deux familles d'instruments différents : il existe des sismomètres "courtes périodes" ($T < 1$ sec) et des

14. Le référentiel inertiel (ou Galiléen) vérifie le principe d'inertie : "En l'absence de forces, ou lorsque les forces se compensent, un système est soit immobile, soit en mouvement rectiligne uniforme.

15. Comme tout corps élastique fini, la Terre peut vibrer librement à des fréquences déterminées par sa forme et sa constitution. Ces modes sont aussi appelés "oscillations libres".

16. Interaction gravitationnelle indirecte entre deux masses (entre la Terre et la Lune dans ce cas) qui induit une déformation très lente de la forme globale du corps étudié.

sismomètres "longues périodes" ($T > 10\text{sec}$). De plus, on différencie également ces instruments en fonction de leur direction de sensibilité au mouvement. C'est-à-dire qu'un sismomètre peut par exemple être horizontal ou vertical.

1.3.1 Sismographes historiques

Comme vu précédemment, les chinois se sont toujours intéressés à la sismologie via leur fascination pour les tremblements de terre ressentis sur leur territoire. Et même s'ils n'ont pas réussi dans le passé à donner une explication scientifique plausible aux tremblements de terre, ils peuvent cependant se vanter d'avoir conçu le premier ancêtre du sismographe. Cet instrument, appelé "Houfeng Didong Yi", fut inventé par le brillant mathématicien, astronome et géographe Chang Hêng (+78 à +139) de la dynastie chinoise des Han. Dans la suite de cette partie nous appellerons "sismoscopes" tout instrument représentant un ancêtre des sismographes utilisés aujourd'hui.



FIGURE 1.17 – Représentation, par Li Shan-Pang, de l'apparence extérieure du premier sismoscope chinois. Photo tirée de l'ouvrage de J. Needham (Needham 1965).

L'instrument de Chang Hêng est généralement qualifié de "girouette à tremblement de terre" ("hou fêng ti tung" en chinois). Son aspect extérieur est représenté sur la Figure 1.17. Esthétiquement, ce sismoscope consiste en un vase finement moulé en bronze ressemblant à une carafe à vin, de diamètre 8 "chhih" (soit environ 1.8 m au total). Ce récipient est fermé par une coiffe bombée et sa surface externe est ornée de personnages antiques scellés ainsi que de représentations diverses comme des montagnes ou encore des animaux. L'intérieur (Figure 1.18) est constitué d'une colonne centrale (un pendule) pouvant bouger latéralement dans les 8 directions de l'espace¹⁷, créant ainsi un mécanisme d'ouverture et de fermeture. En dehors du vase on observe 8 têtes de dragons, portant chacune une bille de bronze dans la gueule. Autour

17. Les 8 directions de l'espace utilisées par l'instrument de Chang Hêng sont les 4 points cardinaux ainsi que les 4 directions intermédiaires.

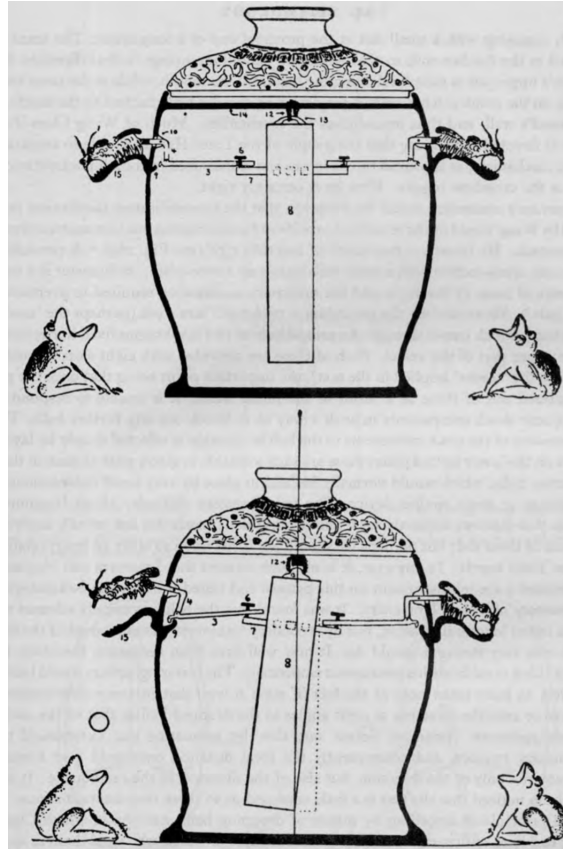


FIGURE 1.18 – Représentation, par Wang Chen-To, du mécanisme interne du sismoscope de Chang Hêng. Un pendule porte en réalité 8 bras couissant dans les 8 directions azimut. Deux bras sont visibles sur le schéma. Chaque bras est relié à des manivelles qui permettent de soulever une tête de dragon et ainsi de relâcher une bille. Ces manivelles sont également liées à des mécanismes d'accrochage aux extrémités leur permettant d'être maintenues et d'immobiliser l'instrument à la suite d'un lâcher de bille. Photo tirée de l'ouvrage de J. Needham (Needham 1965).

de la base, 8 grenouilles placées exactement sous les dragons, sont assises la gueule ouverte, prêtes à recevoir les billes que les dragons pourraient laisser tomber. Une machinerie dentée et des constructions ingénieuses sont toutes cachées à l'intérieur du vase et la coiffe, elle, est bien ajustée tout autour pour garantir son herméticité. Quand un tremblement de terre a lieu, le mécanisme des dragons est secoué et l'un d'eux va alors lâcher une bille qui sera donc attrapée par l'une des grenouilles en-dessous. Au même moment, un son aigu est émis pour alerter les savants. La direction du choc (tremblement de terre) est déterminée en suivant la direction azimut du dragon ayant lâché une bille. La confrontation aux faits, c'est-à-dire la comparaison entre la direction donnée par l'instrument et le lieu de ressenti du séisme, a permis de vérifier de nombreuses fois le parfait accord de cet instrument avec la réalité physique. L'histoire raconte qu'un jour, un des dragons laissa tomber une bille sans que personne ne ressente aucun tremblement de terre. Les savants furent alors très étonnés de cette mesure du sismoscope ayant eu lieu sans aucune raison physique rationnelle. Mais quelques jours plus tard, un message provenant d'une autre province rapporta l'évènement d'un séisme, pile dans la direction enregistrée par l'instrument de Chang Hêng. La population de l'époque reconnut l'efficacité de ce sismoscope à

partir de ce jour et les officiels du Bureau d'Astronomie et du Calendrier en Chine eurent alors la responsabilité d'enregistrer les directions de tous les séismes mesurés à partir de cette date. C'est la raison pour laquelle, comme énoncé au chapitre précédent, les chinois disposent de la série sismique la plus complète que l'on ait d'une même partie de la surface terrestre.

Il est intéressant de signaler que cet instrument ancien présente certains concepts de nos sismographes actuels, comme tout d'abord la présence d'un pendule suspendu. De plus, les ingénieurs d'aujourd'hui reconnaissent la difficulté technologique à concevoir un appareil permettant de ne relâcher qu'une seule des billes dans le cas d'un tremblement. En effet, comme expliqué dans la partie précédente de ce manuscrit, la composante principale longitudinale de l'onde de choc est toujours suivie dans un deuxième temps d'autres composantes, principalement latérales, impliquant également des forces. Il était donc nécessaire d'inclure un système d'immobilisation de l'instrument agissant directement après lecture de la première secousse du séisme. Les études menées par différents historiens des sciences concernant ce sismoscope ne sont pas toutes en accord sur la technologie utilisée pour immobiliser le système. Une des explications proposée et acceptée par le plus grand nombre indique que lorsque le dragon relâche la bille, un crochet présent sur la manivelle permet un appui sur un rebord supplémentaire fixé à l'intérieur de la paroi du vase, et donc une immobilisation du mécanisme.



FIGURE 1.19 – Sismomètre inventé par Jean de Hautefeuille en 1703. Il s'agit d'un instrument en bois contenant un socle circulaire d'un diamètre de 12 cm. La coiffe est remplie de mercure et 8 gouttières y sont installées sur les 4 points cardinaux et 4 directions intermédiaires. Dessous, 8 récipients sont disposés pour récupérer le mercure lorsque celui-ci est déversé, c'est-à-dire en cas de mouvement sismique.

Certains textes historiques chinois mentionnent la conception de deux autres instruments précurseurs durant les siècles suivants (celui de Hsintu Fang au 6^e siècle, puis de Lin Hsiao-Kung dans la génération suivante) mais aucun écrit les concernant n'a jamais été retrouvé et aucune note ne semble donc avoir survécu. Il faudra ensuite attendre 1703 pour voir naître un nouveau sismoscope dans le monde : celui de l'abbé et physicien français Jean de Hautefeuille qui conçut un ancêtre de sismographe rudimentaire dont le principe était basé sur le déversement d'un récipient rempli de mercure (Figure 1.19). Celui-ci fut utilisé tout au long du 18^e siècle puis à partir de cette époque des mécanismes plus délicats, encore connus aujourd'hui, furent inventés.

1 Contexte

En 1856, Palmieri conçoit un "sismographe électromagnétique" avec des contacts électriques sensibles au mouvement et capable de mesurer des tremblements du sol imperceptibles pour l'homme. L'enregistrement était fait sur une bande de papier, un peu à la manière du "Morse".

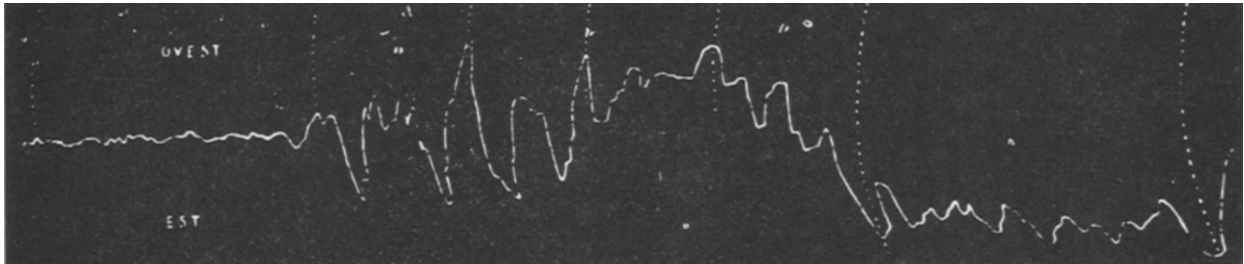


FIGURE 1.20 – Premier enregistrement obtenu par le sismographe de Cecchi le 23 février 1887, à Moncalieri en Italie. Image tirée de Fouqué (1888).

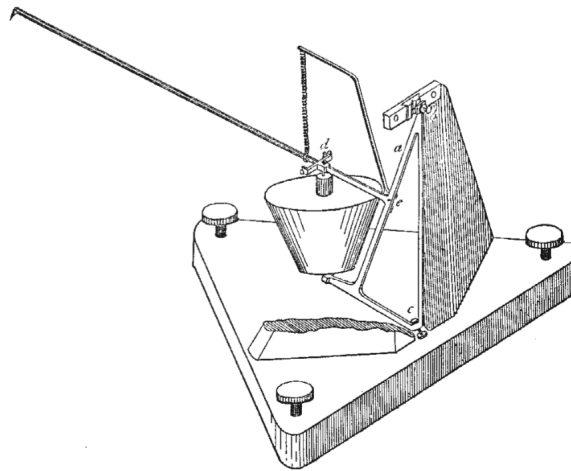


FIGURE 1.21 – Représentation du sismographe réalisé par Ewing (1884) au Japon (Université de Tokyo). Cette image ne montre qu'un seul des 2 pendules horizontaux et une partie d'un de ses supports verticaux a été retirée.

Le mot sismographe est aujourd'hui utilisé pour désigner des instruments mesurant la forme d'onde du mouvement du sol en fonction du temps. Dans ce sens, le tout premier instrument conçu est italien. Son inventeur s'appelle Cecchi, l'instrument date de 1875 et sa première mesure de 1887 (Figure 1.20). Son instrument comprenait deux pendules oscillant dans les plans NS (Nord-Sud) et EW (Est-Ouest) pour mesurer les mouvements dans les deux directions horizontales, ainsi qu'une masse suspendue à un ressort pour mesurer les mouvements sur la composante verticale. A la même période, Ewing et ses collègues conçoivent différents instruments au Japon et enregistrent leur premier séisme en 1880 (Ewing 1884). Ceux-ci fournissent un enregistrement du mouvement du sol pendant une perturbation grâce à l'information récupérée sur les 3 directions de l'espace en fonction du temps. Le sismographe de la Figure 1.21 fournit ainsi pour la première fois en 1880 un enregistrement complet du mouvement horizontal du sol pendant un séisme. C'est donc Ewing qui permet en premier lieu de démontrer l'intérêt des sismographes pour la sismologie. L'instrument de Ernst von Rebeur-Paschwitz doit également être

citée puisque celui-ci a permis pour la première fois d'effectuer une observation à distance. Ce sismographe, constitué d'un pendule horizontal non amorti a été conçu en 1888 et fabriqué en 6 exemplaires par la société Repsold. Un après-midi d'avril 1889 l'instrument installé à Potsdam en Allemagne enregistre un mouvement important qui s'avéra deux mois plus tard être celui d'un séisme au Japon (Figure 1.22). Cette mesure à distance marque le début de la sismologie "moderne".

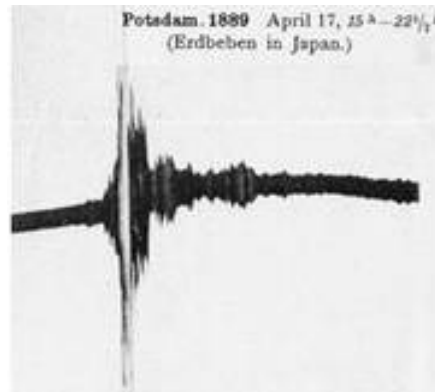


FIGURE 1.22 – Le sismographe de Ernst von Rebeur-Paschwitz était doté d'un système d'enregistrement optique sur papier photographique ce qui a permis d'obtenir en Allemagne ce signal sismique correspondant au séisme de 1889 au Japon (Knott 1889).

En 1898, l'allemand Emil Wiechert commence à développer à Göttingen les premiers sismographes (deux horizontaux et un vertical) avec amortissement visqueux permettant alors d'enregistrer avec une grande efficacité un tremblement de terre sur toute sa durée (Figure 1.23). L'amortissement avait été ajouté dans le but de diminuer l'effet d'oscillation libre du pendule et était réalisé à l'aide de pistons placés dans des cylindres eux-mêmes reliés au socle du sismomètre. La résistance de l'air à leur mouvement permettait l'amortissement et celle-ci était contrôlée par une soupape ayant pour effet de réguler la quantité d'air entre le piston et le cylindre. Cette introduction de l'amortissement dans la technologie des sismomètres permit aux sismologues à partir de ce jour de calculer des mouvements du sol précis à partir de toutes les ondes enregistrées et non plus seulement les ondes de courte période. L'instrument de Wiechert malgré sa sensibilité accrue était un instrument très lourd (1 tonne pour les sismographes horizontaux et 1,2 tonnes pour le vertical). Ce pendule inversé aura fonctionné jusqu'en 1968, à Strasbourg, dans sa configuration originelle. L'avènement de l'électronique un peu plus tard pendant le 20^e siècle a ensuite permis d'obtenir des instruments plus performants puisque de bonne sensibilité mais de masse et encombrement très diminués. Cette révolution a été possible grâce à l'utilisation de la contre-réaction électronique permettant une stabilité et un fonctionnement paramétrable de l'instrument tout en éliminant ses dérives (Wielandt & Streckeisen 1982). Ceci termine ce tour historique des sismographes terrestres.

La recherche dans le domaine de la sismométrie terrestre s'est ensuite consacrée en grande partie à la théorie mathématique permettant de définir les déplacements du sol à partir des enregistrements instrumentaux ainsi qu'aux problématiques de numérisation des signaux sismiques.

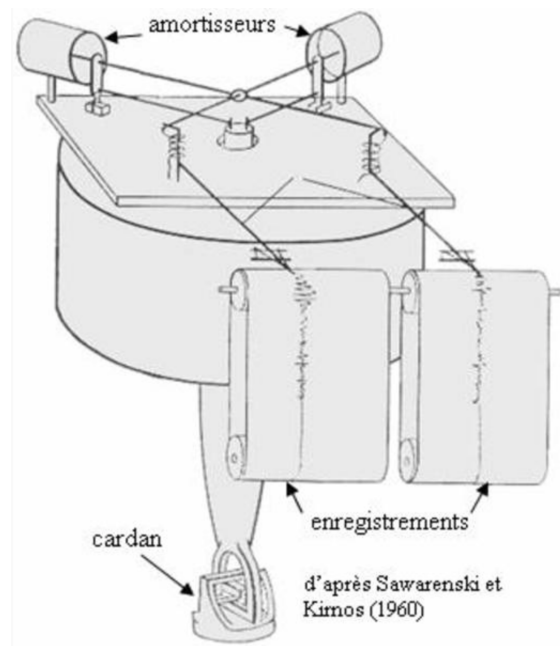


FIGURE 1.23 – Schématisation du sismographe de Wiechert tirée de Sawarenski & Kirnos (1960).

1.3.2 Mécanisme général

Théorie de la mesure

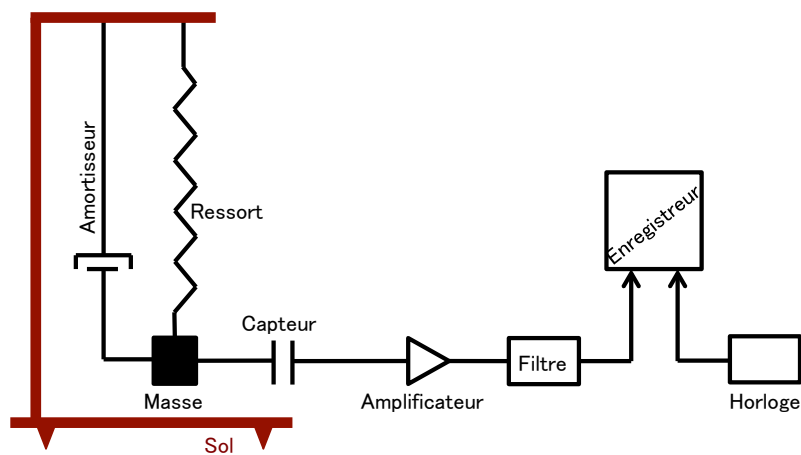


FIGURE 1.24 – Structure générale et simplifiée de la chaîne de lecture d'un sismographe actuel.

La chaîne de mesure d'un sismographe est constituée des éléments suivants :

- le sismomètre en lui même : système mécanique + capteur,
- un amplificateur et un filtre,
- une horloge,
- un enregistreur.

Le système mécanique est composé d'une masse qui bouge avec le mouvement du sol, d'un ressort et généralement d'un amortisseur. Le rôle du capteur est de donner la position $x(t)$ de la masse par rapport au sol via une tension électrique. Un amplificateur et un filtre permettent de prétraiter le signal électrique pour l'envoyer sur l'enregistreur. L'horloge est la référence de temps pour la lecture du signal.

L'instrument est caractérisé par sa fonction de transfert, notée H . C'est la fonction qui relie l'entrée du système à sa sortie. Mathématiquement, la fonction de transfert correspond donc au rapport de la transformée de Fourier (ou de Laplace) du signal de sortie (notée S) sur celle du signal d'entrée (notée E) :

$$H = \frac{S}{E}. \quad (1.2)$$

Physiquement, cette fonction H représente la sortie du système lorsqu'une impulsion (plus précisément un Dirac) est appliquée sur l'entrée. C'est pour cette raison que cette fonction est appelée "réponse impulsionnelle du système" et est plutôt simple à déterminer expérimentalement. Temporellement, cette relation devient :

$$s(t) = h * e(t). \quad (1.3)$$

L'entrée d'un sismographe est un déplacement, celui du sol, en fonction du temps. On notera pour plus tard cette entrée $u(t)$. Généralement, ce sont les dérivées de cette entrée qui sont considérées, c'est-à-dire la vitesse du sol $v(t)$ ou son accélération $a(t)$. La nature physique de la sortie dépend de la technologie de l'instrument et est également exprimée en fonction du temps. Le plus souvent, c'est une tension électrique. En sismologie, l'inconnu est l'entrée. Il suffit donc de déterminer au préalable la fonction de transfert de l'instrument puis de mesurer la sortie afin de déterminer l'accélération, ou bien la vitesse ou le déplacement du sol.

Equations de fonctionnement des sismomètres

La partie mécanique du système de mesure de la Figure 1.24 (masse + ressort + amortisseur) est isolée. Un sismomètre peut alors être décrit par une équation différentielle du second ordre qui correspond en réalité à l'application de la deuxième loi de Newton¹⁸ au sismomètre :

$$m \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} x(t) + \beta \cdot \frac{\partial}{\partial t} x(t) + k \cdot x(t) = m \cdot a(t), \quad (1.4)$$

où m représente la masse mobile de l'instrument (en kg), β décrit les frottements visqueux (en $\text{N} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}$) et k est la raideur du ressort (en $\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$). Comme vu précédemment, en raison du principe d'inertie $a(t)$ est l'opposé de l'accélération du sol, lue par l'instrument (dans le cas d'un couplage parfait entre l'instrument et le sol) et $x(t)$ le déplacement de la masse mobile par rapport au référentiel fixe (bâti) pris par convention de sens opposé à $a(t)$. L'équation 1.4 peut être réécrite de la manière suivante :

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} x(t) + \frac{\beta}{m} \cdot \frac{\partial}{\partial t} x(t) + \frac{k}{m} \cdot x(t) = a(t). \quad (1.5)$$

Généralement, afin de décrire par la suite les caractéristiques techniques propres de l'instrument, les équations qui régissent le fonctionnement d'un sismomètre sont écrites dans le domaine de Laplace. Ce qui donne pour notre équation :

18. La somme des forces appliquées au système est égale au produit de sa masse et de son accélération.

1 Contexte

$$p^2 \cdot X(p) + \frac{\beta}{m} \cdot p \cdot X(p) + \frac{k}{m} \cdot X(p) = A(p), \quad (1.6)$$

où $p = j\omega$ est la variable de Laplace. $X(p)$ et $A(p)$ sont les transformées de Laplace respectives de $x(t)$ et $a(t)$. La transformée de Laplace de la fonction de transfert $H(p)$ du sismomètre peut alors facilement être déduite :

$$H(p) = \frac{X(p)}{A(p)} = \frac{1}{p^2 + p \cdot \frac{\beta}{m} + \frac{k}{m}}. \quad (1.7)$$

Deux paramètres sont alors définis : la pulsation et l'amortissement du système :

$$\omega_n = \sqrt{\frac{k}{m}}, \quad (1.8)$$

$$\xi = \frac{\beta}{2m\omega_n}. \quad (1.9)$$

Ainsi l'expression de la transformée de Laplace de la fonction de transfert du système devient :

$$H(p) = \frac{1}{p^2 + 2\xi\omega_n p + \omega_n^2}. \quad (1.10)$$

La pulsation propre du système est alors définie (en rad.s^{-1}) :

$$\omega_0 = \omega_n \cdot \sqrt{1 - \xi^2}. \quad (1.11)$$

Le diagramme de Bode (Figure 1.25) permet alors de tracer le gain et la phase de la fonction de transfert du système en fonction de la fréquence. C'est le graphe représentatif des performances du système de mesure. La Figure 1.25 montre que le gain du système reste constant et égal à $1/\omega_0^2$ (avec $\omega_0 = 2\pi f_0$) pour des fréquences inférieures à la fréquence propre f_0 du sismomètre, appelée aussi fréquence de coupure. En effet, c'est à partir de cette fréquence que l'instrument devient inutilisable, c'est-à-dire que le signal d'entrée ne peut pas être retrouvé grâce à la mesure. La fonction de transfert définit donc la gamme de fréquence de sensibilité de l'instrument et celui-ci sera donc utilisé dans la gamme inférieure à f_0 . Le coefficient de qualité Q (Equation 1.12) du système est également calculé. Si ce facteur est faible cela signifie que l'amortissement mécanique¹⁹ est trop important ce qui induit du bruit de mesure. En effet, un sur-amortissement implique une disparition des oscillations il est alors impossible que le sismomètre enregistre correctement les mouvements du sol.

$$Q = \frac{1}{2\xi} \quad (1.12)$$

19. En théorie, si la masse du sismomètre sort de sa position d'équilibre, elle peut osciller indéfiniment. Un système d'amortissement efficace permet donc à la masse d'arrêter rapidement d'osciller dès la disparition du champ excitateur, afin de répondre le plus précisément possible à toutes les arrivées d'ondes.

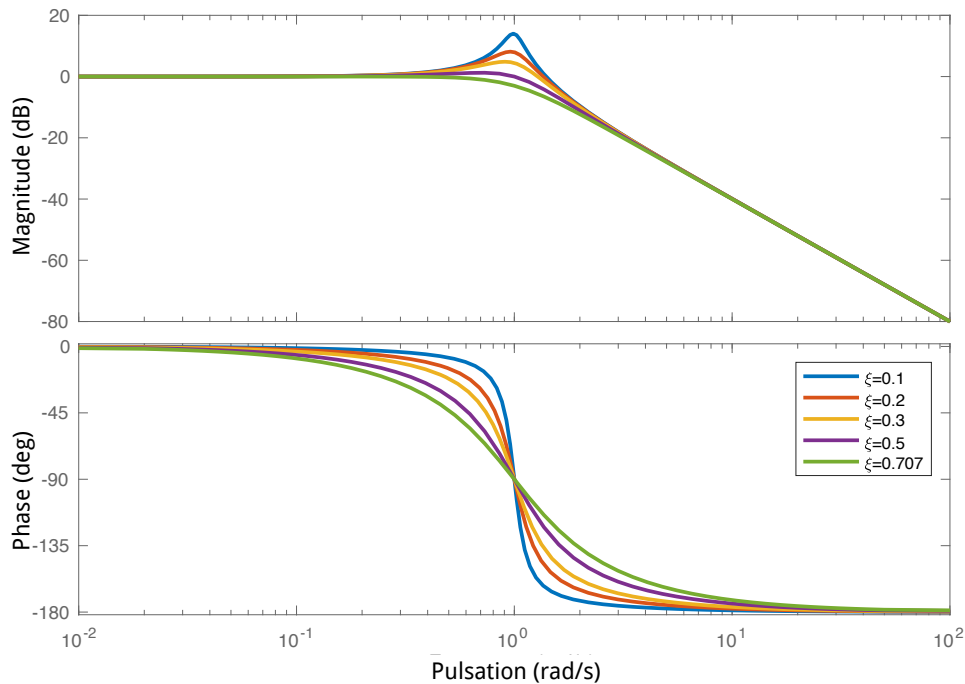


FIGURE 1.25 – Diagramme de Bode d'un système de masse $m=1$ kg et avec un ressort de rigidité $k=1$ N/m pour différentes valeurs de ξ . La courbe du haut est appelée "gain" du système et celle du dessous représente la phase du système. La valeur de ξ égale à 0.707 correspond à une valeur limite de l'amortissement : au-dessus de cette valeur le système est trop amorti (toute oscillation a disparu). En dessous, le système ne l'est pas assez et il peut y avoir une résonance.

Performances et limites

Les sismomètres sont habituellement caractérisés par 3 paramètres de qualité : la sensibilité, la résolution, et la fidélité.

La sensibilité est la capacité de l'instrument à transformer une grandeur physique en une autre. Elle exprime la variation du signal de sortie de l'appareil en fonction de la variation de son signal d'entrée. Un sismomètre est donc d'autant plus sensible qu'une petite variation de la grandeur à mesurer (l'accélération du sol par exemple) provoquera un changement plus grand en sortie (variation de tension récupérée). C'est donc la fonction de transfert qui nous renseigne dessus et le diagramme de Bode ci-dessus implique que la sensibilité pour des fréquences inférieures à f_0 est constante.

La résolution d'un instrument est son aptitude à détecter une grandeur physique d'entrée la plus petite possible. En effet, tout système physique génère par définition du bruit propre et c'est donc lui qui va limiter la résolution. Il est cependant possible de détecter du signal en-dessous de celle-ci grâce à une méthode de post-traitement des données appelée "stacking" (empilement), utilisée dans de nombreux domaines scientifiques. En sismologie, cette méthode ne marche que pour des signaux cohérents durant le stack. Elle fonctionne par exemple pour la détection des modes propres mais pas pour des arrivées sismiques. Celle-ci consiste à intégrer les mesures sur

1 Contexte

un temps long (ce qui revient à additionner les signaux reçus à basse fréquence) afin de retrouver un signal périodique potentiellement noyé dans le bruit. Un des bruits propres spécifiques des sismomètres pouvant limiter leur résolution est le bruit Brownien (Aki & Richards 1980), généré par le mouvement propre de la masse dû à l'agitation thermique. La densité spectrale de ce bruit est indépendante de la fréquence et celui-ci est donc constant en puissance sur tout le spectre de l'instrument (c'est un bruit blanc).

Finalement, la fidélité d'un instrument est sa capacité à reproduire avec exactitude les mesures dans le temps. Celle-ci dépend donc du vieillissement des composants de l'instrument et est donc mesurable grâce à une calibration préalable à la mesure.

Les enjeux principaux lors de la conception d'un sismomètre concernent alors la valeur de la fréquence de coupure, qui fixe sa bande de fréquence de mesure et donc sa sensibilité, le soin de la mécanique pour diminuer le bruit, et le facteur de qualité Q . Concernant ce dernier, un choix stratégique doit être fait puisqu'un facteur de qualité élevé implique un grand facteur de résonance (Equation 1.12) pouvant alors être gênant dans la gamme de sensibilité. A l'inverse, un grand coefficient de qualité est nécessaire pour avoir un bruit brownien faible, c'est pourquoi un système de contre-réaction va pouvoir être ajouté dans le design d'un instrument.

Ensuite, s'ajoutent à cela des enjeux de post-traitements et d'interprétation des données sismiques. Par exemple, une des particularités des capteurs inertiels doit également être prise en compte : la sensibilité au tilt (inclinaison du pendule) sur l'axe de mesure horizontal. Ce problème de tilt surgit pour la première fois dans les années 1890. Il est alors proposé que toutes les théories utilisées auparavant pour déduire le mouvement du sol à partir du sismogramme d'un pendule sont fausses. En effet, ces anciens raisonnements faisaient tous l'hypothèse que les pendules utilisés répondaient au mouvement linéaire du sol, se trouvant dans le plan d'oscillation du pendule et perpendiculaire à la ligne reliant le centre de masse du pendule à son axe de rotation. Les années 1890 amènent à la création d'une nouvelle théorie qui présente alors la possibilité que les pendules horizontaux sont très sensibles au tilt, dû au déplacement vertical de la surface. Aujourd'hui, certains sismomètres horizontaux sont d'ailleurs plus sensibles au tilt de courte période que la majorité des sismomètres existant. Le problème du tilt sur la composante horizontale est le suivant : la force de plus grande amplitude vue par l'instrument étant la gravité, celle-ci est normalement supprimée du signal par l'utilisation d'une masse suspendue. Cependant, lorsque le sismomètre est incliné la projection du vecteur "gravité" sur l'axe de sensibilité induit une certaine composante créant alors une force qu'il n'est quasiment jamais possible de différencier du signal sismique. Cet effet de tilt ne modifie pas seulement l'amplitude des signaux horizontaux de longue période enregistrés (ondes de Rayleigh par exemple) mais peut également introduire du bruit lorsque l'inclinaison du sol est due à des charges en mouvement sur le sol (comme le vent par exemple). Pour des sismomètres verticaux par contre, l'effet de tilt peut être considéré de second ordre et donc négligeable. Une méthode de suppression du tilt dans les données horizontales via prédiction par la donnée verticale a donc été proposée par Wielandt & Forbriger (1999).

La contre-réaction

Les sismomètres "longue période" Apollo, dans les années 70, étaient déjà des sismomètres contre-réactionnés. Mais comme vu précédemment, l'utilisation de la contre-réaction pour les instruments terrestres a réellement débuté il y a une trentaine d'années (Wielandt & Streckeisen

1982) afin d'améliorer davantage leur sensibilité. La contre-réaction permet de générer une action sur la partie mobile de l'instrument venant s'opposer à l'action du sol. Cela modifie donc la fonction de transfert de l'instrument et c'est pour cette raison que la contre-réaction est ajustée suivant les besoins en terme de performances de l'instrument. Par exemple, il est possible d'accroître sa dynamique en empêchant la saturation ou encore de s'affranchir des dérives longue période en atténuant les basses fréquences. Un autre avantage de la contre-réaction est qu'il devient possible de contrôler avec plus de précision la stabilité du système.

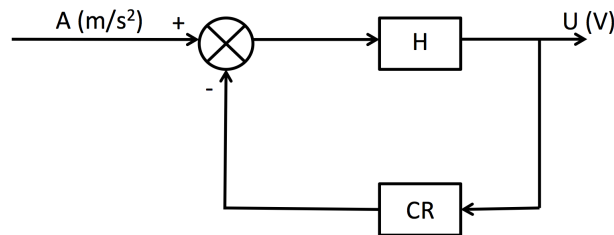


FIGURE 1.26 – Schéma conceptuel de la contre réaction d'un sismomètre. A représente le signal d'entrée correspondant à une accélération dans le cas du sismomètre. H est la fonction de transfert du capteur et U la tension de sortie de celui-ci. La contre-réaction (de gain noté CR) est installée en parallèle du capteur. Elle analyse la tension de sortie U du capteur afin de rétroagir sur celui-ci et ramener la partie mécanique à sa position d'équilibre. La mesure pertinente pour la lecture sismique est celle de la contre-réaction.

La Figure 1.26 permet de comprendre le principe général d'un tel dispositif. La fonction de transfert du système bouclé associé s'exprime ainsi :

$$TF(p) = \frac{U(p)}{A(p)} = \frac{H(p)}{1 + CR(p) \cdot H(p)}. \quad (1.13)$$

On parle de système en boucle ouverte lorsque $CR(p) = 0$, soit $TF(p) = H(p)$. La contre-réaction peut-être de plusieurs types, dépendant de son action sur le système. Cette action est réalisée par des circuits électroniques composés essentiellement de composants passifs comme des capacités et des résistances ou de composants actifs comme des amplificateurs opérationnels. Les types de contre-réaction les plus courant sont "Proportionnelle" (notée P), "Intégrale" (notée I) et "Dérivée" (notée D). Dans le cas d'une combinaison des 3, on appelle la contre-réaction un "P.I.D." et sa fonction de transfert est la suivante :

$$CR(p) = k_1 + k_2 \cdot p + \frac{k_3}{p}, \quad (1.14)$$

avec k_1 , k_2 et k_3 qui représentent respectivement les coefficients d'un correcteur "proportionnel", "dérivé" et "intégral". Ce sont ces paramètres qu'il faut faire varier pour ajuster le comportement de l'instrument. Le coefficient proportionnel k_1 joue sur le gain et la largeur de bande passante de l'instrument (Figure 1.27). En effet, plus la valeur de k_1 est élevée plus le gain de l'instrument est faible et plus sa bande passante est étendue. Le correcteur dérivé, lui, effectue une atténuation du gain à la fréquence propre du sismomètre (Figure 1.28). Plus la valeur de k_2 est élevée, plus l'influence de l'action dérivée est grande et donc étendue sur une large bande de fréquence. Enfin, le correcteur intégral permet de couper les basses fréquences,

1 Contexte

c'est-à-dire que plus k_3 est grand plus l'atténuation est forte et se prolonge dans les hautes fréquences (Figure 1.29).

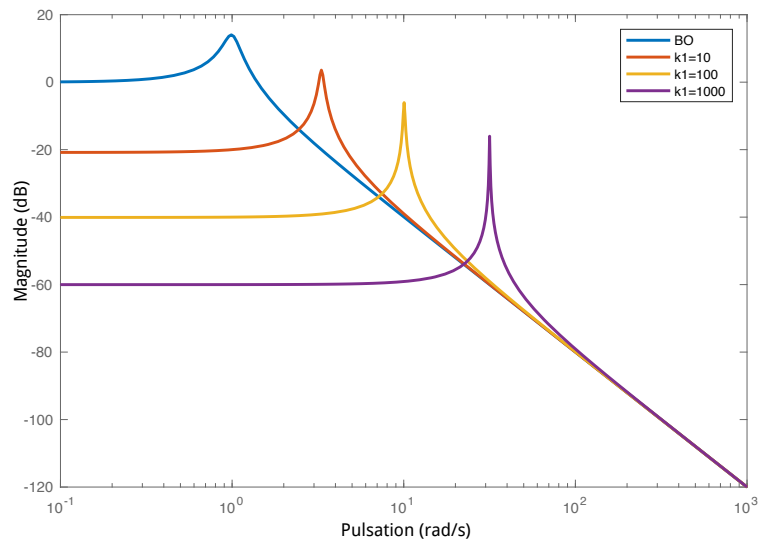


FIGURE 1.27 – Diagramme de Bode d'un système de masse $m=1$ kg et avec un ressort de rigidité $k=1$ N/m contre-réactionné par une action "proportionnelle" pour différentes valeurs de son coefficient k_1 . BO signifie "Boucle Ouverte".

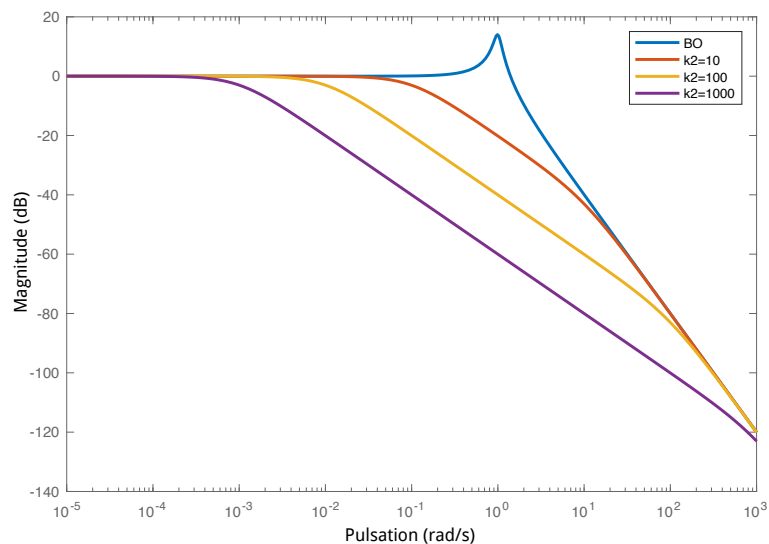


FIGURE 1.28 – Diagramme de Bode d'un système de masse $m=1$ kg et avec un ressort de rigidité $k=1$ N/m contre-réactionné par une action "dérivée" pour différentes valeurs de son coefficient k_2 . BO signifie "Boucle Ouverte".

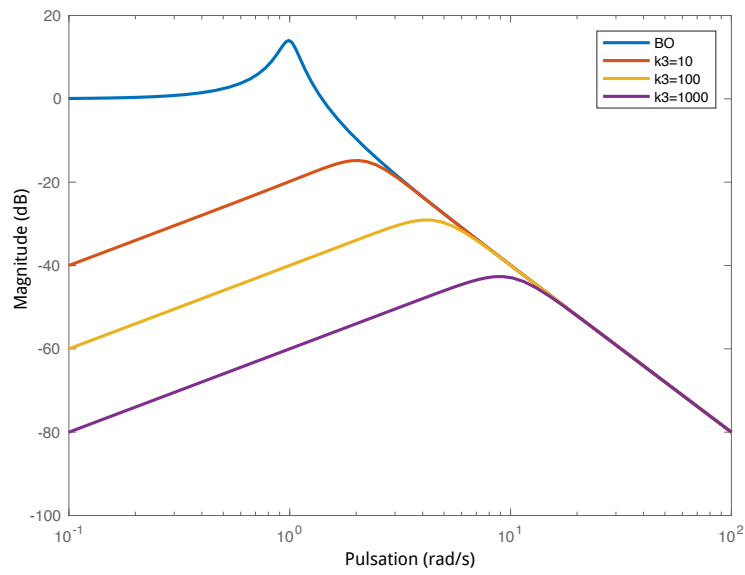


FIGURE 1.29 – Diagramme de Bode d'un système de masse $m=1$ kg et avec un ressort de rigidité $k=1$ N/m contre-réactionné par une action "intégrale" pour différentes valeurs de son coefficient k_3 . BO signifie "Boucle Ouverte".

1.4 La sismologie planétaire

L'héritage en terme de sismologie planétaire est principalement constitué de quelques résultats du programme Apollo sur la Lune, et de quelques essais de mesures sur Venus et Mars. Frank Press, en 1959, est le premier sismologue à proposer d'utiliser des sismomètres pour explorer l'intérieur des planètes alors que la première sonde, soviétique, venait à peine d'être lancée en orbite.

1.4.1 Venera : une mission vers Venus



FIGURE 1.30 – Surface de Venus photographiée par Venera 13. Image de James Head (Université de Brown), en collaboration avec l'Académie des sciences de l'URSS (maintenant russe).

Dans le but de détecter des microséismes sur Venus (c'est-à-dire des mouvements d'amplitude $1 \mu\text{m}$ ou moins, et de période comprise entre la seconde et quelques dizaines de secondes), les atterrisseurs russes Venera 13 et 14 comportaient chacun l'instrument Groza 2 combinant un microphone et un sismomètre vertical basse fréquence (Ksanfomaliti et al. 1982). Ce dernier avait 2 niveaux de résolution : la plus haute atteignait $0,5 \cdot 10^{-6}$ cm et la plus basse $15 \cdot 10^{-6}$ cm. La deuxième option était pensée pour un atterrissage dans une zone de forte sismicité. Les deux atterrisseurs n'ont pu survivre que quelques heures sur la surface de la planète mais ont eu le temps de faire de courts enregistrements. Malheureusement, l'instrument posé sur Venera 13 ne détecta aucun mouvement significatif vertical. Par contre, le sismomètre de Venera 14 mesura 2 petits événements (d'amplitudes $6 \cdot 10^{-6}$ cm et $80 \cdot 10^{-6}$ cm) qui après vérification des causes extérieures possibles (effets dus à l'activité du vent ou des autres instruments) furent identifiés comme "microséismes". Leur origine exacte n'a pas été déterminée mais la source fut estimée à 3000 km, ce qui correspond à la distance entre l'instrument et deux régions de volcanisme actif sur Venus : Beta Regio et Theia Mons (Lorenz & Panning 2017).

1.4.2 Les sismomètres lunaires Apollo

Dans les années 60, le programme américain Ranger de la NASA avait pour objectif d'envoyer 9 sondes sur la Lune chargées de photographier sa surface. Parmi elles, les sondes Ranger 3, 4 et 5 contenaient des sismomètres. Ce programme a malheureusement été un échec puisque seules les 3 dernières sondes ont pu atteindre leur objectif. Concernant celles dotées d'un sismomètre, Ranger 3 et 5 ont raté leur cible, et les systèmes de bord de Ranger 4 n'ont jamais pu être activés. C'est pourquoi lorsque le programme Surveyor de la NASA fut proposé pour la 2ème moitié de la décennie, un sismomètre fut mis au point par les scientifiques. Malheureusement ce projet fut annulé et il a donc fallu attendre 1969 et l'arrivée de l'équipage d'Apollo 11

sur la Lune pour commencer à rêver de sismologie sur un autre corps de notre Système Solaire (Lognonné 2005; Lognonné & Johnson 2007; Lognonné & Johnson 2015).

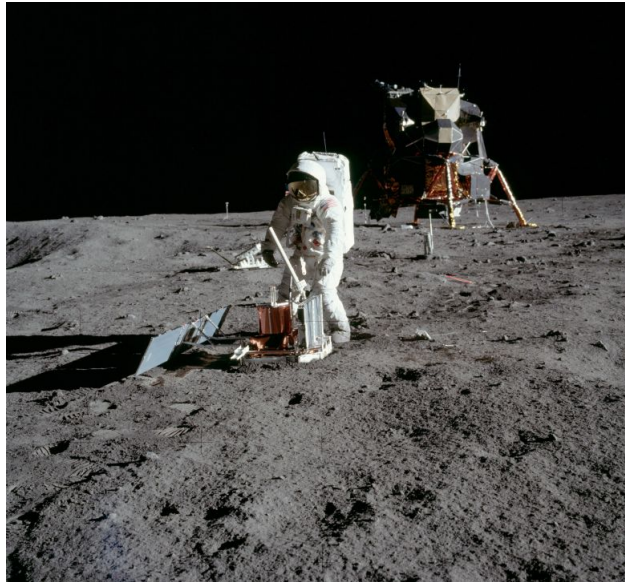


FIGURE 1.31 – Buzz Aldrin déployant un sismomètre sur la surface lunaire au niveau de la Mer de la Tranquillité. ©NASA

Actuellement, Apollo est donc le seul projet spatial ayant réussi à poser et traiter les données de sismomètres sur un autre corps du Système Solaire, c'est-à-dire la Lune. Ainsi, le premier sismomètre installé sur une autre planète du Système Solaire (Figure 1.31) est celui de la mission Apollo 11 (Latham et al. 1969, 1970, 1971). Ce sismomètre n'a cependant pas fonctionné plus de quelques semaines et ne fait donc pas partie du "réseau" de sismomètres lunaires. Ensuite, grâce aux missions Apollo 12, 14, 15 et 16, un réseau de 4 stations sismiques fut opérationnel, détectant depuis 1969 jusqu'en 1977 (date de fin de financement du programme Apollo par la NASA) plus de 10000 événements sismiques. Parmi eux on compte 7245 tremblements de Lune profonds, appelés "deep moonquakes" en anglais et correspondant à des sources sismiques situées jusqu'à environ 1000 km sous la surface. Vingt-huit "shallow moonquakes" ont aussi été enregistrés, qui correspondent à des sources beaucoup moins profondes situées à environ 200 km sous la surface, ainsi que 1743 impacts de météores (Figure 1.32) et 3533 événements non identifiés.

Plus spécialement, Apollo 17 contenait un gravimètre (Lunar Surface Gravimeter Experiment) dont l'objectif était de détecter et vérifier l'existence des ondes gravitationnelles (Giganti et al. 1977). En effet, l'instrument était conçu pour surveiller les oscillations libres de la Lune, possiblement induites par les ondes gravitationnelles provenant de sources astrophysiques. Inutile de préciser qu'aucune onde gravitationnelle n'a été détectée mais cependant, cet instrument a permis d'obtenir de nouvelles données en faveur de la détermination de l'intérieur lunaire. Le réseau de 4 sismomètres déployés par les missions entre 1969 et 1972 est appelé "expérience sismique passive" (PSE). Ce réseau enregistra en continu le mouvement du sol dans les 3 directions orthogonales jusqu'à la mise hors service du réseau par la NASA en 1977. Même si ces sismomètres étaient dotés d'une bonne résolution, c'est-à-dire 0,5 Å de déplacement du sol à 0,5 Hz, ils furent incapables de détecter toutes les informations sismiques importantes pour

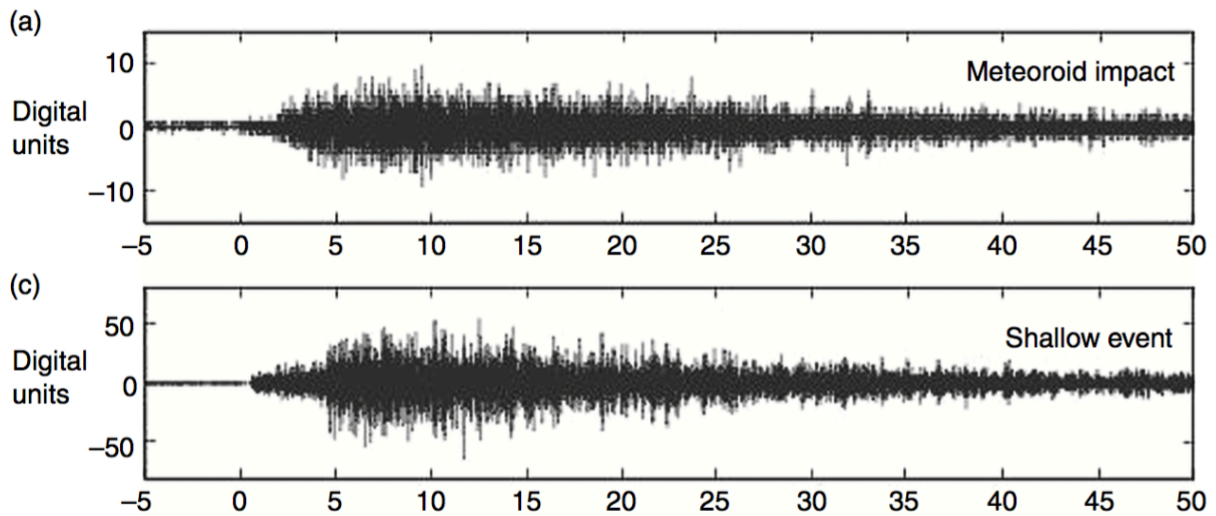


FIGURE 1.32 – Exemples de sismogrammes d'évènements lunaires, tirés de Lognonné & Johnson (2007). Le premier graphe représente le signal sismique dû à un impact de météorite, et le deuxième à un "shallow moonquake". L'abscisse représente le temps (en minutes) et l'ordonnée est en unités numériques.

contraindre totalement l'intérieur lunaire (Figure 1.34). Ceci est également dû au faible nombre de stations, à l'extension limitée du réseau, aux fortes atténuations de l'énergie sismique et la forte diffusion des ondes qui ont empêché l'observation d'ondes réfléchies et réfractées à travers le noyau lunaire.

Lognonné et al. (2009) utilisent 3 modèles statistiques décrivant la fréquence des impacts météoritiques sur Terre afin d'estimer le bruit de fond dû au même phénomène sur la surface lunaire. L'étude permet ainsi de réaliser que les petits impacts météoritiques fréquents sur la Lune génèrent d'eux-mêmes un signal sismique, considéré comme du bruit permanent, appelé "seismic hum" par analogie avec le phénomène terrestre. Ce niveau de bruit sismique, représenté par la ligne noire sur la Fig. 1.33, est alors estimé à 1% de la résolution des sismomètres longue période de la mission Apollo. De plus, les modèles prédisent des amplitudes pic à pic de ce bruit constant plus petites que $2 \cdot 10^{-11} \text{ m/s}^2$ (au moins mille fois plus faible que le modèle bas bruit terrestre) ce qui signifie que la résolution des sismomètres InSight (lire la partie suivante), en configuration lunaire, n'est également pas suffisante pour le détecter. Cependant s'il était détecté, ce bruit permettrait d'apporter des améliorations dans l'étude de la structure interne lunaire et notamment de l'épaisseur de sa croûte. C'est pourquoi cette donnée doit être prise en compte dans le design de futurs sismomètres planétaires destinés à être déposés sur la Lune.

Une autre partie floue concernant l'intérieur de la Lune est son noyau. En effet, l'amplitude des phases lunaires est discutée par Yamada et al. (2011, 2013, 2015) ainsi que par Lognonné & Johnson (2015) dont la Figure 1.34 est tirée. Cette Figure permet d'observer l'incapacité du réseau Apollo à détecter directement les ondes en provenance du noyau lunaire et des méthodes ont donc été développées afin d'obtenir des informations sur celui-ci. Weber

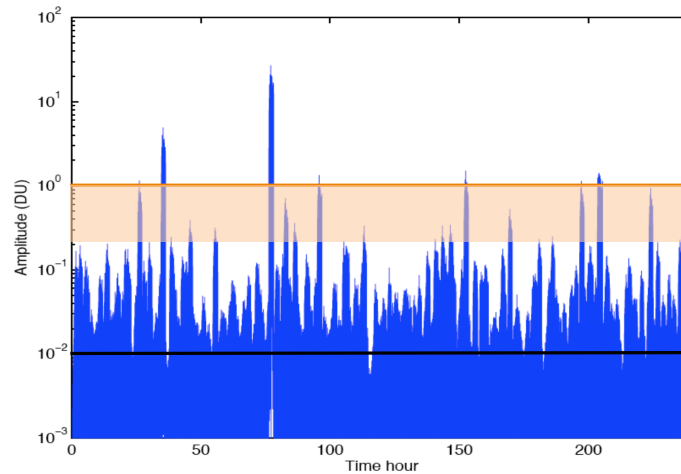


FIGURE 1.33 – Amplitude (en unité digitale) du signal sismique lunaire en fonction du temps. La ligne orange représente la résolution des sismomètres Apollo et la noire le niveau de bruit microsismique du sol lunaire. Le cadre orangé représente la gamme de résolution des sismomètres InSight dans une configuration lunaire.

et al. (2011) ré-analyse les sismogrammes des missions Apollo à l'aide d'une méthode appelée "array-processing" afin de chercher la présence d'énergie sismique réfléchi par le noyau. Leurs résultats, combinés à d'autres données géophysiques suggèrent la présence d'un noyau interne solide encerclé d'un noyau externe fluide avec, entre les deux, une couche limite partiellement fondue. Ce modèle d'intérieur proposé est visible sur la Figure 1.35. Garcia et al. (2011) propose un modèle interne de référence de la Lune (VPREMOON : Very Preliminary REference MOON model) incorporant des contraintes physiques et à la fois des données géophysiques (masse, moment d'inertie, et nombres de Love lunaires) et sismiques acquises par les différentes missions lunaires. La construction du modèle est faite en 2 étapes. La première consiste, pour chaque rayon de noyau possible (contraint par détection des ondes S réfléchies), à inverser le modèle radial de l'intérieur associé, incluant les vitesses des ondes P et S ainsi que la densité. Puis dans un 2ème temps, le rayon du noyau est déterminé par détection des ondes de cisaillement réfléchies par le noyau lunaire. Cette détection est possible grâce au stacking (empilement) des données de "deep moonquakes". VPREMOON estime alors le rayon du noyau à $380(\pm 40)$ km et sa densité moyenne à $5200(\pm 1000)$ kg/m³.

Malgré l'héritage immense des missions Apollo en termes de données sismiques, certaines incertitudes subsistent toujours sur la structure interne de la Lune. En effet, les discontinuités de la croûte, du manteau et du noyau restent encore à préciser. De plus, le mystère reste entier sur la division ou non du noyau lunaire en deux parties : un noyau interne solide + un noyau externe liquide, les densités dans chaque couche interne ne sont pas certaines et les mécanismes de sources sismiques lunaires ne sont pas bien connus à ce jour. Il serait donc intéressant de pouvoir reposer un jour un sismomètre sur notre satellite naturel, doté de performances accrues afin de détecter un plus grand nombre d'évènements (Figure 1.36) et de répondre à toutes ces questions qui subsistent.

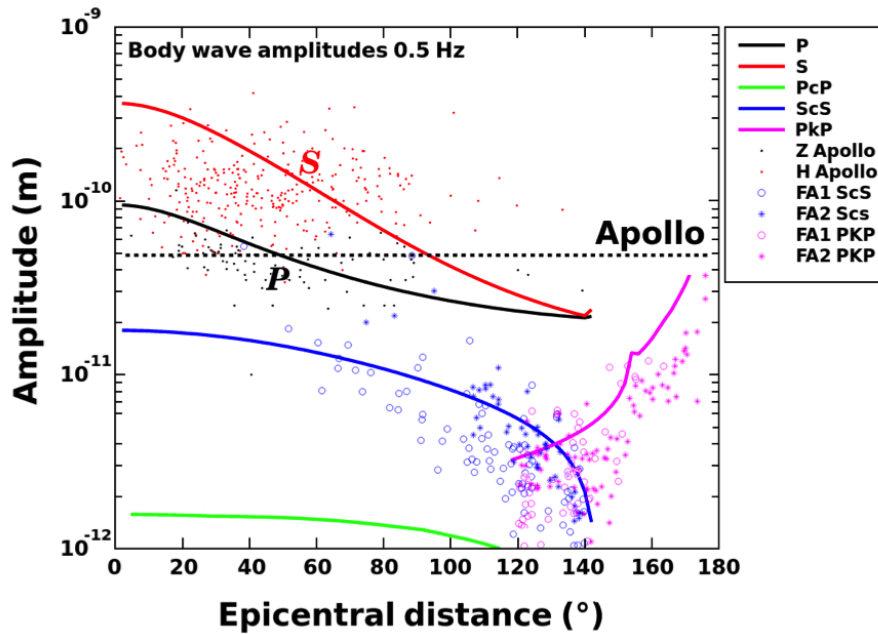


FIGURE 1.34 – Amplitude à 0,5 Hz des ondes de volume lunaires (en m) en fonction de la distance à l'épicentre (en degrés). L'amplitude des ondes P mesurées sur l'axe vertical est en noir, celle des ondes S mesurées sur l'axe horizontal en rouge. Les courbes bleues et vertes représentent l'amplitude relative typique des ondes P et S réfléchies sur le noyau externe, issues du modèle de Garcia et al. (2011). La courbe rose représente l'amplitude relative typique des ondes P traversant le noyau externe, issues du modèle de Garcia et al. (2011).

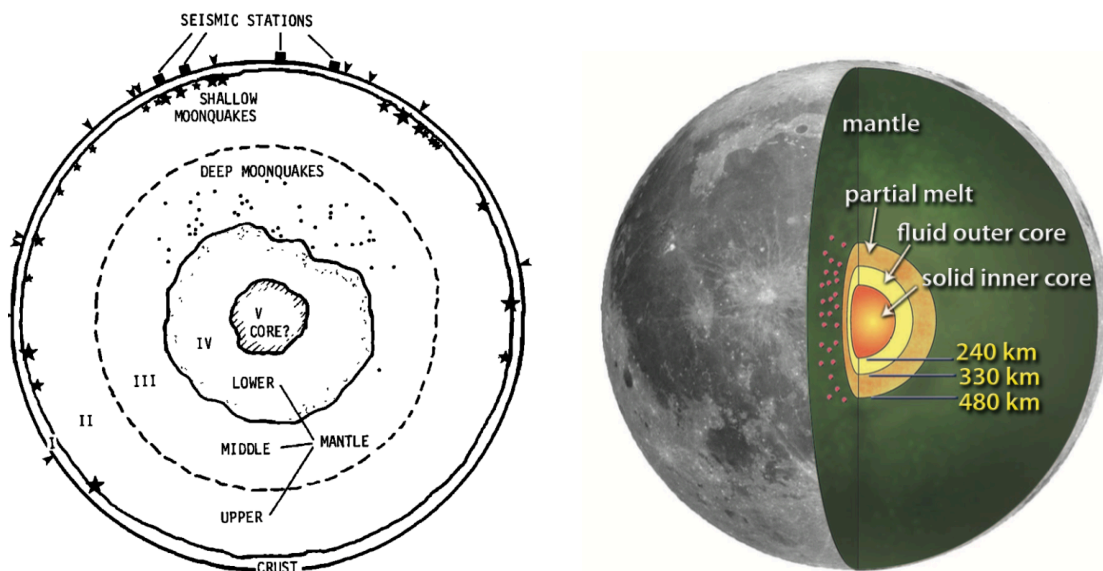


FIGURE 1.35 – Modèles d'intérieur lunaire proposés par Nakamura (1983) à gauche et par Weber et al. (2011) à droite.

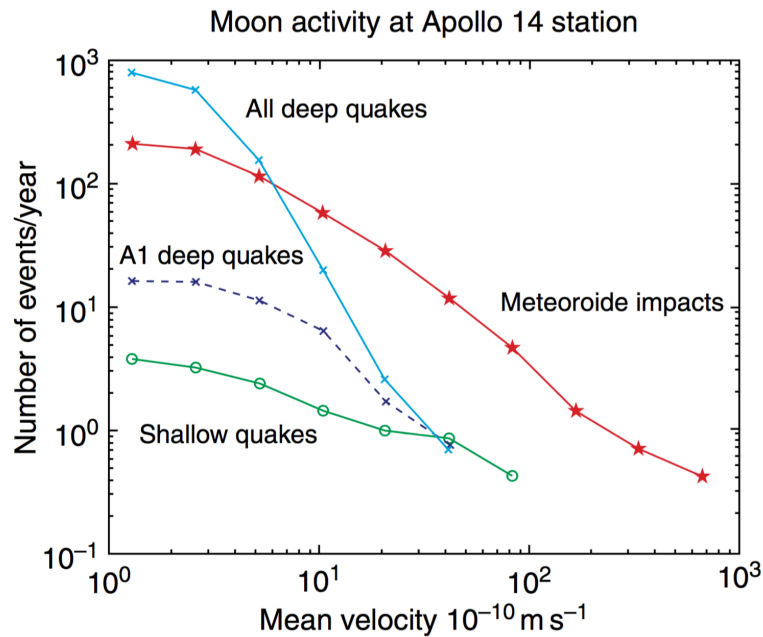


FIGURE 1.36 – Figure tirée de Lognonné & Johnson (2007). Elle représente le nombre d'évènements par année détectés au niveau de la station sismique d'Apollo 14 en fonction de l'amplitude.

1.4.3 Des tentatives sur Mars

Rappelons que connaître la structure interne de Mars est fondamentale pour mieux comprendre notre planète. En effet, notre planète jumelle est suffisamment massive pour avoir connu un grand nombre de mécanismes géophysiques similaires à ceux de la Terre. Les planétologues ont donc tenté à plusieurs reprises d'effectuer des études géophysiques martiennes mais les résultats obtenus jusqu'à aujourd'hui laissent malheureusement subsister de trop nombreuses inconnues. Ceci étant notamment dû aux tentatives ratées de dépôts de sismomètres sur la surface de Mars.

Viking est aujourd'hui la seule mission spatiale ayant réussi à déposer un sismomètre sur la planète Mars (Anderson et al. 1977). Lancée en 1975 par la NASA, cette mission comportait deux orbiteurs et deux atterrisseurs et avait pour objectif principal de rechercher la vie sur la planète rouge. Mais les deux atterrisseurs comportaient quand même chacun un sismomètre 3 axes, sensible aux courtes périodes, développé dans le but d'étudier la structure interne et le niveau d'activité sismique de Mars. Malheureusement, compte-tenu du grand nombre d'instruments présents dans ce projet pour faire de l'exobiologie, les sismomètres furent fixés sur la plateforme des atterrisseurs et non posés au sol. Cela implique un contact indirect avec le sol martien via l'atterrisseur et donc un traitement du signal sismique plus compliquée. De plus, les sismomètres de Viking possédaient une sensibilité presque 10 fois moins bonne que celle des sismomètres Apollo placés sur la Lune.

Lorsque la première sonde, Viking 1, se posa sur le sol de Mars, le système de déverrouillage du sismomètre (ceux-ci étant protégés pendant le vol) ne s'enclencha pas. Ce sismomètre ne pu jamais être utilisé. Heureusement, le système de déverrouillage de l'autre sismomètre, placé

sur Viking 2, fonctionna. Mais comme expliqué précédemment, le sismomètre était fixé sur le pont de l'atterrisseur ce qui empêcha finalement l'instrument de mesurer des signaux sismiques. A la place, cet instrument mesura un certain nombre d'évènements inintéressants en terme d'information géophysique comme par exemple les déplacements du bras robotique ou encore l'enregistrement de données par le magnétophone. De plus, les rafales de vent eurent l'effet indésirable d'induire un mouvement de la masse mobile du sismomètre en faisant vibrer le pont de l'atterrisseur. L'instrument aurait quand même pu enregistrer des signaux intéressants durant les nuits martiennes, à la tombée des vents et des données furent en effet collectées mais par manque de sensibilité et à cause également des vibrations permanentes de l'atterrisseur, l'analyse n'en fut absolument pas concluante. Le doute demeure encore concernant un évènement sismique ayant peut-être eu lieu pendant le sol 80²⁰ de la mission. En effet, une vibration fut détectée mais lors d'une période où aucune donnée météorologique ne fut enregistrée. La décorrélation entre un effet météorologique et sismique n'est donc pas possible et aucune interprétation de ces données sismiques ne peut être réalisée. Cela aura au moins permis de comprendre l'intérêt de la présence d'une station météo à proximité d'un sismomètre. Finalement, l'instrument eu quand même un intérêt scientifique d'un point de vue météorologique. Celui-ci permis d'obtenir de nombreuses données concernant le vent et la circulation de l'atmosphère martienne (Nakamura & Anderson 1979).

MESUR est un concept de mission sur Mars de la NASA ayant vu le jour au début des années 1990. Cette mission contenait un très grand nombre d'objectifs scientifiques différents, comme l'étude de l'atmosphère martienne ou encore la recherche de la vie. L'un d'entre eux était de faire de la sismologie martienne et pour ce faire, le projet prévoyait un ensemble de 16 stations au sol, placées à différents endroits sur Mars. Ces stations devaient chacune contenir, entre autres, un sismomètre 3 axes déployé au sol. Le projet Marsnet, de l'ESA, devait compléter ce réseau avec 4 autres stations (Solomon et al. 1991; Chicarro 1991, 1993; Banerdt et al. 1996) mais l'ESA a finalement sélectionné le projet Integral à la place. De plus, un grand nombre de défis technologiques à relever firent considérablement augmenter le prix de la mission MESUR et certains scientifiques ne furent pas très convaincus par le projet. Les conditions financières et politique amenèrent la NASA à abandonner le projet en 1993 et celle-ci décida alors de concevoir un démonstrateur technologique beaucoup moins cher : Pathfinder. Lors de son développement, le sismomètre a même été retiré du projet.

Près de 20 ans après Viking, la Russie lance la mission Mars96 composée d'un orbiteur et de deux stations autonomes destinées à se poser sur le sol de Mars (Linkin et al. 1998). Sur ces stations se trouvait un sismomètre large bande français (Lognonné et al. 1998) nommé Optimism (Observatoire Planétologique : Magnétisme et Sismologie sur Mars). L'utilisation du terme "large bande" signifie que cet instrument était sensible aux longues périodes (de 0,5s à 10s). Ceci sur l'axe vertical seulement. Sa sensibilité était de l'ordre du nanomètre pour une période de 2 secondes. L'avantage de cet instrument comparé à celui de Viking était une structure rigide en fibre de carbone (Figure 1.37) intégrée à la station et améliorant le couplage sismique entre l'instrument et le sol martien. Seulement l'histoire de Mars96 est un drame de plus dans celle de la sismologie martienne puisqu'une heure après le décollage, un dysfonctionnement du quatrième étage du lanceur Proton mit la sonde Mars96 sur une mauvaise orbite, plus précisément sur une orbite terrestre basse. La sonde finit alors par retomber puis disparaître dans le Pacifique.

20. La durée moyenne du jour sidéral martien est de 24h37min22,663s et la durée moyenne du jour solaire martien, souvent nommé « sol », est de 24h39min35,244147s

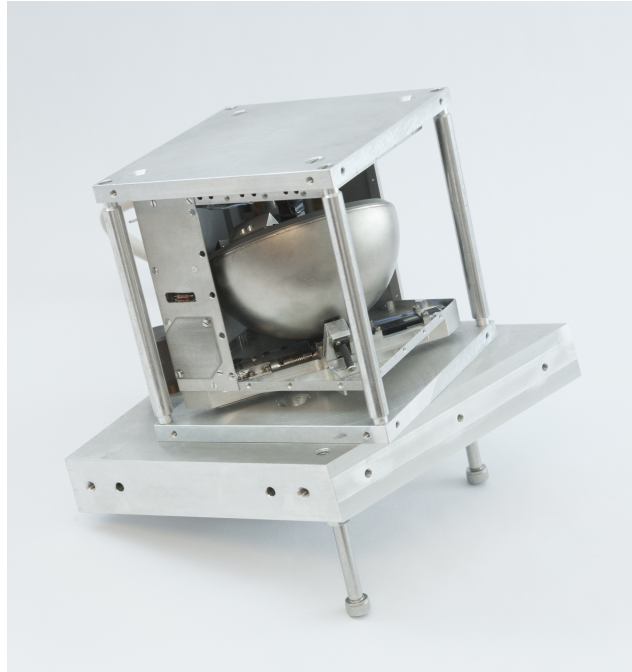


FIGURE 1.37 – Photographie du sismomètre Optimism de la mission Mars96. ©IPGP/Hervé Piraud

Lors des années 1990 également, un autre projet pour Mars voit le jour, mais de portée internationale cette fois (France, Etats-Unis, et de nombreux pays d'Europe). Celui-ci s'appelle NetLander et consiste à déployer sur Mars un réseau de 4 stations identiques chacune équipée entre autres de deux sismomètres (Harri et al. 1999; Dehant et al. 2004). Le positionnement de ces 4 stations avait pour objectif de constituer un réseau permettant de trianguler les données afin de localiser les sources sismiques. Pour cela, 3 stations devaient être posées à environ 1000 km de distance entre-elles et la dernière beaucoup plus éloignée. Le premier sismomètre devait être sensible aux signaux de courte période (bande passante de 100 mHz à 50 Hz) et le deuxième, nommé SEISM, aux signaux de longue période (bande passante de 10 mHz à 10 Hz). Ce sismomètre deux axes (Lognonné et al. 2000) est l'ancêtre direct du sismomètre de la mission InSight décrit plus bas. Mis à part les pendules, une des similarités avec le sismomètre martien actuel était l'enfermement dans une sphère sous vide censée protéger les pendules des fluctuations thermiques importantes (notamment diurnes) à la surface de Mars. Ce projet était malheureusement greffé à une mission de retour d'échantillons, trop coûteuse et complexe technologiquement. Elle fut alors annulée au début de la décennie suivante car la NASA se retira du projet, et NetLander n'a jamais trouvé de transporteur remplaçant.

Ces exemples cités montrent la difficulté d'effectuer des études sismiques sur Mars et le manque de données qui subsiste encore à ce jour. Cependant, ces expériences n'ont pas découragé les sismologues planétaires et leur envie de détecter des signaux sismiques sur Mars n'en est que plus forte aujourd'hui. De plus, les instruments précédemment pensés et construits ont permis d'atteindre aujourd'hui avec le sismomètre d'InSight des performances jamais égalées pour des instruments autres que terrestres. C'est donc pleine d'espoir que la communauté attend le départ de la mission en mai 2018.

1.4.4 La mission InSight

Le Projet

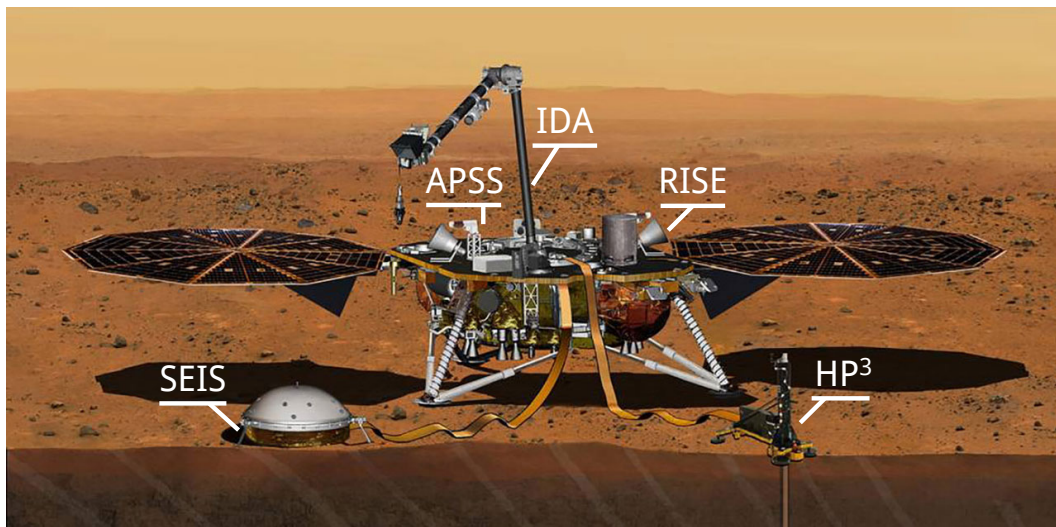


FIGURE 1.38 – Image de synthèse de l'atterrisseur InSight et ses instruments, dont l'allure et les technologies principales ont été empruntées à l'atterrisseur de la mission Phoenix. ©NASA/JPL

Comme vu précédemment et malgré un certain nombre de visites autour et sur la planète Mars, la communauté scientifique n'a jamais réussi à contraindre entièrement et parfaitement la structure et la composition de son intérieur. Pourtant, elle a déjà fourni beaucoup d'efforts afin de concevoir des prototypes de sismomètres destinés à être déposés sur Mars. Pour rappel, même si cela ne fut pas concluant les atterrisseurs Viking contenaient chacun un sismomètre. La mission Mars96 dont le lanceur fut perdu contenait elle aussi un sismomètre, conçu cette fois par l'équipe de recherche en planétologie du laboratoire IPGP de Paris. L'instrument fut alors repropulé à de nombreuses reprises pour différents projets de missions martiennes comme Net-Lander mais ces missions n'ont finalement jamais vu le jour. Elles ont cependant permis d'apporter à chaque fois des améliorations sur l'instrument. La dernière occasion s'étant présentée pour faire de la sismologie sur Mars fut le projet InSight, finalement sélectionné par la NASA dans son programme Discovery en août 2012. Ce programme concerne les missions à petit budget consacrées à l'exploration du Système Solaire, c'est-à-dire ne dépassant pas 450 millions de dollars (sans compter le coût du lancement). InSight est la douzième mission de ce programme.

InSight signifie "Interior Exploration using Seismic Investigations, Geodesy, and Heat Transport" et a pour objectif scientifique (commun avec les précédentes missions Viking et Mars96) d'analyser la structure interne de Mars afin de mettre en évidence les processus fondamentaux de formation et d'évolution des planètes telluriques du Système Solaire. Cette mission consistera également à déterminer le taux d'activité sismique de la planète et son flux d'impact (Barnert et al. 2013). Pour répondre à ces objectifs, l'atterrisseur InSight effectuera les premières investigations géophysiques approfondies jamais réalisées à la surface de Mars. Ces recherches fourniront, espérons-le, des informations "clés" sur la composition et la structure interne de cette jumelle de la Terre ayant traversé, depuis sa formation il y a environ 4.6 milliard d'années, des

stades d'évolution similaires à notre planète. Les résultats précis attendus d'InSight concernent :

- l'épaisseur et la structure de la croûte martienne,
- la composition et la structure du manteau,
- la taille, la composition et l'état physique du noyau,
- le profil thermique interne de Mars,
- le taux et la distribution de l'activité sismique interne,
- le taux d'impact en surface.

Pour répondre à ces objectifs, InSight contient 2 instruments principaux : SEIS et HP³, ainsi que quelques instruments secondaires, cités sur la Figure 1.38. HP³ (Heat flow and Physical Properties Package) est une sonde de chaleur de subsurface qui s'enfoncera jusqu'à 5 m sous la surface et destinée à mesurer le flux de chaleur de l'intérieur de la planète. Elle permettra également de déterminer quelques propriétés du régolithe local grâce à l'étude de sa pénétration dans le sol (Kedar et al. 2017). SEIS (Seismic Experiment for Interior Structure) est le sismomètre de la mission qui sera décrit en détail à la suite de cette partie. Parmi les autres instruments de la mission, RISE est un instrument de géodésie radiométrique et a pour but de déterminer la précession et nutation de l'axe de rotation de la planète. IDA (Instrument Deployment Arm) est un bras robotique présent pour le déploiement de SEIS et HP³. Il est doté d'une caméra technique IDC (Instrument Deployment Camera) censée cartographier l'espace de travail afin d'aider les scientifiques à choisir les sites adéquats pour déposer les deux instruments, et secondée par ICC (Instrument Context Camera) qui est fixe et placée sous le pont de l'atterrisseur. L'instrument Fluxgate est le premier magnétomètre qui sera posé à la surface de Mars et APSS (Auxiliary Payload Sensor Suite) est une station météorologique complète pouvant caractériser l'influence de l'environnement sur les mesures de SEIS. Enfin, InSight contient également un rétro-réfecteur laser, LaRRi (Laser RetroReflector for InSight), destiné à faire de la géodésie précise sur Mars dans le futur. En effet, cet instrument passif ne pourra être utile que lorsqu'un satellite équipé d'un laser sera envoyé autour de Mars. La durée de vie de la mission une fois sur le sol martien est prévue pour une année martienne (équivalente à deux années terrestres), avec une marge de 50% supplémentaire.

La mission InSight aurait dû être lancée en mars 2016, ce qui programmait un atterrissage en septembre 2016. Malheureusement, le lancement fut reporté à la fenêtre martienne suivante (en mai 2018) à cause d'une fuite de la sphère de SEIS.

SEIS et les VBBs

SEIS est l'un des deux instruments principaux de la mission InSight (Lognonné et al. 2018; Lognonné & Pike 2015). Ce sismomètre est conçu pour mesurer l'activité sismique sur une large gamme de fréquence : de 0.05 mHz jusqu'à 50 Hz. En réalisant ces mesures, il permettra de contraindre davantage la structure interne de la planète Mars, de cartographier son activité tectonique actuelle et de mesurer le flux de météorites avec une précision jamais atteinte pour cette planète. L'instrument SEIS est donc composé de trois sismomètres uni-axiaux indépendants appelés VBBs (Very Broad Band) et destinés aux signaux longue période (bande passante de 0,01 Hz à 1 Hz), et de trois sismomètres SPs (Short Period) prévus pour détecter les signaux de basse période (bande passante de 0,1 Hz à 50 Hz). Les gammes de mesure de ces 2 types d'instrument se chevauchent partiellement pour permettre une redondance de mesure et un étalonnage croisé entre capteurs. Les 3 VBBs uni-axiaux ainsi que les 3 SPs sont disposés respectivement dans 3 directions de l'espace afin de concevoir pour chaque type un sismomètre

1 Contexte

"3 axes". Ces 6 capteurs sont montés sur une structure appelée LVL (ou "Leveling System" en anglais) qui peut être considérée de manière simplifiée comme une table à trois pieds. Cet ensemble SEIS sera placé sur le sol de Mars à l'aide du bras robotique de l'atterrisseur une fois le site du sismomètre identifié. Un bouclier de protection thermique et de vent appelé WTS (Wind and Thermal Shield) viendra ensuite recouvrir l'instrument pour le protéger. L'ensemble SEIS est représenté sur la Figure 1.39.

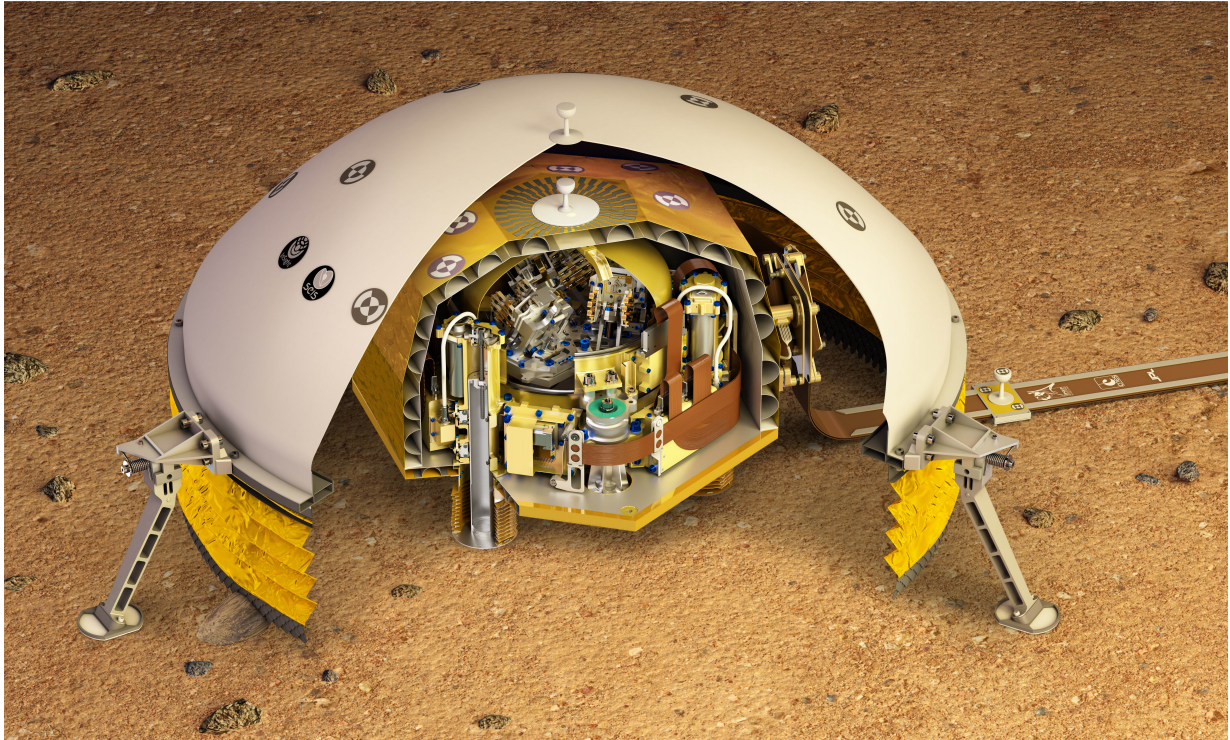


FIGURE 1.39 – L'instrument SEIS dans sa globalité. Le bouclier thermique et de vent (WTS) ainsi qu'un des SPs sont visibles à l'extérieur de la sphère. A l'intérieur : la sphère sous vide contenant les pendules (VBBs). La sphère est maintenue par le LVL dont les pieds ne sont pas représentés. ©IPGP/David Ducros

Les VBBs ont été conçus par l'IPGP et le CNES et construits au sein de l'entreprise SODERN. Leur fonctionnement est légèrement différent de la technologie générale des sismomètres terrestres et s'appuie sur le principe d'un pendule inversé. Comme pour n'importe quel sismomètre terrestre, le VBB voit sa partie mobile osciller sous l'effet d'une vibration du sol et par rapport à un bâti fixe (Figure 1.40). La liaison entre la partie mobile et la partie fixe est gérée par un ressort lamellaire plat, mis en évidence sur la Figure ?? et l'articulation indépendante entre la partie mobile et la partie fixe du VBB est réalisée grâce à un pivot à lamelles qui constitue l'axe de rotation du pendule (Figure 1.42). Celui-ci a été conçu spécifiquement pour cet instrument dans l'objectif d'éviter les frottements et ainsi de permettre à la partie mobile d'effectuer des mouvements de très faible amplitude. Le ressort applique également en permanence une force de rappel sur la masse mobile ce qui assure l'équilibre du pendule en évitant que cette dernière ne cède définitivement à la force de gravité.

Un capteur DCS (Differential Capacity Sensor), constitué de deux électrodes fixes et d'une électrode mobile placée entre ces deux dernières, permet de mesurer les mouvements du sol.

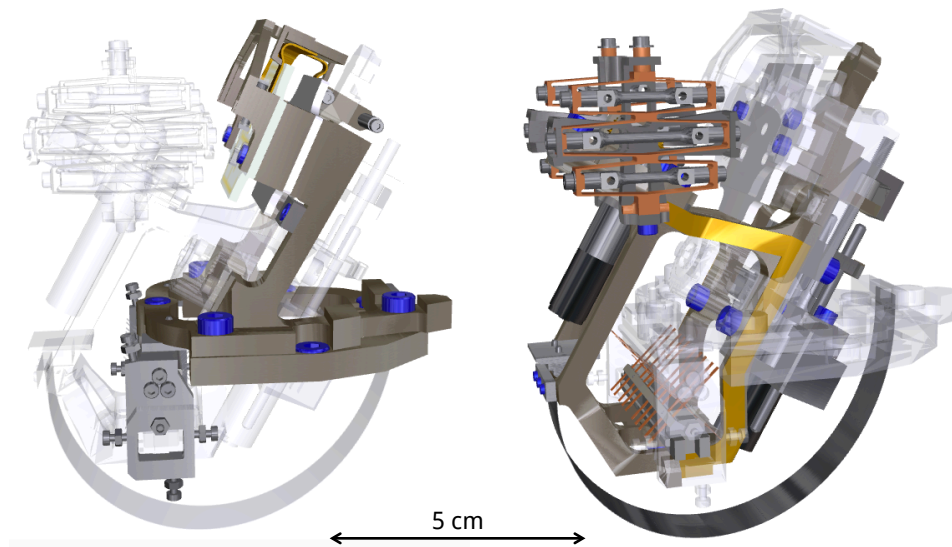


FIGURE 1.40 – Visualisation des parties fixe (à gauche) et mobile (à droite) du capteur VBB. ©IPGP/David Ducros

Celui-ci se trouve à l'extrémité opposée du pivot car la partie mobile du pendule peut se déplacer librement entre deux zones du bâti fixe, dans un espace appelé entrefer où se trouve l'électrode mobile. La mesure réalisée est celle de la différence de capacité électronique entre une électrode fixe d'un côté et l'électrode mobile, puis entre cette dernière et l'autre électrode fixe de l'autre côté de l'entrefer (Figure 1.41(a)). Comme vu précédemment dans l'évolution de la technologie des sismomètres, un système de contre-réaction a été ajouté (Figure 1.41(b)). Celui-ci permet de ramener la partie mobile sur sa position d'équilibre à chaque mouvement. C'est ce signal de rappel que l'instrument mesure en réalité et qui permettra de reconstituer le signal sismique. Cette contre-réaction augmente les performances du sismomètre, plus particulièrement pour les mouvements lents du sol. De plus, un dispositif d'équilibrage motorisé (Figure 1.41(c)) est présent à l'arrière de chaque pendule permettant d'ajuster très précisément la position d'équilibre de la partie mobile. Celui-ci sera aussi utilisé afin de régler l'instrument pour fonctionner sous gravité martienne (pour rappel, environ 3 fois plus faible que sur Terre) et palier à la dérive mécanique éventuelle de la masse mobile due à la fatigue²¹. Finalement, contrairement aux pendules terrestres on trouve aussi un mécanisme de compensation thermique TCDM (Thermal Compensation Device Mechanism) visible sur la Figure 1.41(d). Ce dispositif passif permet d'ajuster le centre de gravité de l'ensemble du pendule si celui-ci fluctue en fonction des variations de température. Il est présent sur chaque pendule car même si la technologie de SEIS a été pensée dans le but de s'affranchir au maximum des fluctuations thermiques (sphère de faible émissivité, protection thermique RWEB (Remote Warm Enclose Box), bouclier thermique WTS), celles-ci sont inévitables.

Le pivot du pendule ne permet qu'un mouvement unidirectionnel ce qui signifie que le VBB n'est sensible au mouvement du sol que dans une seule direction de l'espace. Comme vu précédemment, afin de réaliser un sismomètre 3 axes les 3 pendules sont disposés dans 3 directions différentes de l'espace. Cependant, la logique voudrait qu'un des VBBs soit disposé de manière

21. Endommagement d'une pièce sous l'effet d'efforts répétés.

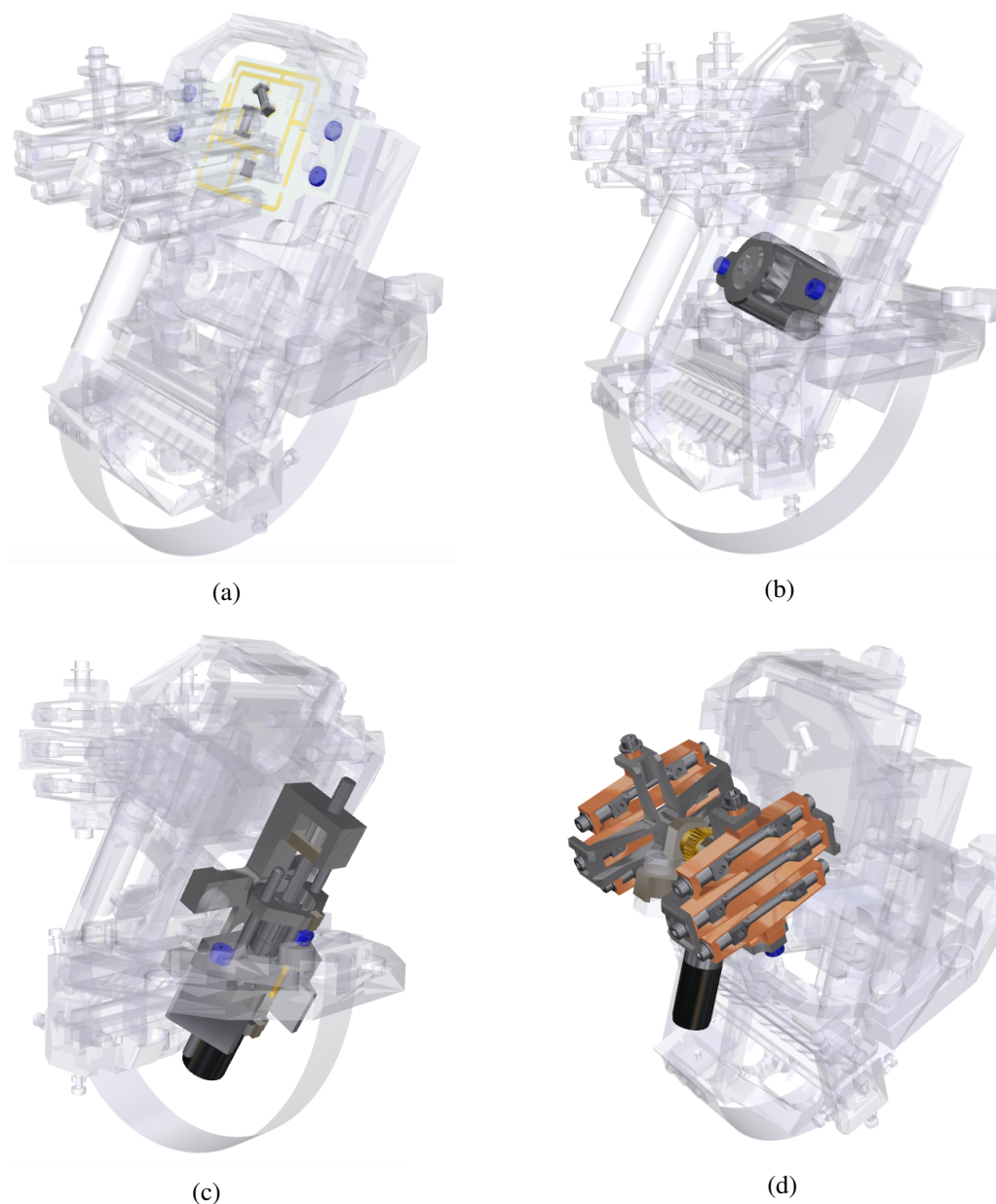


FIGURE 1.41 – Visualisation du capteur DCS (a), de la contre-réaction (b), du dispositif d'équilibrage motorisé (c) ainsi que du système de compensation thermique TCM (d) dans la configuration globale du VBB. ©IPGP/David Ducros

à mesurer le mouvement vertical et que les deux autres soient sensibles aux deux composantes horizontales restantes mais une autre disposition permet d'augmenter le rapport signal sur bruit de l'instrument. En effet, par leur inclinaison spécifique n'importe quel mouvement du sol martien pourra être détecté par les 3 pendules ce qui permettra d'analyser 3 mesures pour chaque mouvement et ainsi de reconstituer sa direction.

De par son design de pendule inversé, le VBB est un système très instable. Celui-ci doit donc être équilibré de manière parfaite. Mais cette instabilité lui offre une plus grande sensibilité qu'un pendule classique même avec une masse mobile de faible poids (190 grammes). Le capteur SP, lui, a une masse épreuve de 1 gramme seulement. A noter que les meilleurs capteurs

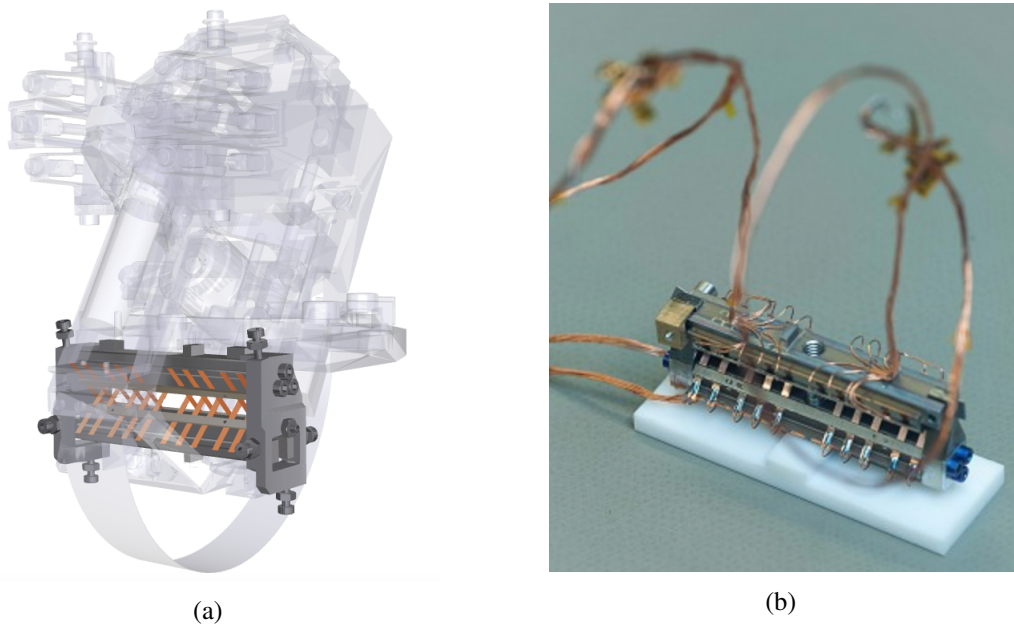


FIGURE 1.42 – Photographie du pivot à lamelle (a) et visualisation de celui-ci dans la configuration globale du VBB (b). ©IPGP/David Ducros

terrestres possèdent une masse d'au minimum 1 kg (Collette et al. 2012). Le bruit brownien du SP est de $3.10^{-9} \text{ m/s}^2/\sqrt{\text{Hz}}$ et celui du VBB de l'ordre de $2.10^{-10} \text{ m/s}^2/\sqrt{\text{Hz}}$, soit donc un facteur de 15 entre les deux. Ce bruit est proportionnel à \sqrt{MQT} (avec M la masse et QT l'amortissement) ce qui donne après application numérique un coefficient de 13,5 qui montre que le bruit de plancher est infiniment lié à la masse d'épreuve. Le VBB (sous vide) est moins amorti que le SP (sous atmosphère de 10 mbar). Réalisé pour fonctionner dans l'environnement martien bien plus hostile que celui de la Terre, SEIS présente des performances peu éloignées de celles des meilleurs sismomètres terrestres. Et même si ses performances sont moins bonnes que le meilleur instrument de notre planète proposé sur le marché, ce dernier est dix fois plus lourd et demande une puissance électrique très élevée. De plus, même si beaucoup de dispositifs compris dans les VBBs sont une technologie aussi utilisée sur Terre (comme le pivot ou encore le ressort), ceux-ci ont été conçus spécialement pour cet instrument martien, et certaines technologies ont également été pensées spécifiquement, ce qui le rend alors véritablement unique.

Les 3 SPs de l'instrument SEIS, conçu par l'Imperial College de Londres et l'Université d'Oxford, sont présents pour mesurer les ondes sismiques de fréquence supérieure au Hertz. Ces capteurs venant augmenter la bande de fréquence de mesures du sismomètre SEIS sont très petits (de la taille d'une pièce de 1 euro) et très légers (environ 1 gramme). Tout comme les VBBs, ils permettent de mesurer les vibrations du sol dans les 3 directions de l'espace mais ceux-ci ne sont par contre pas inclinés (un SP vertical et deux horizontaux) et peuvent fonctionner même dans le cas d'une mise à niveau à l'horizontale par le LVL non optimale. Ces SPs sont susceptibles d'être prochainement optimisés pour de futures missions spatiales (Pike et al. 2017) comme par exemple une mission sur Europe, afin d'atteindre un objectif de bruit de $1.10^{-10} \text{ m/s}^2/\sqrt{\text{Hz}}$.

En ce qui concerne les bruits de l'instrument SEIS, celui-ci sera soumis à 4 grosses contri-

butions pouvant être utilisées scientifiquement pour déterminer certaines propriétés du sol martien. Tout d'abord, l'instrument est censé fournir des mesures très précises de l'inclinaison du sol étant due aux variations thermiques (cycle diurne martien), au chargement statique de l'atterrisseur ainsi qu'aux fluctuations de pression associées à l'activité atmosphérique de la couche limite. Ces sources citées génèrent donc du bruit sismique (Murdoch et al. 2017; Mimoun et al. 2017). A longue période, la majorité du bruit sera lié aux variations de température à la surface et influera sur la réponse des VBBs. Ces bruits vus par les VBBs comme du signal sismique réel pourront être utilisés pour déterminer certaines propriétés du sol comme par exemple le module de cisaillement de la subsurface (Kenda et al. 2017; Murdoch et al. 2017; Lorenz et al. 2015).

Un autre bruit présent pour l'instrument est le bruit micro-sismique (dans la gamme 1 Hz-30 Hz) qui correspond au signal sismique des ondes de surface de haute fréquence piégées dans les couches supérieures de régolithe. Ces ondes peuvent être générées par des vents qui sont d'ailleurs couramment observés sur Terre et posent parfois problème pour placer les sismomètres terrestres. Ils ont également été observés sur la Lune, excités par des "thermal cracks"²². Ces signaux seront donc enregistrés à la fois par les VBBs et les SPs et pourront peut-être être utilisés pour déterminer la vitesse de phase des ondes de surface concernées (Fayon et al. 2018).

Un troisième type de bruit sera associé à la fonction de transfert du LVL. En effet, le LVL a certaines résonances propres dont une est comprise dans la gamme de mesure de SEIS. Celle-ci est liée aux propriétés élastiques et à la rigidité du sol au niveau des 3 points de contact entre le LVL (ses pieds) et la surface, ce qui pourrait éventuellement permettre de déterminer ces propriétés (Fayon et al. 2018).

Finalement, la surveillance sismique des signaux générés par le pénétrateur HP³ permettra d'effectuer une expérience sismique active d'une source localisée et proche faisant bouger la surface jusqu'à une profondeur de 5m. SEIS pourra ainsi détecter à la fois des ondes P, S et de surface mais aussi des réflexions possibles sur les couches internes.

1.4.5 Enjeux instrumentaux pour la sismologie planétaire

La description de l'instrument SEIS montre que faire de la sismologie sur d'autres corps du Système Solaire nécessite de relever un certain nombre de défis technologiques. En effet, les sismomètres terrestres de haute performance ne peuvent malheureusement pas être réutilisés pour le spatial puisque ceux-ci sont trop lourds, peu résistants aux chocs et aux variations de températures, ainsi que trop gourmands en énergie pour une mission spatiale. Un autre enjeu important est la mesure de très petits déplacements du sol à basse fréquence qui n'est pas l'objectif majeur sur Terre mais l'est pour le planétaire puisque ces déplacements sont les signaux sismiques principaux sur les autres planètes du Système Solaire. Comme vu lors du chapitre précédent, l'un des enjeux principaux de la sismométrie est la connaissance complète et précise de la fonction de transfert d'un sismomètre (expérimentale et théorique). C'est elle qui, en effet, permet ensuite de déterminer le mouvement du sol à partir du signal électrique que retourne l'instrument et c'est un des aspects de la conception d'un instrument qui a sollicité beaucoup de recherches dans le passé. Actuellement, la recherche concerne le développement et la conception de nouveaux types d'instruments dotés de meilleures performances pour la mesure des mouvements du sol, notamment en terme de sensibilité, linéarité, stabilité, d'encombrement et de niveau de bruit, et notamment pour répondre aux attentes de la sismologie planétaire. Même

22. Fissures thermiques dues aux variations de température

si les VBBs InSight sont les sismomètres spatiaux les plus performants jamais construits à ce jour pour la mesure de signaux sismiques à basse fréquence et à moindre encombrement, les simulations montrent, en revanche, qu'ils ne permettraient pas de mesurer tout le signal sismique lunaire qui intéresse à ce jour les sismologues planétaires (Figure 1.33). Il semble donc nécessaire de construire un nouveau type de capteur (partie du sismomètre définie dans la Figure 1.24) pour sismomètre planétaire répondant à la demande.

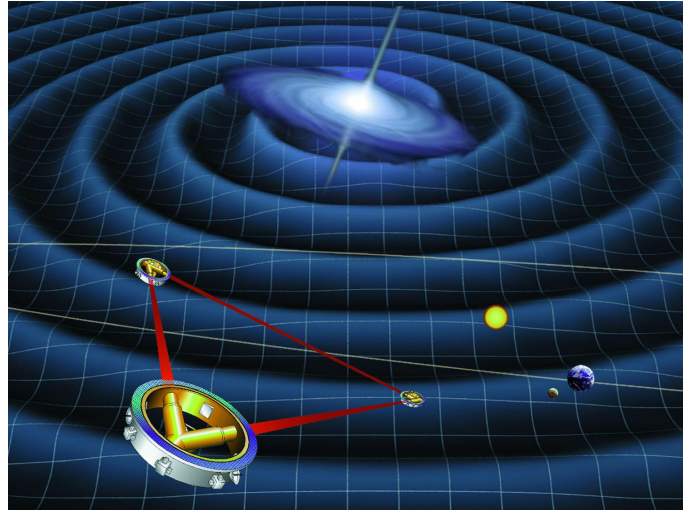


FIGURE 1.43 – Illustration NASA du projet LISA. ©NASA

De gigantesques prouesses technologiques ont vu le jour ces dernières années afin de mesurer des ondes de très faible amplitude à basse fréquence mais dans un autre domaine que celui de la sismologie. Il s'agit du domaine des ondes gravitationnelles, prédites par Albert Einstein en 1916 et qui découlent de sa théorie de la relativité générale (Einstein 1916, 1918). Selon lui, les objets de masses extrêmes étant accélérés dans l'Univers peuvent produire des ondes qui se propagent à la vitesse de la lumière dans le vide en déformant sur leur passage l'espace-temps. Mais d'après Einstein, les ondes gravitationnelles ne pourraient jamais être mesurées par l'homme par manque d'instruments suffisamment performants. En effet, l'ordre de grandeur du déplacement de l'espace engendré par le passage d'une onde gravitationnelle est infime et pendant la première année de cette thèse, la prévision négative d'Einstein était toujours vérifiée. Cependant en 2016, la communauté scientifique s'enflamme et l'annonce tombe après des mois d'embargo : l'instrument américain LIGO (Harry & LIGO Scientific Collaboration 2010) a mesuré sa première onde gravitationnelle le 14 septembre 2015, celle-ci étant issue de la fusion de deux trous noirs, quelque part dans l'Univers (Abbott et al. 2016). Cette annonce a donc eu lieu 100 ans après la prédiction de l'existence des ondes gravitationnelles par Einstein. La détection fut possible après plus de 50 ans de travaux sur la réalisation de plusieurs détecteurs et sur la réduction maximale du bruit de mesure de ces instruments, notamment dans la gamme de mesure des plus faibles fréquences. Lors de la première détection de l'instrument LIGO (sensible entre quelques dizaines de Hertz et 1 kHz), le déplacement maximum mesuré fut de l'ordre de $2 \cdot 10^{-18}$ m sur une longueur totale de 4 km, soit un déplacement relatif de 10^{-21} m qui correspond à environ mille fois moins que la taille d'un noyau d'atome. C'est le fonctionnement, en réseau, du détecteur européen VIRGO (Accadia et al. 2011; Acernese et al. 2015), basé à Pise, avec les deux détecteurs de LIGO qui a permis la première observation "multi-messagers" d'un évènement astrophysique. D'autres instruments sont actuellement implantés dans le monde et

d'autres projets sont en cours de développement pour envoyer des détecteurs dans l'espace. C'est le cas du projet LISA (Figure 1.43) qui surveillera les ondes gravitationnelles de basse fréquence du ciel (de 0.1 mHz à 1 Hz) grâce à la mise en place d'une constellation de 3 satellites en orbite héliocentrique (Amaro-Seoane et al. 2012). La technique de mesure des ondes gravitationnelles s'appuie sur l'utilisation de l'optique et plus précisément de l'interférométrie laser. Cette technique ayant ainsi fait ses preuves en termes de mesures de déplacements de très faible amplitude à basse fréquence via la détection des ondes gravitationnelles, une question se pose : celle-ci peut-elle être adaptée pour la conception des sismomètres de "demain" ? De plus, le projet LISA en cours de développement ouvre des perspectives sur une utilisation spatiale de ce type de technologie. La problématique de cette partie du sujet de thèse est donc : l'interférométrie laser peut-elle être la solution au problème des mesures sismiques sur les autres corps du Système Solaire ? Et l'un des objectifs principaux afin d'offrir une première réponse à cette problématique est donc de faire une étude de faisabilité de cette solution optique pour la mesure des signaux sismiques de très faible fréquence.

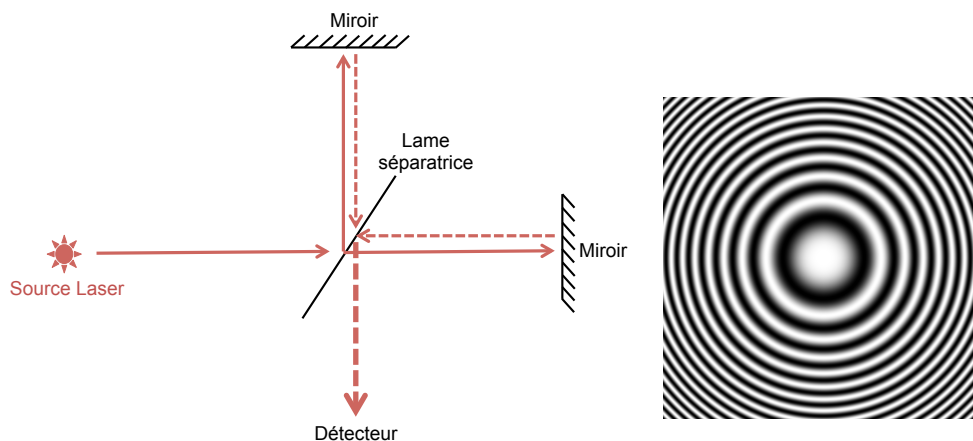


FIGURE 1.44 – Schéma de principe d'un interféromètre de Michelson et un type de figure d'interférences observée sur le port de sortie, lorsque le faisceau éclairant l'interféromètre est divergeant.

Les détecteurs terrestres d'ondes gravitationnelles s'appuient donc sur une technologie qui, même si légèrement modifiée, est basée sur le principe de l'interférométrie de Michelson. Il existe plusieurs types d'interféromètres dont celui de Michelson (Figure 1.44) pour lequel un faisceau laser est émis et envoyé sur une lame séparatrice (surface semi-réfléchissante permettant de séparer un faisceau en deux parties). Chacun des deux faisceaux résultant est envoyé sur un miroir plan sur lequel il se réfléchit pour faire le chemin inverse. Les deux faisceaux séparés constituent les "bras" de l'interféromètre. Ils sont ensuite recombinaison au niveau de la séparatrice et continuent leur chemin ensemble en direction du détecteur (caméra, écran, ou autre). Ce détecteur affiche alors une figure d'interférence, qui peut être rectiligne ou sous forme d'anneaux comme dans l'exemple donné sur la Figure 1.44. L'écart entre les anneaux dépend des courbures des fronts d'onde des deux faisceaux qui interfèrent, et de la longueur d'onde du laser utilisé. On appelle interférences "constructives" les franges les plus brillantes et "destructives" les plus sombres (celles n'affichant finalement aucune lumière). Cette figure d'interférence permet d'obtenir des renseignements sur la différence de chemin optique parcouru par les deux différents faisceaux, ce qui peut alors permettre d'observer un rétrécissement ou un allonge-

ment d'un des bras de l'interféromètre. Dans le cas d'une détection d'onde gravitationnelle sur Terre, la mesure se fait uniquement dans l'axe (c'est-à-dire au centre de la figure de diffraction donnée) et grâce à un asservissement sur la longueur des bras. En effet, la rétroaction nécessaire pour garder une frange noire est une mesure indirecte du passage de l'onde. De plus, les bras des interféromètres au sol sont en réalité des cavités Fabry-Perot²³, permettant ainsi d'augmenter la sensibilité.

L'utilisation de l'interférométrie pour le développement de détecteurs sismiques a déjà été pensée et mise en place auparavant. En effet, Gardner et al. (1987) améliorent de 20 dB le seuil de détection du signal sismique par rapport aux sismomètres conventionnels en développant un sismomètre interférométrique à fibre optique. Zumberge et al. (2010) développent un nouveau sismomètre vertical fonctionnant avec une masse et un ressort mais dont la lecture du déplacement est réalisée grâce à un interféromètre. Ce système de lecture est associé à un sismomètre commercial existant (STS1) et les tests réalisés montrent une bonne fidélité en terme de bruit et de signal. L'électronique a donc été remplacé par de la fibre optique ce qui permet l'utilisation de ce capteur dans un forage. Chery et al. (2011) proposent un design d'interféromètre de type Fabry-Perot extrinsèque tout fibre insensible aux perturbations externes (variations de contrainte, déformation de température, ...) et très sensible aux vibrations du sol au dessus de 1 Hz. Le but du développement de cet instrument est, à long terme, de simplifier la surveillance des volcans et autres activités sismiques. Un prototype d'inclinomètre de forage à pendule simple basé sur des capteurs de déplacement interférométriques à fibre laser est plus tard proposé par Chawah et al. (2015) pour du plus basse fréquence. En effet, des tests souterrains réalisés ont permis de mesurer le signal de marée terrestre. Les avantages des capteurs optiques pour une application terrestre sont :

- moins de maintenance nécessaire sur les instruments,
- plus de précision dans la mesure du déplacement du sol,
- l'utilisation de la fibre optique en remplacement des câbles électroniques a des avantages en termes de coût, de canaux de données, de poids, et de bruit induits par l'électronique à proximité du capteur,
- l'absence d'électronique embarquée implique une bonne fiabilité et robustesse de l'instrument.

De plus, l'asservissement (s'il y a) est également optique, et non plus mécanique, pour ce type d'instruments ce qui permet notamment de s'affranchir d'un certain nombre de difficultés techniques de conception. Un des inconvénients principaux du sismomètre optique est la dérive par rapport à la sensibilité thermique (une dilatation de la cavité induit une déformation mécanique). Ce problème peut éventuellement être supprimé si la dilatation est symétrique (par exemple, 2 cavités parfaitement symétriques qui se dilateraient exactement de la même façon).

Tous les instruments cités précédemment ont à chaque fois été développés dans le cadre d'une application terrestre. L'idée de cette thèse est donc de concevoir les premières idées d'un détecteur sismique optique spatialisable à longue période et doté de performances accrues. La méthode utilisée est différente des projets cités précédemment et se base sur la stabilisation d'une fréquence laser. Cette procédure est nécessaire dans le développement technologique des détecteurs d'ondes gravitationnelles, de la physique atomique, ou encore de la mesure précise

23. Cavité optique constituée de deux miroirs semi-réfléchissants plans et parallèles à hauts coefficients de réflexion. La lumière entrante effectue des allers-retours à l'intérieur et ressort partiellement à chaque réflexion. Les rayons sortants interfèrent entre eux et produisent des anneaux d'interférence.

1 Contexte

du temps. L'idée dont découle les travaux de cette thèse est que s'il existe des méthodes permettant de stabiliser une fréquence laser très précisément, alors elles peuvent être à l'inverse utilisées pour détecter toute fluctuation minimale de fréquence. Cette thèse va donc s'appuyer sur une des méthodes de stabilisation laser appelée PDH (Pound-Drever-Hall) et basée sur l'utilisation de cavités optiques. Cela permettra de concevoir les prémices d'un sismomètre planétaire optique. Un dispositif optique va donc être réalisé dans l'objectif d'observer une fluctuation de la fréquence d'un faisceau laser lors du mouvement du sol. Cela pourrait alors permettre de mesurer le signal sismique.

Dans le cas du spatial, les contraintes ne sont pas les mêmes et l'utilisation de l'optique a donc encore d'autres avantages :

- la diminution du bruit
- un minimum de composants, ce qui rend le système plus léger et moins perturbé,
- une cavité petite et donc un comportement similaire à un corps rigide (ce qui permet de s'affranchir des vibrations perturbatrices du sol).

Le cas de la Lune en particulier est intéressant puisque le vide est "gratuit" (pas d'atmosphère) ce qui permet de s'affranchir des difficultés liées au frottement fluide du sismomètre. De plus, la nuit lunaire est thermiquement stable ce qui est un avantage comparé à la mission InSight. En effet, un certain nombre de bruits thermiques sont susceptibles de poser problème sur Mars. La gravité est aussi beaucoup plus faible sur la Lune ce qui implique un moindre effet de "tilt", venant souvent perturber la mesure sismique sur Terre.

L'objectif final concernant ce futur sismomètre optique dont un prototype doit être développé dans cette thèse est d'améliorer d'un facteur 100 la résolution des VBBs InSight (actuellement de 4 pm à 1 Hz).

MODELE DU LVL INSIGHT

Sommaire

2.1	Le LVL	52
2.2	Problématique	56
2.3	Construction du modèle	60
2.3.1	Translation	60
2.3.2	Rotation	62
2.3.3	Moments d'inertie	63
2.3.4	Implémentation numérique	63
2.4	Validation	66
2.4.1	Vérification de l'hypothèse de poids négligé	66
2.4.2	Validation du modèle numérique	68
2.5	Applications	76
2.5.1	Modélisation des risques de saturation	76
2.5.2	Performances de l'instrument SEIS	77
2.5.3	Vitesse de phase des ondes de surface	82
2.5.4	Inversion des propriétés du sol martien	85
2.6	Conclusion et perspectives	89
2.6.1	Détermination des résonances sur Mars	89
2.6.2	Détermination des propriétés du régolithe avec le bras robotique	90
2.6.3	Modélisation du LSA	90

2.1 Le LVL

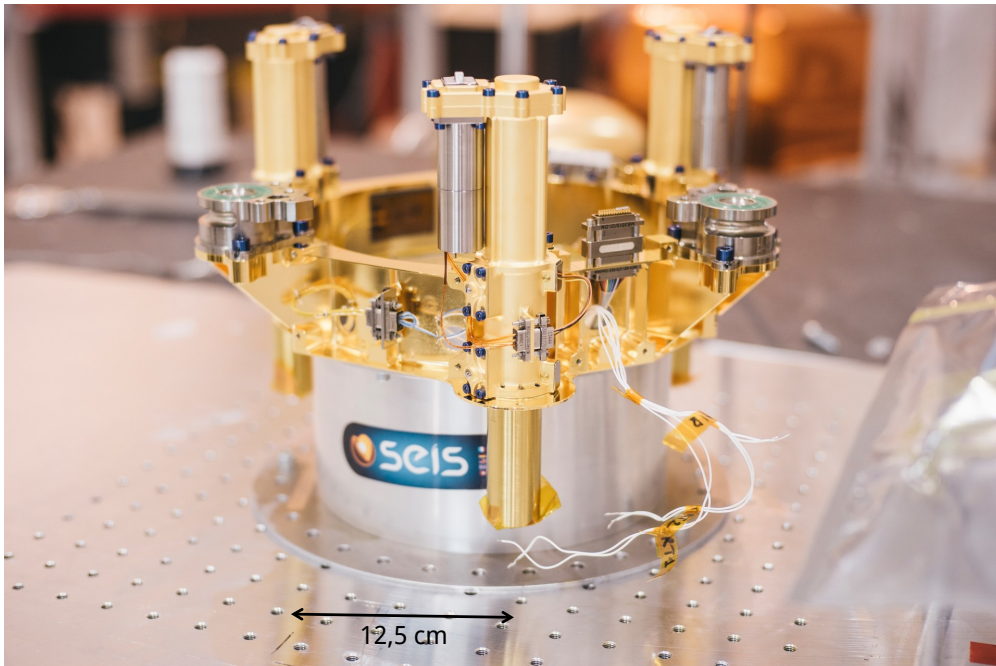


FIGURE 2.1 – Photographie du LVL FM (modèle de vol). ©IPGP

SEIS est l'un des deux instruments principaux de la mission InSight. Il contient un système de nivellement appelé LVL, ressemblant à une table à 3 pieds (Figure 2.1). Celui-ci a été conçu par les ingénieurs et scientifiques du MPS (Max Planck institute for Solar system research) de Göttingen. Le but du LVL est double : il doit d'abord assurer le placement à l'horizontale des 6 capteurs sismiques de SEIS sur le sol martien dans des conditions locales inconnues à l'avance. Cela doit permettre de garantir le bon fonctionnement des VBBs ultra sensibles et d'assurer la surveillance de l'inclinaison de l'ensemble des capteurs sur le sol de Mars avec une exigence de $0,1^\circ$ pour le nivellement global. De plus, le LVL permettra de fournir le couplage mécanique entre les capteurs et le sol. En effet, ce placement direct des capteurs sismiques sur la surface de Mars offrira une amélioration énorme de la qualité d'enregistrement par rapport à la dernière expérience sismique sur Mars effectuée par la mission Viking. Pour rappel, les sismomètres de la mission Viking se trouvaient chacun sur un atterrisseur où le niveau de bruit le jour (le bruit étant très faible la nuit) était alors très élevé à cause des vibrations de la structure globale dues au vent et de l'enregistrement des autres instruments. De plus, le comportement mécanique des atterrisseurs n'étant pas bien connu, cette disposition dégradait fortement le couplage mécanique entre les sismomètres et le sol rendant alors l'interprétation des mesures compliquée.

Le LVL est donc une structure de nivellement constituée d'une partie mécanique, d'un moteur (MDE) présent pour actionner les pieds motorisés, et de la carte électronique de ce moteur. En plus de commander la structure LVL pendant le nivellement, l'électronique du LVL peut également permettre de faire fonctionner deux tiltmètres indépendants placés sur celui-ci. La partie mécanique contient 3 jambes d'actionnement linéaire maintenues par un anneau de 25 cm de diamètre (appelé aussi "bague") dans lequel la sphère renfermant les VBBs vient prendre place (Figure 2.2). Les capteurs VBBs et SPs sont respectivement montés à l'intérieur (dans la

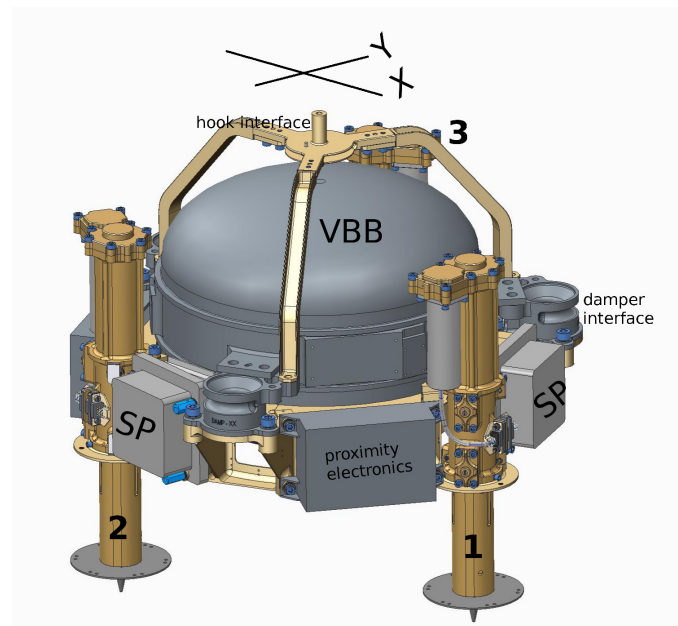


FIGURE 2.2 – Vue 3D de l’ensemble de l’instrument SEIS : la structure LVL, la sphère à vide contenant les VBBs, les capteurs SPs à droite de chaque jambe du LVL, et les électroniques de proximité des VBBs. Le système de coordonnées et la numérotation des jambes sont indiqués sur le schéma.

sphère) et sur l’anneau. Leurs électroniques de proximité contenues dans des boîtes appelées RWEB (Remote Warm Enclose Box) se trouvent également sur la bague du LVL et les jambes sont vissées dessus à deux endroits différents : au niveau des limites supérieure et inférieure de celle-ci. Les jambes sont chacune constituées d’un tube extérieur fixe et d’un tube intérieur amovible pouvant rentrer et sortir de 59 mm en dehors du tube extérieur. Ce mouvement se fait le long d’une broche guidée par un ressort et un système de roulement à billes (Figure 2.3). Ce système permet le placement nivelé des capteurs grâce au mouvement indépendant des jambes sur des pentes allant jusqu’à 15°, cette valeur correspondant à l’inclinaison locale maximale estimée pour le site d’atterrissage d’InSight (Golombek et al. 2017). Des pieds en forme de cônes sont ajoutés aux jambes du LVL afin d’assurer son positionnement sur le régolithe martien.

Le design des pieds du LVL (Figure 2.4) est le résultat d’expériences faites sur des analogues de régolithe martien, effectués par P. Delage à l’Ecole Nationale des Ponts et Chaussées de Paris, à l’aide d’un dispositif de pénétration spécialement développé. Dans le cadre de la mission InSight, les pieds nécessitent en effet de fournir un contact stable ainsi qu’un bon couplage mécanique entre l’ensemble de l’instrument SEIS et le sol du site d’atterrissage, ce dernier étant probablement constitué d’une couverture régolithique de sable fin basaltique à faible cohésion (ou sans cohésion du tout) avec un faible pourcentage de roches estimé (Golombek et al. 2017; Warner et al. 2017). L’analogue de régolithe pour les tests a été fourni par le JPL (Jet Propulsion Laboratory) et consiste en un mélange de MMS (Mojave Mars Simulant) contenant des sédiments alluviaux et des grains ignés du désert de Mojave, avec de la pierre ponce basaltique tamisée à 2 mm. Une série d’essais préliminaires avec des cônes de 20 mm de longueur et de diamètres maximaux de 20 mm et 30 mm a montré que la pénétration maximale ne pouvait pas être obtenue. Deux cônes alternatifs de un diamètre maximum inférieur (10 mm) et de longueurs 10 mm et 20 mm ont alors été conçus pour atteindre une pénétration complète. Des tests

2 Modele du LVL InSight

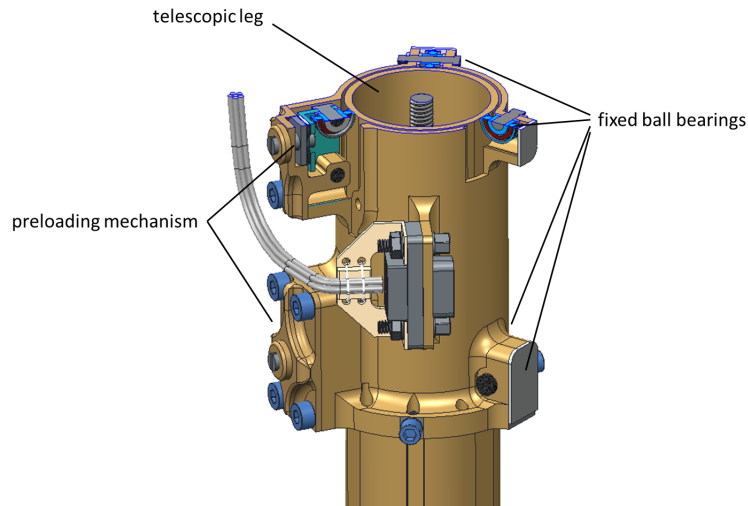


FIGURE 2.3 – Dispositif mécanique des jambes du LVL leur permettant de coulisser pour obtenir une hauteur différente.

de chargement ont également été effectués et les dimensions optimales du cône ont été déterminées : ceux-ci ont donc une longueur de 20 mm avec un diamètre maximum de 10 mm. Au départ, la forme conique n'était pas privilégiée pour les pieds du LVL puisque les ingénieurs pensaient que, comme pour les sismomètres terrestres, cela conduirait à un basculement de la structure sur un sol trop sablonneux. Pour palier à ce problème et fournir un meilleur couplage il a finalement été décidé d'ajouter un disque métallique rond de 60 mm de diamètre à l'extrémité supérieure de chaque cône (Figure 2.4).

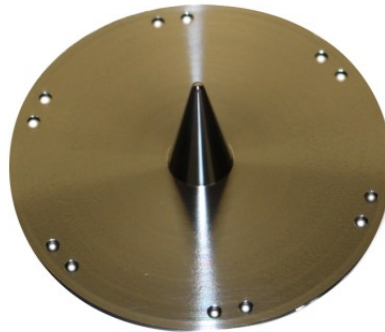


FIGURE 2.4 – Photographie représentant une vue de dessous d'un des pieds du LVL.

Les 3 capteurs VBBs sont contenus dans la sphère à vide placée au centre de l'anneau central de la structure LVL et leurs axes de sensibilité sont tous inclinés de 30° par rapport à l'horizontale. Concernant les capteurs SPs placés sur la bague à droite de chaque jambe, deux d'entre eux ont un axe de sensibilité horizontale et le troisième un axe de sensibilité verticale. Le placement de tous les capteurs sismiques de l'instrument sur les axes principaux (X,Y) définis pour la structure LVL est représenté sur la Figure 2.5. Les VBBs, ainsi que les SPs, sont respectivement séparés entre eux de 120° .

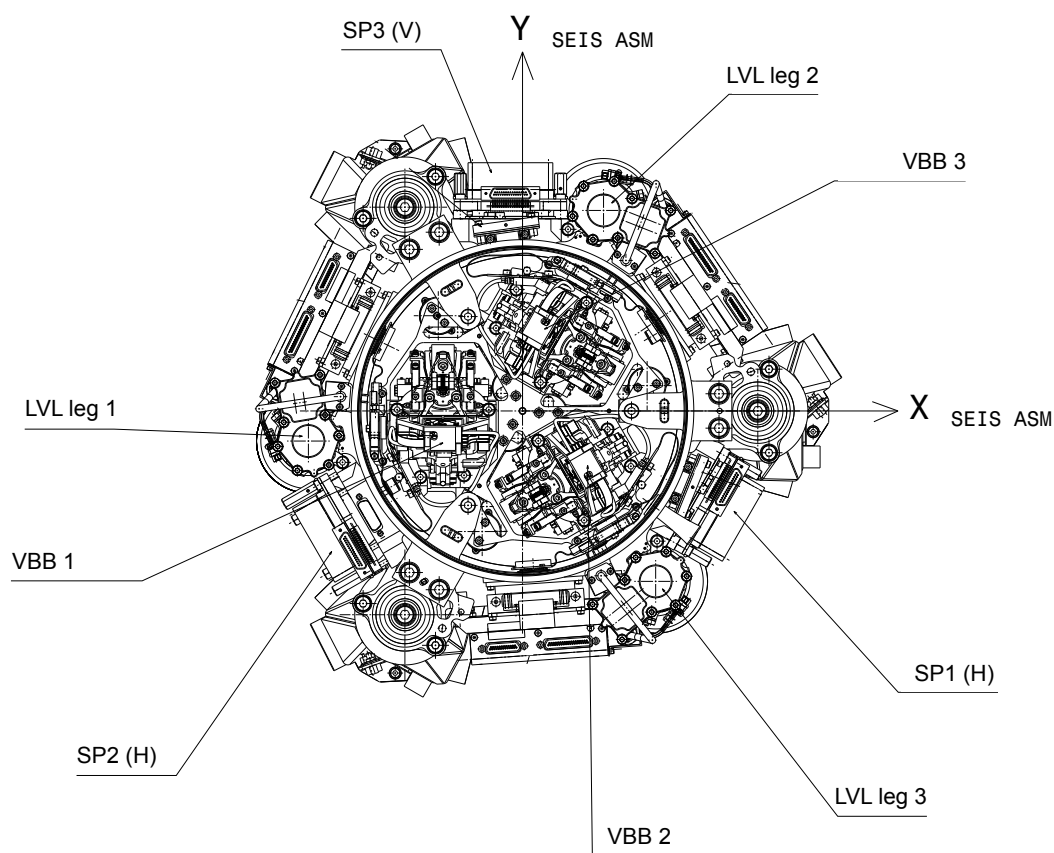


FIGURE 2.5 – Plan d'une vue de dessus du LVL et de l'intérieur de la sphère de l'instrument SEIS. La partie circulaire externe représente l'anneau de la structure LVL ainsi que ses 3 jambes séparées de 120° et numérotées dans le sens horaire. Les 3 capteurs SPs sont placés à droite de chaque jambe et sont séparés entre eux du même angle. Au centre, l'intérieur de la sphère contient les 3 capteurs VBBs également séparés de 120° .

Pendant le voyage vers Mars, le LVL sera fixé sur l'atterrisseur via des amortisseurs attachés à son anneau qui seront ensuite libérés une fois l'atterrissage terminé et avant le déploiement des instruments. Une interface en forme de crochet attachée au dessus de la structure LVL (Figure 2.2) permettra ensuite au bras robotique de l'atterrisseur de saisir et déployer l'instrument SEIS sur le sol de Mars. Le lien électronique entre l'instrument et l'atterrisseur se fait grâce à un câble appelé "tether" qui vient se poser lentement sur le sol de Mars lorsque l'instrument est déployé. Ce câble est fixé au LVL via le LSA (Load Shunt Assembly), système pyrotechnique qui permettra, une fois l'instrument positionné sur le sol de Mars, de découpler mécaniquement l'instrument du câble.

2.2 Problématique

Comme tout le mouvement du sol martien sera transféré aux capteurs de SEIS (SPs et VBBs) via le LVL, il est important de bien comprendre les caractéristiques techniques de cette structure pour pouvoir anticiper son comportement mécanique et ainsi son influence sur l'enregistrement des ondes sismiques par l'instrument. Car en effet, si les résonances propres du LVL se trouvent dans la gamme de sensibilité de SEIS, celles-ci peuvent perturber la mesure du signal sismique. La sensibilité de ce type des capteurs est définie par leur fréquence de Nyquist (notée F_N), c'est-à-dire la fréquence maximale du signal pouvant être enregistré. Par définition, le Nyquist correspond à la moitié de la fréquence d'échantillonnage (notée f_s) du capteur, soit $F_N = f_s/2$. La fréquence d'échantillonnage de SEIS ne sera pas toujours la même mais dans le cas maximal, les SPs devront acquérir des données à 100 coups par seconde, autrement dit $f_s = 100$ Hz. Il est donc important de repérer si certaines résonances du LVL se trouvent en dessous du Nyquist de 50 Hz. Il est également vraisemblable que durant la phase de pénétration de l'atterrisseur, les filtres anti-repliement des SPs seront modifiés et transformés en des filtres passe bande 50-100 Hz. Ces filtres généreront donc un repliement pour une acquisition à 100 coups par seconde, mais ce dernier ayant lieu sur une bande sans énergie (0-50 Hz), il sera donc de fait possible d'avoir des signaux entre 50 et 100 Hz, ce qui peut poser problème car les résonances propres du LVL peuvent y être encore plus importantes.

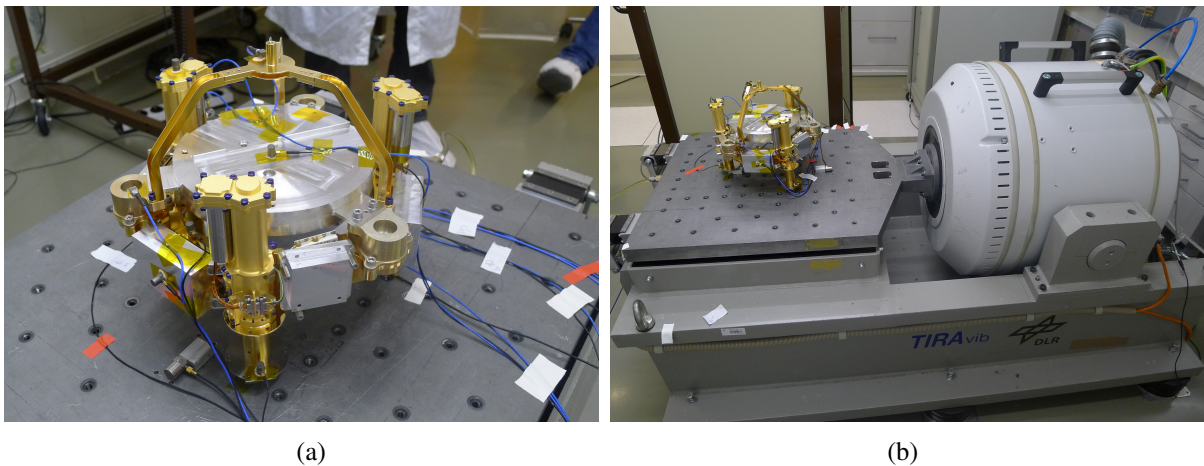


FIGURE 2.6 – Configuration de test de la structure LVL (modèle de vol) sur pot vibrant pour la mesure de sa fonction de transfert sismique sous excitation forcée. (a) montre les détails de la configuration de mesure avec un disque central en métal (permettant d'atteindre une masse totale proche de la configuration finale de l'instrument SEIS), l'interface du crochet pour le bras robotique et les accéléromètres miniatures fixés à différents endroits. (b) est une vision globale de l'installation sur la table vibrante.

Des tests en laboratoire ont été effectués sur le LVL afin de calculer sa fonction de transfert dans 5 configurations différentes, testant à chaque fois une structure LVL de plus en plus complète par rapport à la version finale qui partira sur Mars. Tout d'abord, des tests sous vibrations du modèle FM (Flight Model) au DLR (le centre spatial allemand) de Bremen ont permis de mesurer sa fonction de transfert lors d'une excitation forcée (Figure 2.6). Ensuite, des tests dans la salle blanche du MPS (Max Planck institute for Solar system research) à Göttingen utilisant le bruit ambiant comme source sismique ont été réalisés sur le LVL FM pour différentes longueurs

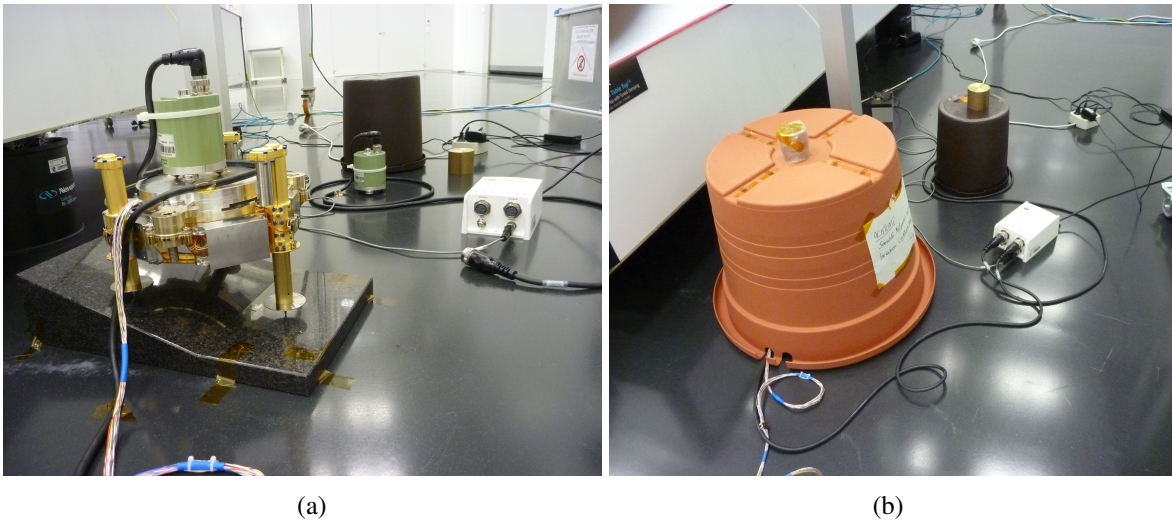


FIGURE 2.7 – La structure LVL pendant la mesure de sa fonction de transfert en salle blanche au MPS. (a) montre l'installation de test avec un sismomètre Trillium compact disposé sur une plaque métallique placée au centre de l'anneau du LVL afin d'effectuer la mesure, et une plaque inclinée en granite afin de simuler l'inclinaison du sol. En arrière plan, un sismomètre de "référence" est disposé. (b) Configuration après installation d'un saut en plastique isolant le dispositif de mesure des perturbations externes.

de jambes et différentes inclinaisons de la plateforme par rapport au sol (Figure 2.7). Une autre mesure similaire a été effectuée au CNES (Centre National d'Etudes Spatiales) à Toulouse dans une configuration du LVL à l'horizontale, avec une masse plus faible mais incluant d'autres dispositifs de l'instrument final : c'est-à-dire le tether, les amortisseurs ainsi qu'une partie des RWEB. Trois autres tests au CNES ont été réalisés sur du sable dans trois configurations de tilt différentes (un test à 0° , un autre à 5° puis un test à 15°) du LVL QM (Qualification Model), avec à nouveau le tether. Ceux-ci ont permis de mesurer la fonction de transfert de la structure posée sur un sol moins rigide. Finalement, la fonction de transfert du LVL a aussi été déterminée en utilisant les mesures des deux SPs horizontaux installés sur le LVL FM, incluant la sphère, les boîtes de l'électronique de proximité, le tether, les amortisseurs ainsi qu'une partie des RWEB (Figure 2.8). Il est important de noter que lors de chacune des configurations de mesure venant d'être citées, des résonances horizontales de la structure LVL comprises entre 35 Hz et 50 Hz (valeur dépendant de la configuration de test) ont été observées. Ces fréquences se trouvant sous le Nyquist de l'instrument il semble important de pouvoir les déduire des mesures de SEIS une fois l'instrument sur Mars. Pour faire cela, une modélisation de la fonction de transfert du LVL pouvant être paramétrée en fonction des conditions de mesures semblerait être un bon outil. Il est donc nécessaire d'étudier si un modèle mécanique de la structure LVL peut être réalisé de façon à retrouver numériquement les résonances horizontales observées en laboratoire afin de les déduire du signal sismique une fois l'instrument SEIS placé sur le sol martien.

La «mole» HP³ est, pour rappel, le deuxième instrument principal de la mission InSight. C'est une sonde de flux de chaleur souterraine qui sera placée à quelques mètres de SEIS et pénétrera le sol martien jusqu'à 5m de profondeur par petit pas de 1mm dans sa descente, ce qui correspond à une accélération de 1 m/s^2 à 500 Hz. Ce mouvement générera ainsi des milliers de

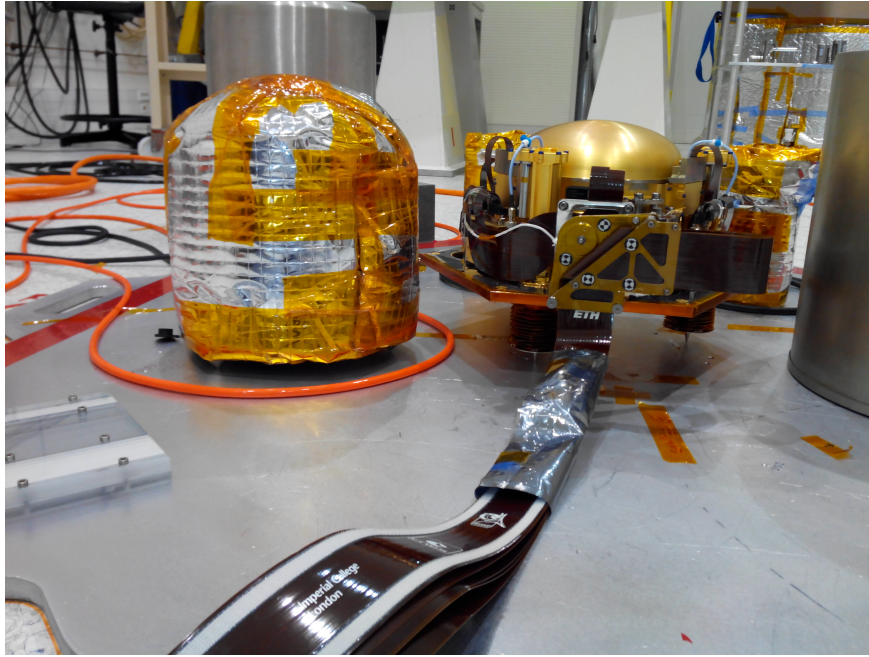


FIGURE 2.8 – Configuration du dernier test du LVL effectué au CNES avec les deux SPs horizontaux. Il est possible d’apercevoir sur cette photo la sphère, le tether (en premier plan), le LSA au bout du tether et fixé sur le LVL, ainsi que les amortisseurs sur les pieds du LVL.

signaux sismiques qui seront enregistrés par SEIS, c’est pourquoi il semble important d’étudier si cette fréquence de fonctionnement pourrait exciter certaines résonances du LVL. Un accéléromètre est présent dans la mole et permettra donc de récupérer sa fonction de transfert. La connaissance de cette fonction de transfert pourra faciliter le travail de traitement des données sismiques lorsqu’il faudra étudier (ou retirer) le signal sismique généré par HP³. De plus, le LVL ayant un design similaire au tripode, le signal sismique mesuré par les capteurs peut-être considéré comme la moyenne de l’accélération du sol induite par HP³ et détectée à travers les 3 pieds (Kedar et al. 2017). Le LVL agit donc comme un filtre passe-bas (de fréquence de coupure $f_c=400$ Hz) puisque les signaux de faible longueur d’onde ne seront pas vus de la même manière au niveau des 3 pieds (ayant 3 localisations différentes sur le sol). Cet effet réduira probablement l’amplitude du signal mesuré par SEIS au début de la phase de pénétration.

L’idée de cette partie de la thèse est donc de développer un modèle analytique simplifié de la structure du LVL reproduisant le plus fidèlement possible son comportement mécanique réel. Ce modèle permettra de calculer numériquement les modes propres du LVL et sa fonction de transfert et ainsi d’étudier son influence sur les enregistrements des VBBs et des SPs une fois sur le sol de Mars. Il a été remarqué lors de la validation du modèle que cette fonction de transfert, c’est-à-dire les fréquences et amplitudes des résonances horizontales du LVL, dépend non seulement de sa configuration mais aussi du couplage entre celui-ci et le sol. Une idée est donc apparue plus tard pour utiliser les résonances du LVL observées dans les sismogrammes mesurés sur Mars pour aider à contraindre les propriétés de la subsurface proche et plus précisément l’élasticité du sol sur le site d’atterrissage d’InSight.

De plus, une modélisation numérique de la distribution spatiale des 6 capteurs de SEIS sur la

structure LVL, ainsi que de leurs directions de sensibilité respectives, peut permettre de simuler la réponse de l'instrument SEIS dans les trois directions de l'espace à la fois en translation et en rotation. Cela démontre la possibilité de reconstruire le mouvement total du sol martien dans une certaine gamme de fréquences. Des informations supplémentaires sur les propriétés de sous-surface peuvent ainsi être obtenues en utilisant les signaux sismiques haute fréquence générés par la pénétration de la mole HP³. En effet, si l'instrument SEIS est capable de mesurer la rotation du sol alors une application des principes de la sismologie rotationnelle (voir Partie 1.2) peut permettre de déterminer la vitesse de phase des ondes de surface en calculant les dérivées spatiales du champ d'onde.

Le modèle construit dans le cadre de cette thèse est inspiré d'une méthode de détection et de compensation des conditions de couplage incohérentes lors d'acquisitions sismiques proposée par Bagini & Brajas-Olalde (2007). En effet, ces derniers ont étudié le couplage de géophones 3 axes montés sur 3 pieds et en particulier l'impact de ces pieds lorsqu'ils ne sont pas totalement enfoncés dans le sol. Le modèle construit lors de cette thèse est dans un premier temps comparé aux données de tests en laboratoire du LVL au MPS et au CNES afin de confirmer sa fidélité par rapport au comportement réel de la structure. Puis, une étude de ses différents résultats est faite. En effet, comme indiqué précédemment celui-ci pourrait permettre de corriger les mesures sismiques de l'instrument SEIS, de déterminer quelques propriétés du sol martien par inversion des données quand l'instrument sera placé sur la planète, et également être utilisé pour comparer les réponses des SPs et VBBs montés sur le LVL, les combiner et en déduire la vitesse de phase des ondes de surface de Mars.

2.3 Construction du modèle

Quatre éléments caractérisent le modèle du LVL et représentent ses sous-systèmes : une plateforme et 3 jambes. Chaque couplage entre la plateforme et les différentes jambes est modélisé par un lien élastique dans les 3 directions de l'espace, c'est-à-dire deux ressorts horizontaux de rigidité k_h^p et un ressort vertical de rigidité k_v^p . De la même manière, chaque couplage entre le sol et les différentes jambes du LVL est décrit par les deux constantes k_h^g et k_v^g . De plus, le couple induit par le sol sur les pieds du LVL a pour notation C_h^g . Les masses et les moments d'inertie des différents sous-systèmes du LVL sont utilisées pour compléter le modèle : la masse de la plateforme M_p et son moment d'inertie J_p , et ceux des 3 jambes : m_1, m_2, m_3, J_1, J_2 et J_3 . Tous les paramètres ajustables du modèle sont listés dans la Table 2.1.

Le principe fondamental de la dynamique en translation et en rotation est appliqué à chaque sous-système du LVL. C'est-à-dire que la deuxième loi de Newton est écrite pour la plateforme et les 3 jambes, d'abord en translation, puis en rotation. La plateforme subit 3 translations tout comme l'ensemble des jambes, et 3 rotations. Les jambes, elles, ne subissent que deux rotations autour des deux axes horizontaux. En effet, pour des raisons de configuration mécanique de la structure LVL, la rotation des pieds autour de l'axe vertical Z est impossible. Le système a donc 21 degrés de liberté ce qui implique l'existence de 21 modes propres de la structure.

Dans l'étude qui suit, la force du poids est négligée. Cette hypothèse est vérifiée dans la Partie 2.4. Le référentiel utilisé pour cette étude est celui du sol à l'équilibre. Les mouvements du LVL seront donc dus au déplacement de la partie basse des pieds par rapport à l'état d'équilibre et non pas à cause des forces d'inertie. Ce positionnement par rapport à l'état d'équilibre du sol permet ainsi d'éliminer les forces statiques, en particulier le poids et la réaction du sol.

2.3.1 Translation

Plateforme

Le principe fondamental de la dynamique en translation pour la plateforme s'écrit ainsi :

$$M_p \frac{d^2}{dt^2} \overrightarrow{\Delta G_p} = \sum_{i=1}^3 \overrightarrow{\Delta F_i^+}. \quad (2.1)$$

Le terme $\overrightarrow{\Delta G_p}$ dans la dérivée seconde représente le vecteur translation du centre de masse de la plateforme et $\overrightarrow{\Delta F_i^+}$ est le vecteur de force exercé par le ressort de la jambe i sur la plateforme. L'indice p indique la plateforme et i (de 1 à 3) le numéro de la jambe concernée. Si les ressorts sont considérés isotropes :

$$\overrightarrow{\Delta F_i^+} = -k^p (\overrightarrow{\Delta P_i^+} - \overrightarrow{\Delta P_i^-}), \quad (2.2)$$

où, sachant que la plateforme est un solide non déformable, le mouvement du point P_i^+ peut être défini ainsi :

$$\overrightarrow{\Delta P_i^+} = \overrightarrow{\Delta G_p} + \overrightarrow{\Omega_p} \times \vec{d}_i, \quad (2.3)$$

et de la même manière celui de P_i^- :

$$\overrightarrow{\Delta P_i^-} = \overrightarrow{\Delta G_i} + \overrightarrow{\Omega_i} \times \vec{\pi}_i. \quad (2.4)$$

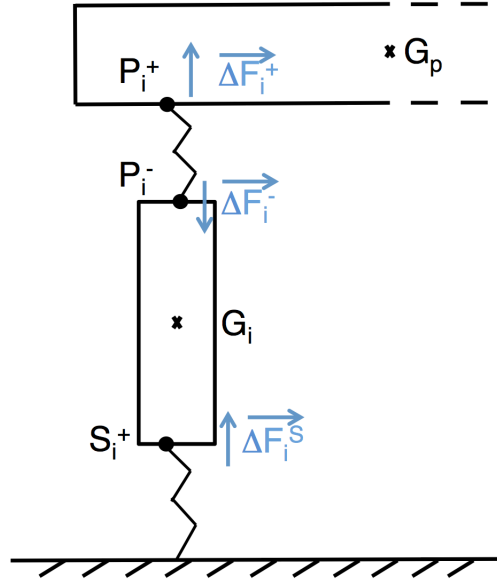


FIGURE 2.9 – Structure LVL

Dans ces expressions, \vec{d}_i est le vecteur qui part du centre de gravité de la plateforme jusqu'à l'extrémité supérieure de la jambe (au point P_i^-), et $\vec{\pi}_i$ est le vecteur partant du centre de gravité de la jambe jusqu'au point d'attache plateforme/jambe P_i^+ . En réalité dans cette étude, les points P_i^+ et P_i^- sont confondus. $\overrightarrow{\Delta G}_i$ représente le vecteur translation du centre de masse de la jambe i , $\overrightarrow{\Omega}_p$ est le vecteur rotation du centre de masse de la plateforme et $\overrightarrow{\Omega}_i$ celui de la jambe i . Dans un cas non parfait (ressorts horizontaux et verticaux de rigidités différentes), l'équation 2.2 devient :

$$\begin{aligned} \overrightarrow{\Delta F}_i^+ = & -k_h^p(\overrightarrow{\Delta G}_p + \overrightarrow{\Omega}_p \times \vec{d}_i - \overrightarrow{\Delta G}_i - \overrightarrow{\Omega}_i \times \vec{\pi}_i) - (k_v^p - k_h^p) \cdot (\overrightarrow{\Delta G}_p \cdot \vec{n} + (\overrightarrow{\Omega}_p \times \vec{d}_i) \cdot \vec{n} \\ & - \overrightarrow{\Delta G}_i \cdot \vec{n} - (\overrightarrow{\Omega}_i \times \vec{\pi}_i) \cdot \vec{n}) \cdot \vec{n}, \end{aligned} \quad (2.5)$$

où \vec{n} est le vecteur unitaire de l'axe vertical Z. Finalement, considérant les mêmes raideurs horizontales pour les différentes jambes, ainsi que les mêmes raideurs verticales, l'équation du mouvement de la plateforme en translation s'écrit :

$$\begin{aligned} M_p \frac{d^2}{dt^2} \overrightarrow{\Delta G}_p = & -3(k_h^p \cdot \mathbb{1} + (k_v^p - k_h^p) \cdot [\vec{n} \cdot \vec{n}]) \cdot \overrightarrow{\Delta G}_p + (k_h^p \cdot \mathbb{1} + (k_v^p - k_h^p) \cdot [\vec{n} \cdot \vec{n}]) \cdot (\overrightarrow{\Delta G}_1 + \overrightarrow{\Delta G}_2 \\ & + \overrightarrow{\Delta G}_3) + (k_h^p \cdot \mathbb{1} + (k_v^p - k_h^p) \cdot [\vec{n} \cdot \vec{n}]) \cdot [(\vec{d}_1 + \vec{d}_2 + \vec{d}_3) \times \overrightarrow{\Omega}_p] - k_h^p \cdot \vec{\pi}_1 \times \overrightarrow{\Omega}_1 \\ & - k_h^p \cdot \vec{\pi}_2 \times \overrightarrow{\Omega}_2 - k_h^p \cdot \vec{\pi}_3 \times \overrightarrow{\Omega}_3. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Jambes

Le principe fondamental de la dynamique en translation est ensuite écrit pour chaque jambe :

$$m_i \frac{d^2}{dt^2} \overrightarrow{\Delta G}_i = -\overrightarrow{\Delta F}_i^+ + \overrightarrow{\Delta F}_i^S, \quad (2.7)$$

2 Modele du LVL InSight

où $\overrightarrow{\Delta G_i}$ est vecteur translation du centre de masse de la jambe i, et $\overrightarrow{\Delta F_i^S}$ est la force exercée par le sol sur la jambe i. Si les ressorts sont considérés isotropes :

$$\overrightarrow{\Delta F_i^S} = -k^g(\overrightarrow{\Delta G_i} + \overrightarrow{\Omega_i} \times \vec{l}_i). \quad (2.8)$$

Dans cette expression, \vec{l}_i est le vecteur qui part du centre de gravité de la jambe i jusqu'au point S_i^+ . Finalement, dans le cas non parfait (ressorts horizontaux et verticaux de rigidités différentes) et considérant les raideurs égales entre les différentes jambes, l'équation du mouvement des jambes en translation s'écrit :

$$m_i \frac{d^2}{dt^2} \overrightarrow{\Delta G_i} = (k_h^p \cdot \mathbb{1} + (k_v^p - k_h^p) \cdot [\vec{n} \cdot \vec{n}]) \cdot \overrightarrow{\Delta G_p} - ((k_h^p + k_h^g) \cdot \mathbb{1} + ((k_v^p - k_h^p) + (k_v^g - k_h^g)) \cdot [\vec{n} \cdot \vec{n}]) \cdot \overrightarrow{\Delta G_i} - (k_h^p \cdot \mathbb{1} + (k_v^p - k_h^p) \cdot [\vec{n} \cdot \vec{n}]) \cdot \vec{d}_i \times \overrightarrow{\Omega_p} + (k_h^p \cdot \vec{\pi}_i + k_h^g \cdot \vec{l}_i) \times \overrightarrow{\Omega_i}. \quad (2.9)$$

2.3.2 Rotation

Plateforme

Le principe fondamental de la dynamique en rotation pour la plateforme s'écrit ainsi :

$$[J_p] \frac{d^2}{dt^2} \overrightarrow{\Omega_p} = \overrightarrow{G_p P_1^+} \times \overrightarrow{\Delta F_1^+} + \overrightarrow{G_p P_2^+} \times \overrightarrow{\Delta F_2^+} + \overrightarrow{G_p P_3^+} \times \overrightarrow{\Delta F_3^+}, \quad (2.10)$$

et devient après développement, au premier ordre :

$$[J_p] \frac{d^2}{dt^2} \overrightarrow{\Omega_p} = -3(k_h^p \cdot \mathbb{1} + (k_v^p - k_h^p) \cdot [\vec{n} \cdot \vec{n}]) \cdot ((\vec{d}_1 + \vec{d}_2 + \vec{d}_3) \cdot \overrightarrow{\Delta G_p}) + (k_h^p \cdot \mathbb{1} + (k_v^p - k_h^p) \cdot [\vec{n} \cdot \vec{n}]) \cdot (\vec{d}_1 \times \overrightarrow{\Delta G_1} + \vec{d}_2 \times \overrightarrow{\Delta G_2} + \vec{d}_3 \times \overrightarrow{\Delta G_3}) + (k_h^p \cdot \mathbb{1} + (k_v^p - k_h^p) \cdot [\vec{n} \cdot \vec{n}]) \cdot (\vec{d}_1 \times (\vec{d}_1 \times \overrightarrow{\Omega_p}) + \vec{d}_2 \times (\vec{d}_2 \times \overrightarrow{\Omega_p}) + \vec{d}_3 \times (\vec{d}_3 \times \overrightarrow{\Omega_p})) - k_h^p \cdot (\vec{d}_1 \times (\vec{\pi}_1 \times \overrightarrow{\Omega_1}) + \vec{d}_2 \times (\vec{\pi}_2 \times \overrightarrow{\Omega_2}) + \vec{d}_3 \times (\vec{\pi}_3 \times \overrightarrow{\Omega_3})). \quad (2.11)$$

Jambes

Le principe fondamental de la dynamique en rotation pour chaque jambe s'écrit :

$$[J_i] \frac{d^2}{dt^2} \overrightarrow{\Omega_i} = -\overrightarrow{G_i P_i^+} \times \overrightarrow{\Delta F_i^+} + \overrightarrow{G_i S_i^+} \times \overrightarrow{\Delta F_i^S}, \quad (2.12)$$

et devient après développement, au premier ordre :

$$[J_i] \frac{d^2}{dt^2} \overrightarrow{\Omega_i} = k_h^p \cdot \vec{\pi}_i \times \overrightarrow{\Delta G_p} - (k_h^g \cdot \vec{l}_i + k_h^p \cdot \vec{\pi}_i) \times \overrightarrow{\Delta G_i} - k_h^p \cdot \vec{\pi}_i \times (\vec{d}_i \times \overrightarrow{\Omega_p}) + k_h^g \cdot \vec{l}_i \times (\vec{l}_i \times \overrightarrow{\Omega_i}) + k_h^p \cdot \vec{\pi}_i \times (\vec{\pi}_i \times \overrightarrow{\Omega_i}) - C_h^g \cdot \overrightarrow{\Omega_i}. \quad (2.13)$$

Le terme $[J_i]$ représente la matrice du moment d'inertie de la jambe i et C_h^g le couple exercé par le sol sur les pieds du LVL (de rotation perpendiculaire à \vec{n}).

2.3.3 Moments d'inertie

La matrice d'inertie totale de la structure LVL est connue par les ingénieurs et celle des jambes peut facilement être calculée. Cela permet alors de retrouver la matrice d'inertie de la plateforme à l'aide de la formule suivante :

$$[J_{plateforme}] = [J_{totale}] - \sum_{i=1}^3 [J_{jambe_i/plateforme}]. \quad (2.14)$$

La matrice d'inertie des différentes jambes par rapport au repère de la plateforme $[J_{jambe_i/plateforme}]$ est calculée de la manière suivante :

$$[J_{jambe_i/plateforme}] = [J_{jambe_i/CG}] - [J_{jambeseule}], \quad (2.15)$$

où le premier terme est la matrice d'inertie de la jambe i par rapport au centre de masse de la structure (CG). Elle s'exprime :

$$[J_{jambe_i/CG}] = \begin{bmatrix} 4m_i(Y_i^2 + Z_i^2) & -4m_iY_iZ_i & -4m_iZ_iX_i \\ -4m_iX_iY_i & 4m_i(X_i^2 + Z_i^2) & -4m_iZ_iY_i \\ -4m_iX_iZ_i & -4m_iY_iZ_i & 4m_i(X_i^2 + Y_i^2) \end{bmatrix}. \quad (2.16)$$

X_i , Y_i et Z_i sont les coordonnées du centre de masse de la jambe numéro i . Le deuxième terme $[J_{jambeseule}]$ de l'équation 2.15 est ensuite calculé :

$$[J_{jambeseule}] = \begin{bmatrix} \frac{1}{4}m_i r^2 + \frac{2}{3}m_i H^2 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{4}m_i r^2 + \frac{2}{3}m_i H^2 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2}m_i r^2 \end{bmatrix}, \quad (2.17)$$

avec H et r la hauteur et le rayon de la jambe concernée.

2.3.4 Implémentation numérique

La deuxième loi de Newton appliquée à chaque sous-système de la structure LVL en translation et en rotation permet finalement de calculer numériquement la matrice de rigidité $[K]$ de taille (21x21) du problème aux valeurs propres en l'implémentant sous le logiciel Matlab. La matrice de masse $[M]$ aussi de taille (21x21) est la combinaison des masses et des moments d'inertie des sous-systèmes du LVL modélisé. Elle est également implémentée numériquement sur Matlab. Ces deux matrices permettent ainsi de calculer les modes propres du modèle de la structure LVL. Les paramètres ajustés (Table 2.1) dans le modèle numérique sont la masse totale du LVL qui fixe indirectement la masse de la plateforme, la longueur d'extraction des jambes (de leur partie coulissante) qui fixe leur longueur totale, le couple induit par le sol sur les pieds et toutes les rigidités du modèle, exceptée k_h^p qui est indirectement fixée par la longueur des jambes. En effet, il existe une relation fournie par les ingénieurs du LVL entre la longueur d'extraction des jambes du LVL et la rigidité horizontale entre ces jambes et la plateforme, représentée sur la Figure 2.10.

Le centre du repère de référence de la structure globale est considéré comme étant le centre de masse de la plateforme. La fonction de transfert du LVL est alors calculée aux coordonnées X_{CG} , Y_{CG} et Z_{CG} du centre de masse de la structure globale :

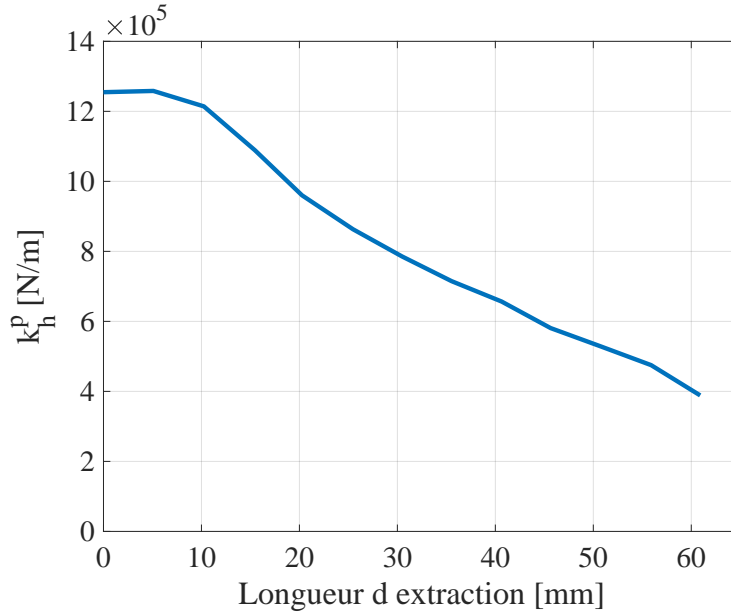


FIGURE 2.10 – Valeur de la raideur horizontale entre une jambe et la plateforme du LVL en fonction de la longueur d'extraction de la jambe.

$$\begin{aligned}
 X_{CG} &= \frac{1}{M_{tot}} \cdot ((M_p \cdot X_p) + (m_1 \cdot X_1) + (m_2 \cdot X_2) + (m_3 \cdot X_3)) \\
 Y_{CG} &= \frac{1}{M_{tot}} \cdot ((M_p \cdot Y_p) + (m_1 \cdot Y_1) + (m_2 \cdot Y_2) + (m_3 \cdot Y_3)) \\
 Z_{CG} &= \frac{1}{M_{tot}} \cdot ((M_p \cdot Z_p) + (m_1 \cdot Z_1) + (m_2 \cdot Z_2) + (m_3 \cdot Z_3))
 \end{aligned} \tag{2.18}$$

Pour faire ce calcul, un coefficient d'atténuation Q du sol est introduit, en supposant un modèle d'atténuation visqueuse, proportionnel donc à la vitesse de déplacement des pieds dans le sol. Ce paramètre est également ajustable dans le modèle et permet de modifier l'amplitude des fréquences de résonance. La réponse $[R]$ du LVL est calculée en posant le problème aux valeurs propres :

$$[R] = [P]^{-1}([K] - [M][\Omega^2])^{-1}[P][D], \tag{2.19}$$

où $[P]$ est la matrice de transfert vers la base des vecteurs propres, $[K]$ la matrice de rigidité du système, $[M]$ sa matrice de masse, ω correspond à la matrice des pulsations propres et $[D]$ représente les 3 vecteurs de déplacement du sol appliqués au niveau des 3 pieds (S_i^+). Cette réponse peut à la fois être utilisée pour calculer la vitesse de translation et de rotation 3D de la structure globale du LVL générées par le déplacement de ses pieds, et pour la mesure de l'accélération par le capteur SEIS global à 6 axes et donc sa fonction de transfert.

Paramètre	Description	Unité
M_{tot}	Masse totale	kg
m_i	Masses des différents pieds	kg
J_{tot}	Matrice d'inertie totale	kg.m ²
$ExtractedLength$	Longueur d'extraction des jambes	m
k_v^p	Rigidité verticale Plateforme-Jambe	N/m
k_v^g	Rigidité verticale Jambe-Sol	N/m
k_h^g	Rigidité horizontale Jambe-Sol	N/m
C_h^g	Couple du sol induit sur les pieds	N.m/rad
Q	Coefficient d'atténuation du sol	Sans unité

TABLE 2.1 – Paramètres fixes et ajustables du modèle.

2.4 Validation

2.4.1 Vérification de l'hypothèse de poids négligé

Le cas analytique simple suivant est considéré (représenté sur la Figure 2.11) : une structure à 2 jambes, totalement rigide, dans un espace à 2 dimensions (étude réalisée dans le plan XZ).

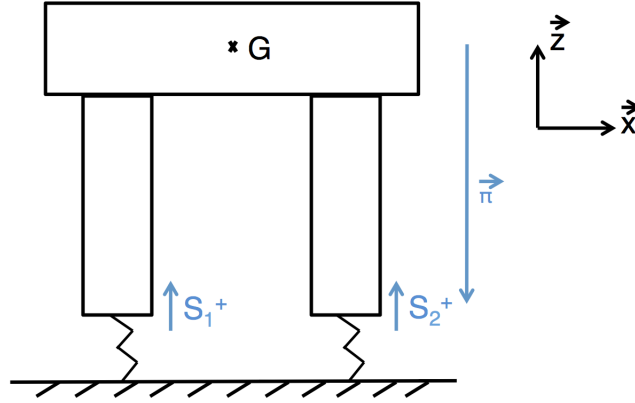


FIGURE 2.11 – Schéma très simplifié de la structure.

La force \vec{S}_i^+ exercée par le sol sur la jambe numéro i est égale à la force à l'équilibre moins le déplacement de cette jambe par rapport à sa position d'équilibre, soit :

$$\vec{S}_1^+ = \vec{S}_1^{+0} - k_1 \cdot \vec{\Delta x}_1^+ \quad (2.20)$$

De la même manière, \vec{S}_2^+ est défini pour le pied 2. A l'équilibre, la 2eme loi de Newton s'écrit ainsi :

$$M\vec{g} + \vec{S}_1^{+0} + \vec{S}_2^{+0} = \vec{0} \quad (2.21)$$

Le système étudié implique également :

$$\vec{GG} \times M\vec{g} + \vec{GS}_1^+ \times \vec{S}_1^{+0} + \vec{GS}_2^+ \times \vec{S}_2^{+0} = \vec{0} \quad (2.22)$$

En projetant l'équation 2.21 sur \vec{x} et sur \vec{z} , et en développant 2.22, cela donne les 3 équations suivantes :

$$S_1^x + S_2^x = 0, \quad (2.23)$$

$$-Mg + S_1^z + S_2^z = 0, \quad (2.24)$$

$$z_1 S_1^x - x_1 S_1^z + z_2 S_2^x - x_2 S_2^z = 0. \quad (2.25)$$

Il existe alors 4 inconnues : S_1^x , S_2^x , S_1^z et S_2^z , pour seulement 3 équations. L'hypothèse est faite qu'il n'existe aucun frottement solide (aucune force horizontale à l'équilibre), ce qui implique $S_1^x = S_2^x = 0$. Cette hypothèse est raisonnable dans la mesure où les pieds du LVL après

nivellement à $0,1^\circ$ auront automatiquement leur semelle perpendiculaire aux poids exercé par le LVL lui-même. Il restera cependant une petite contribution associée à la tension du tether qui elle aussi est minimisée par un ancrage du câble dans le sol. Le LSA participe aussi à ce découplage du LVL des forces du tether. Il reste alors 2 équations : 2.24 et 2.25, pour 2 inconnues : S_1^z et S_2^z . Les équations du mouvement sont alors écrites, hors équilibre :

$$M \cdot \frac{d^2}{dt^2} \overrightarrow{\Delta x_G} = M\vec{g} + \overrightarrow{S_1^{+0}} - k_1 \overrightarrow{\Delta x_1^+} + \overrightarrow{S_2^{+0}} - k_2 \overrightarrow{\Delta x_2^+}, \quad (2.26)$$

avec :

$$\overrightarrow{\Delta x_1^+} = \overrightarrow{\Delta x_G} + \vec{\Omega} \times \overrightarrow{GS_1}, \quad (2.27)$$

$$\overrightarrow{\Delta x_2^+} = \overrightarrow{\Delta x_G} + \vec{\Omega} \times \overrightarrow{GS_2}. \quad (2.28)$$

Ce qui donne à l'équilibre :

$$M \cdot \frac{d^2}{dt^2} \overrightarrow{\Delta x_G} = -(k_1 + k_2) \overrightarrow{\Delta x_G} - \vec{\Omega} \times (k_1 \overrightarrow{GS_1} + k_2 \overrightarrow{GS_2}). \quad (2.29)$$

L'équation du moment cinétique appliquée au centre de masse s'écrit :

$$J \cdot \frac{d^2}{dt^2} \vec{\Omega} = \overrightarrow{GS_1} \times \overrightarrow{S_1^+} + \overrightarrow{GS_2} \times \overrightarrow{S_2^+}. \quad (2.30)$$

Après développement de chaque produit vectoriel, puis linéarisation, l'expression devient :

$$J \cdot \frac{d^2}{dt^2} \vec{\Omega} = -(k_1 \overrightarrow{G_0 S_{10}} + k_2 \overrightarrow{G_0 S_{20}}) \times \overrightarrow{\Delta x_G} - (k_1 x_1^2 + k_2 x_2^2) \vec{\Omega} - (z_1 S_1^z + z_2 S_2^z) \vec{\Omega}. \quad (2.31)$$

En considérant une structure symétrique, soit $k_1 \overrightarrow{G_0 S_{10}} + k_2 \overrightarrow{G_0 S_{20}} = 2k\vec{\pi}$ et avec $\vec{\pi}$ parallèle à \vec{g} , et $x_1 = x_2$ ainsi que $S_1^z = S_2^z = Mg/2$:

$$J \cdot \frac{d^2}{dt^2} \vec{\Omega} = -(2kz_1) x_G - (2kx_1^2 + z_1 Mg) \omega. \quad (2.32)$$

avec ω la deuxième composante du vecteur $\vec{\Omega}$. Cela donne en translation, projeté sur \vec{x} :

$$M \cdot \frac{d^2}{dt^2} \overrightarrow{\Delta x_G} = -2k\vec{x}_G - 2kz_1\omega. \quad (2.33)$$

Et en translation, projeté sur \vec{z} :

$$M \cdot \frac{d^2}{dt^2} \overrightarrow{\Delta z_G} = -2kz_G. \quad (2.34)$$

Une application numérique rapide est réalisée, considérant :

$$\begin{aligned} x_1 &= 0.1m; \\ k &= 10^6 N/m; \\ z_1 &= 0.1m; \\ M &= 7kg. \end{aligned}$$

Le résultat donne alors $2kx_1^2 \simeq 2.10^4 N.m/rad$ et $z_1 Mg \simeq 1N.m/rad$ ce qui confirme l'hypothèse faite lors de la construction du modèle analytique de la structure LVL consistant à négliger le poids. En effet, le rappel généré par celui-ci est bien inférieur aux forces élastiques du sol.

2.4.2 Validation du modèle numérique

Le modèle doit ensuite être validé numériquement. Après calcul des modes propres sur Matlab, les résultats sont représentés sous la forme des graphes de la Figure 2.12.

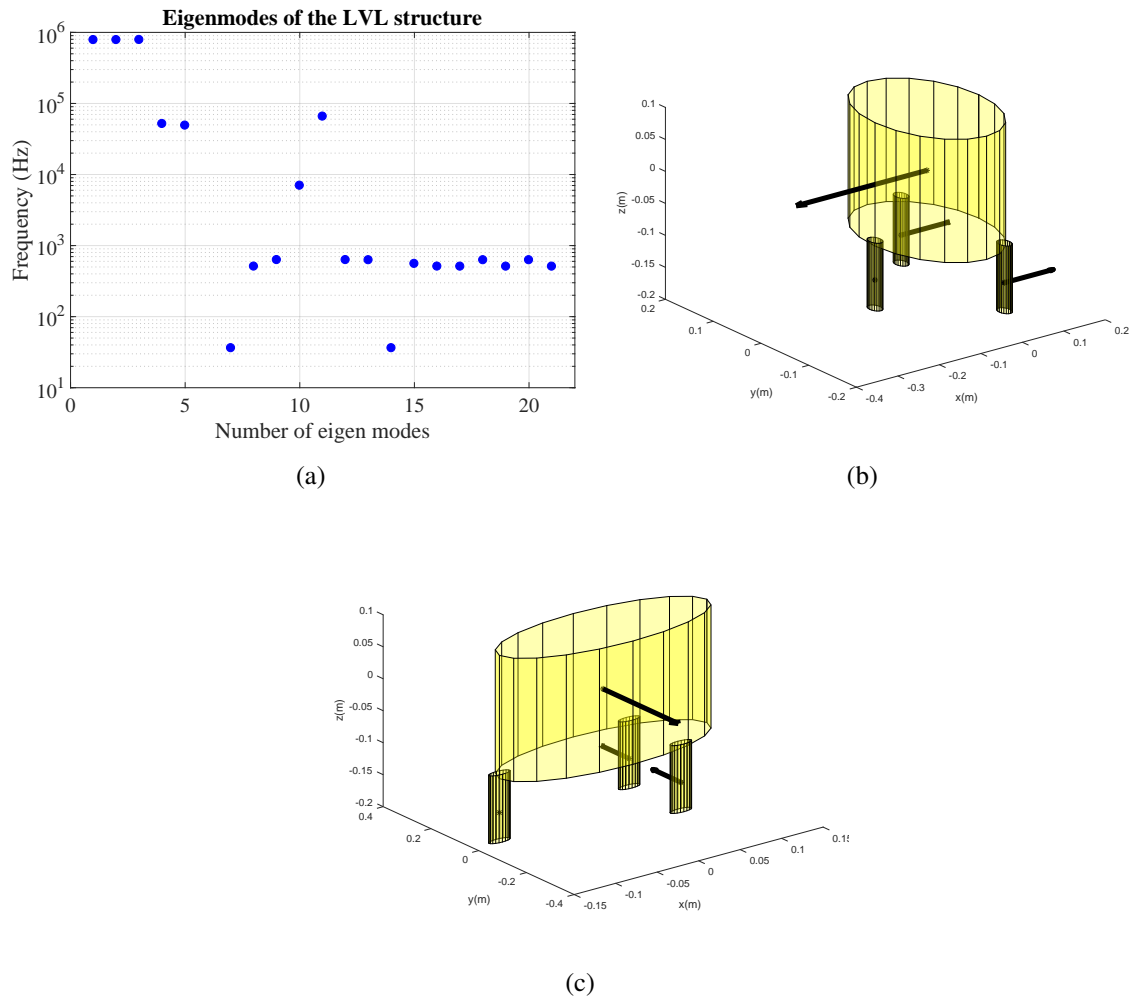


FIGURE 2.12 – (a) représente les fréquences de résonance des 21 modes propres de la structure LVL. (b) permet de visualiser un certain mode de résonance (ici il s’agit du mode numéro 14 du graphe (a)) c’est-à-dire la direction de la vibration, son sens, ainsi que la partie du LVL concernée. (c) permet de la même manière de visualiser le mode numéro 7 du graphe (a). Ces deux modes sont des modes de translation de la plateforme dans les deux directions horizontales : sur l’axe X pour la première figure, et l’axe Y pour la deuxième.

Un premier processus de validation du modèle est élaboré dans le but de vérifier la cohérence des modes trouvés sur Matlab par rapport à la structure LVL considérée. Ce plan de validation consiste à ne considérer que la translation dans un premier temps. Une structure complètement rigide et pouvant se déplacer librement à l’horizontal sur le sol est paramétrée. Numériquement, cela signifie que toutes les raideurs sont considérées infinies exceptée la rigidité horizontale du sol, k_h^g , qui est fixée à zéro. Ensuite, la complexité du mouvement est augmentée graduellement c’est-à-dire qu’à chaque nouvelle simulation une translation de la structure est relâchée. Numé-

riquement, cela signifie qu'à chaque étape de ce processus de validation, une raideur de plus est fixée à sa valeur nominale et non plus à l'infini. L'étape finale consiste à ajouter la rotation dans le modèle. Les résonances propres trouvées avec ces 6 étapes de validation sont représentées sur la Figure 2.13.

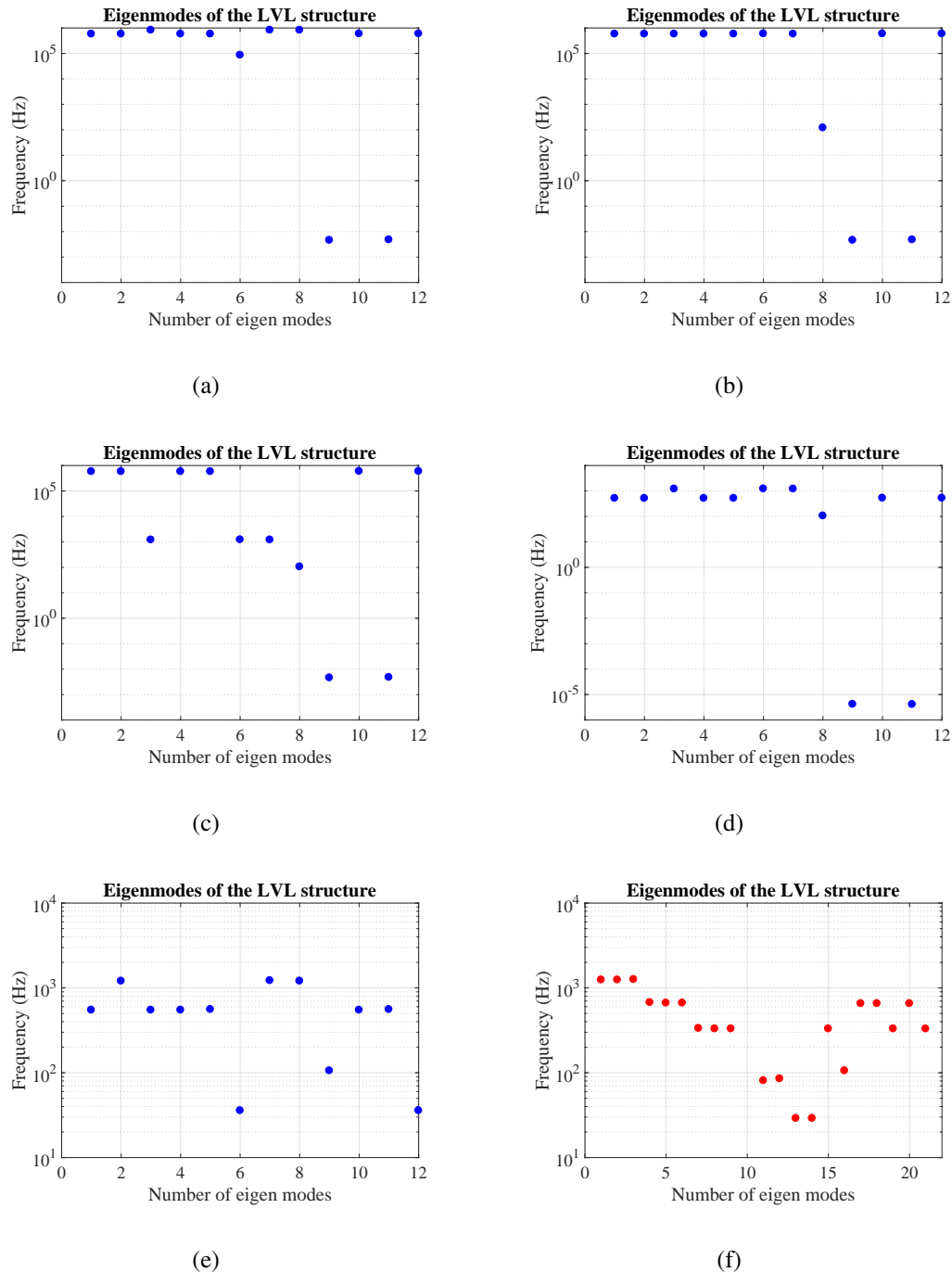


FIGURE 2.13 – Les cinq premières étapes de validation numérique du modèle représentent à chaque fois les 12 modes propres de translation de la structure LVL. La sixième étape (f) représente les 21 modes propres de la structure LVL (après ajout de la rotation dans le modèle), avec le même ajustement des paramètres que pour (e).

2 Modele du LVL InSight

Avant de calculer les modes propres du modèle dans la première configuration de translation, il est prédit de trouver deux modes séculaires orthogonaux de fréquence nulle pour lesquels la vitesse de déplacement du centre de masse est constante. Ces deux modes correspondant à une translation sur les deux axes horizontaux de la structure sont finalement trouvés : modes numéros 9 et 11 de la Figure 2.13 (a). Un autre mode de fréquence un peu moins infinie que les autres (mode numéro 6) est également observé. Celui-ci est dû à la présence de ressorts en parallèle. La deuxième étape consiste à relâcher le mouvement vertical entre le sol et les pieds, soit $k_v^g=10^6$ N/m. Un mode de translation verticale à la fréquence suivante est alors attendu :

$$\omega = \sqrt{\frac{3.k_v^g}{M}}, \quad (2.35)$$

soit :

$$f = \frac{1}{2.\pi} \sqrt{\frac{3.k_v^g}{M}}. \quad (2.36)$$

M est la masse totale du LVL modélisé et est égale à 5,3 kg dans le cas considéré sur la Figure 2.13. Après calcul, $f=119,7$ Hz. La Figure 2.13 (b) montre bien ce mode (numéro 8) et un coup d'oeil plus précis sur les mouvements de ce mode permet d'observer une translation verticale vers le bas de la plateforme. Ensuite, le mouvement vertical entre la plateforme et les jambes est également relâché en fixant k_v^p à sa valeur minimum soit $3,3.10^6$ N/m. Cette fois, le mode numéro 8 doit se trouver à une fréquence $f=104,9$ Hz (valeur trouvée par le même calcul que précédemment mais avec deux ressorts configurés en parallèle). Cette valeur est bien retrouvée dans la Figure 2.13 (c). Il apparait également sur cette figure une diminution de la fréquence de 3 modes (numéros 3, 6 et 7) qui sont des modes de translation verticale des différents pieds du LVL révélés par le relâchement de toutes les raideurs verticales de la structure globale. La quatrième étape de validation des modes consiste à relâcher k_h^p en considérant une longueur d'extraction moyenne des pieds (soit 29,5 mm), ce qui implique $k_h^p=7,9.10^5$ N/m (valeur à retrouver sur le graphe de la Figure 2.10). Tous les modes de haute fréquence correspondant à une translation sur l'un des axes horizontaux voient alors leur fréquence de résonance diminuer (Figure 2.13 (d)) car la raideur horizontale de la structure est moins forte. Finalement, k_h^g est fixé à 10^5 N/m ce qui signifie que la translation horizontale de la structure LVL sur le sol est davantage contrainte. Pour cette raison, les deux modes séculaires numéros 9 et 11 disparaissent (2.13 (e)). En effet, cette configuration représente un LVL ancré dans le sol qui ne peut plus se balader librement à l'horizontale sur celui-ci. La dernière étape consiste à ajouter toutes les équations de rotation des 4 sous-systèmes dans le modèle numérique. Après visualisation précise de chaque mode de la Figure 2.13 (f), les douze modes de translation trouvés précédemment sont toujours présents (attention, les numéros sont mélangés). Cela signifie qu'avec une configuration similaire des paramètres mais un ajout des mouvements de rotation dans le modèle, celui-ci permet toujours de retrouver les mêmes modes de translation, ce qui est cohérent physiquement. Ce résultat est un indice du bon fonctionnement du modèle. Les modes de rotation sont également étudiés en détail et s'avèrent également cohérents avec la structure modélisée.

La Figure 2.12 donne un exemple de résultat du modèle dans une certaine configuration. Les modes numéros 7 et 14 sont spécifiquement représentés puisqu'ils ont une fréquence de résonance proche du Nyquist de 50 Hz de l'instrument SEIS. Ces deux modes de translation horizontale de la plateforme sont un résultat du modèle trouvé pour de nombreuses configurations différentes des paramètres. Comme énoncé précédemment, ces deux modes sont également ob-

servés lors des tests de la structure réalisés en laboratoire (sur le shaker ou encore en utilisant le bruit ambiant). Cette similarité est aussi un bon indice de la fidélité du modèle numérique à la réalité.

Lors des tests en laboratoire une tendance générale de l'évolution de la fréquence de résonance des deux modes horizontaux proches du Nyquist a été remarquée. En effet, une augmentation de la masse totale du LVL semble faire diminuer cette fréquence, ainsi qu'une augmentation de la longueur des jambes. Une autre étape de validation du modèle a donc consisté à étudier les fréquences des deux modes de translation horizontale de la plateforme trouvés avec le modèle en fonction de la masse totale du système et de la longueur des jambes du LVL paramétrés. Ces deux analyses sont représentées sur la Figure 2.14. Les valeurs trouvées par les tests en laboratoire ne peuvent malheureusement pas être ajoutées à ces graphes pour comparaison. En effet, dans une situation réelle la différence de longueur des jambes semble impliquer des conditions de couplage différentes à chaque fois entre les pieds et le sol. Afin de superposer les points de tests en laboratoire avec le modèle il faudrait alors changer entre chaque configuration les valeurs de rigidité au niveau du sol ce qui poserait problème dans ce cas d'étude où seule l'influence de la longueur des jambes doit être observée. Cette observation permet cependant de comprendre que la longueur des jambes aura une influence sur le couplage entre les pieds et le sol une fois le LVL posé sur Mars. De plus, certains tests en laboratoire avec différentes masses ont été réalisés avec le LVL QM et d'autres avec le LVL FM ce qui pourrait impliquer un changement de certaines rigidités paramétrables dans le modèle. Celles-ci n'étant pas quantifiées, il est impossible d'en tenir compte lors des simulations numériques. Ces différences dans la réalité n'impactent pas l'évolution de la fréquence de résonance en fonction de la masse ou de la longueur des jambes mais peuvent créer des écarts entre les points du modèles et ceux de tests. Ce travail de validation permet donc uniquement de vérifier que les résonances évoluent dans le même sens et cette vérification apporte un nouvel argument en faveur de la fidélité du modèle à la réalité.

Le modèle permet également de déterminer la fonction de transfert du centre de masse de la structure LVL sous la même forme que lors des tests réalisés dans les laboratoires. Les Figures 2.15, 2.16 et 2.17 présentent donc la superposition de la fonction de transfert dans une configuration de test donnée et celle calculée par le modèle pour la même configuration. Seules les valeurs de k_h^g et C_h^g ont été ajustées pour les différentes jambes afin de retrouver au mieux les données réelles puisque ce sont deux informations dont les valeurs réelles sont inconnues (non quantifiées). La Figure 2.15 montre un exemple de configuration basse du LVL nivelé à l'horizontale (toutes les jambes à la même longueur). La Figure 2.16 montre un exemple de configuration inclinée du LVL sur du sable, et la Figure 2.17 correspond aux mesures des deux SPs horizontaux (citées précédemment). Ce test est le plus proche de la future configuration de mesures sur Mars, avec un ensemble quasi complet de l'instrument SEIS testé. La fonction de transfert du LVL dans ces trois configurations différentes est à chaque fois retrouvée par le modèle. En effet, la configuration du LVL incliné sur du sable au CNES semble impliquer deux résonances sur chaque axe horizontal qui sont également observées sur les résultats du modèle numérique de la structure (Figure 2.16) grâce au paramétrage de valeurs de rigidité et de couple différentes entre les 3 pieds. Cette étude de validation du modèle permet également de confirmer l'observation déjà faite précédemment : influence de la longueur de jambe sur son interaction avec le sol. De plus, l'implémentation numérique des capteurs SPs et de leurs directions de sensibilité respectives fonctionne bien puisque les fonctions de transfert des deux SPs horizontaux trouvées par le modèle se superposent correctement à celles mesurées lors des

2 Modele du LVL InSight

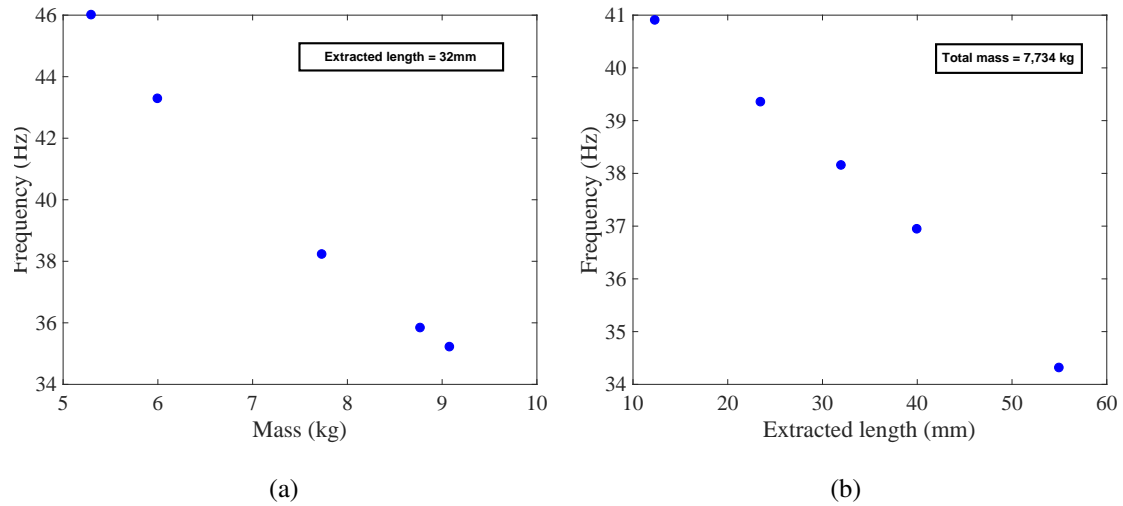


FIGURE 2.14 – Fréquences de résonance des deux modes de translation horizontale situés autour du Nyquist en fonction de la masse sur la Figure (a), et de la longueur des jambes sur la Figure (b). Les autres paramètres du modèle sont restés fixés à la même valeur pour chaque simulation ($k_v^p=3,3 \cdot 10^6$ N/m, $k_v^g=1 \cdot 10^6$ N/m, $k_h^g=3 \cdot 10^5$ N/m et $C_h^g=5,73 \cdot 10^3$ N.m/rad).

tests (Figure 2.17). Ces figures permettent finalement de garantir une dernière fois la fidélité du modèle. Cette étude termine sa validation.

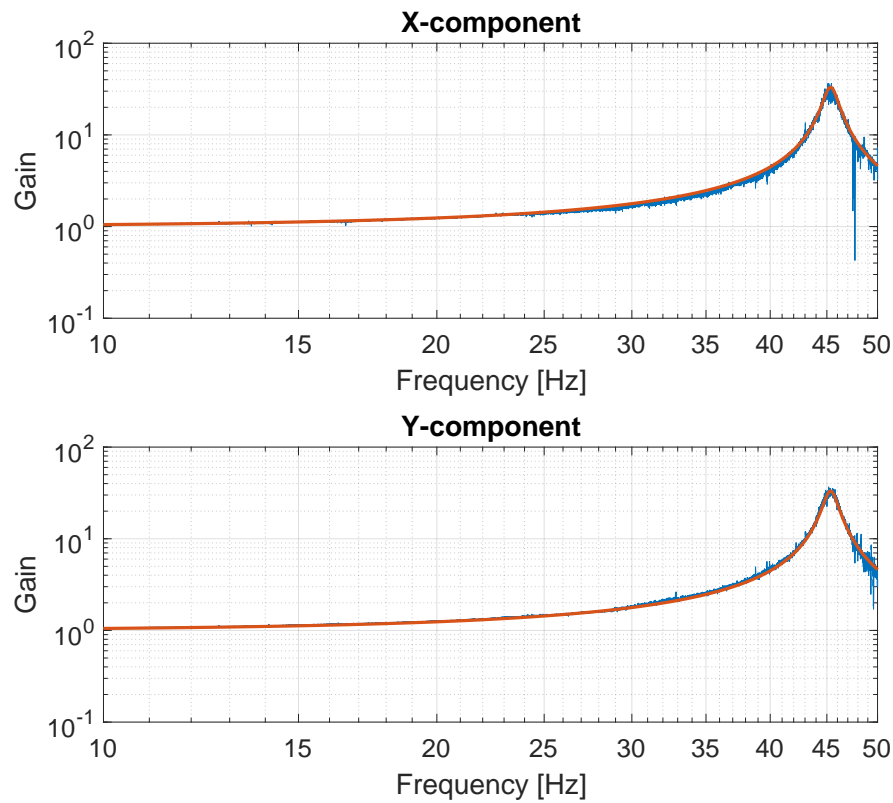


FIGURE 2.15 – Fonctions de transfert horizontales mesurée (en bleu) et modélisée (en rouge) sur l'axe X (courbe du haut) et sur l'axe Y (courbe du bas) pour une configuration basse et nivelée du LVL (toutes les jambes sont extraites de seulement 0.5 mm). Les valeurs de masse totale, de longueur d'extraction des jambes, et k_h^p sont définies par rapport à la configuration de test, alors que les paramètres suivants sont ajustés pour faire coller les résultats aux données : $Q=33$, $k_h^g=3,15 \cdot 10^5$ N/m et $C_h^g=3,7 \cdot 10^4$ N.m/rad.

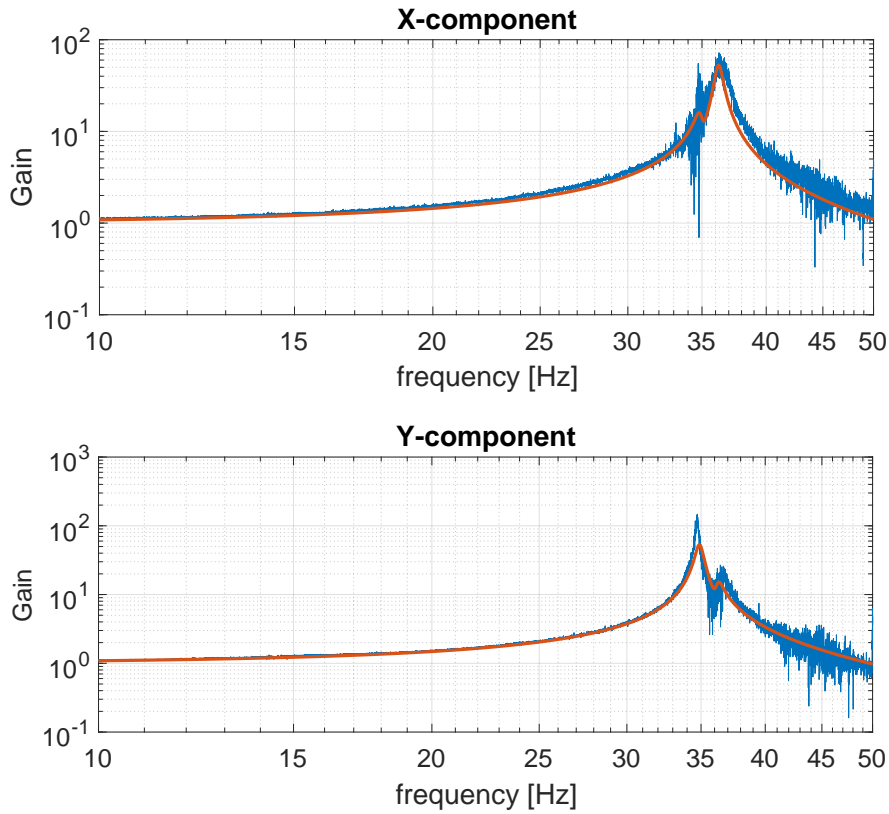


FIGURE 2.16 – Fonctions de transfert horizontales mesurée (en bleu) et modélisée (en rouge) sur l’axe X (courbe du haut) et sur l’axe Y (courbe du bas) dans une configuration du LVL incliné de 15° sur du sable. Les valeurs de masse totale, de longueur d’extraction des jambes, et k_h^p sont définies par rapport à la configuration de test, alors que les paramètres suivants sont ajustés pour faire coller les résultats aux données : $Q=60$, $k_h^g1=1,3 \cdot 10^5$ N/m, $k_h^g2=6,1 \cdot 10^5$ N/m, $k_h^g3=0,63 \cdot 10^5$ N/m, $C_h^g1=6,88 \cdot 10^4$ N.m/rad, $C_h^g2=6,3 \cdot 10^4$ N.m/rad and $C_h^g2=1,1 \cdot 10^4$ N.m/rad.

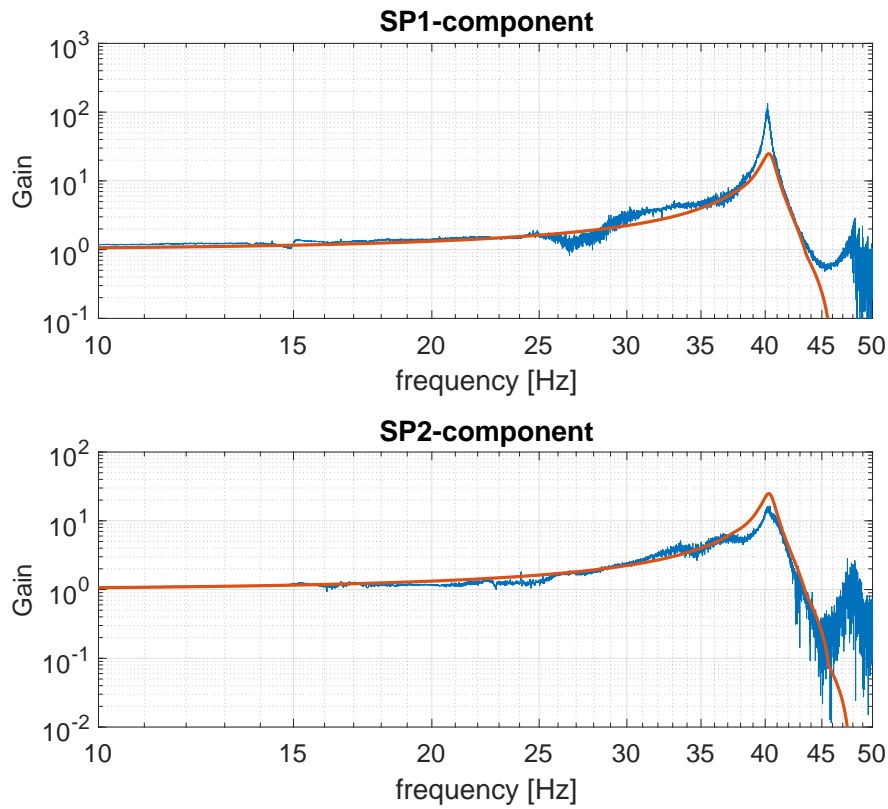


FIGURE 2.17 – Fonctions de transfert des deux SPs horizontaux mesurée (en bleu) et modélisée (en rouge) : SP1 sur la courbe du haut et SP2 sur celle du dessous. Les valeurs de masse totale, de longueur d'extraction des jambes, et k_h^p sont définies par rapport à la configuration de test, alors que les paramètres suivants sont ajustés pour faire coller les résultats aux données : $Q=40$, tous les $k_h^g=2,9.10^5$ N/m et tous les $C_h^g=1,72.10^4$ N.m/rad.

2.5 Applications

Le modèle mécanique de la structure du LVL a d'abord été conçu dans le but de prédire ses résonances propres afin de nettoyer au maximum le signal sismique mesuré par les capteurs VBBs et SPs de l'instrument SEIS d'InSight. La capacité du modèle à déterminer les fréquences propres du LVL a donc été confirmée lors du processus de validation du modèle numérique. Puis l'implémentation numérique de la configuration des six capteurs sismiques au sein du LVL a ouvert la possibilité de faire de la sismologie de rotation. Finalement, lors des étapes de validation de ce modèle une autre perspective scientifique est apparue grâce à l'observation de la dépendance forte des résonances de la structure avec les conditions de couplage entre ses pieds et le sol sur lequel elle est posée.

2.5.1 Modélisation des risques de saturation

La Figure 2.19 illustre l'effet d'une résonance horizontale du LVL à 68 Hz, pour deux coefficients de qualité du sol différents (Kedar et al. 2017), dans le cas d'une mesure du signal sismique créé par la pénétration de la mode HP³ dans le sol à proximité du LVL. Les résonances horizontales du LVL généreront des oscillations amorties ainsi qu'un dépassement du signal. Pour des résonances supérieures à 50 Hz, le dépassement augmentera significativement l'amplitude du signal avant qu'il n'entre dans la chaîne d'acquisition numérique, risquant alors une saturation de la conversion analogique-numérique. Cela aura un impact sur les mesures des SPs et des VBBs car leurs sorties respectives sont plates en vitesse (pour les SPs) et en déplacement (pour les VBBs). Ces effets peuvent donc être corrigés grâce à la connaissance de la fonction de transfert du LVL, afin de permettre l'analyse sismique des signaux de l'instrument SEIS.



FIGURE 2.18 – Photo de la configuration de test dans du sable de type martien.

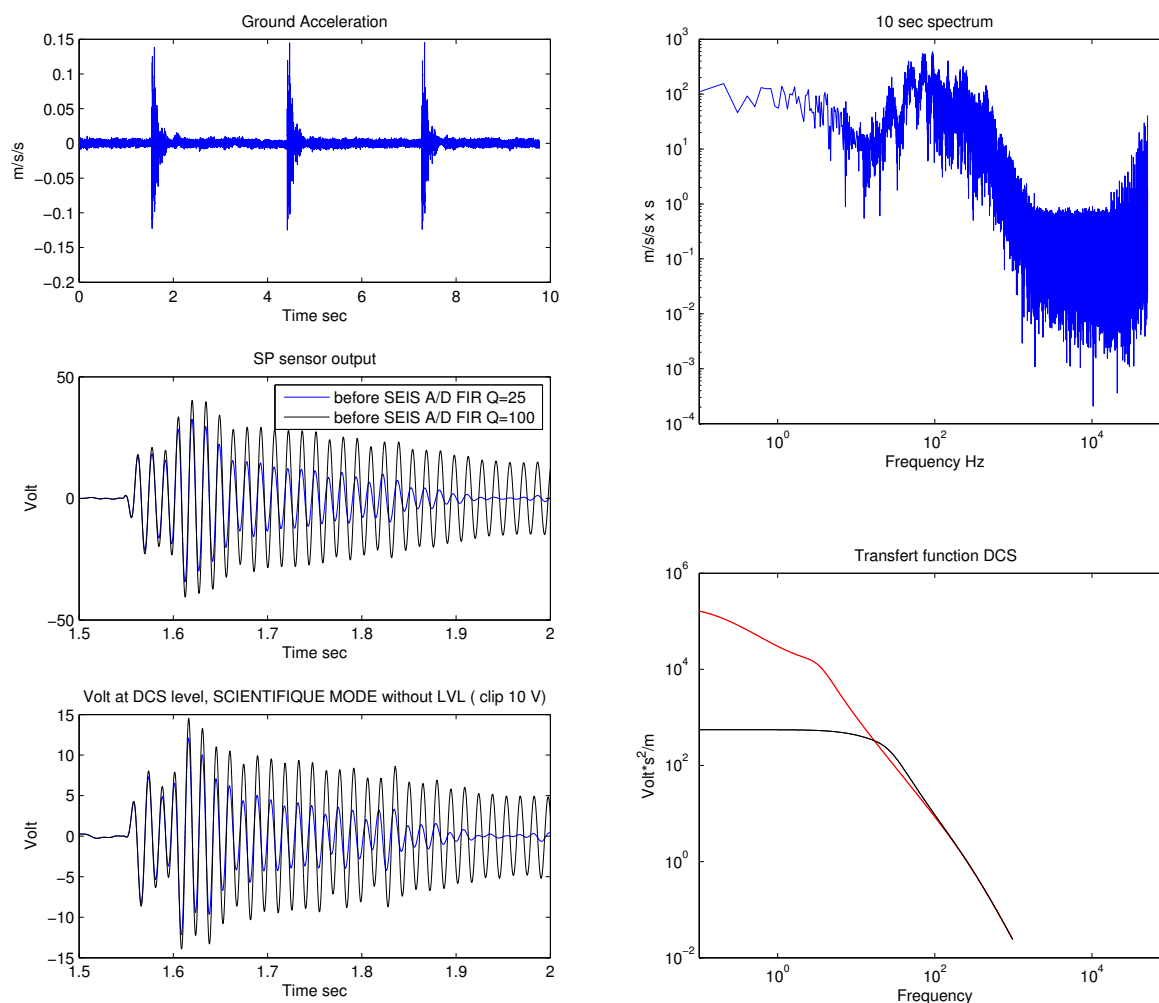


FIGURE 2.19 – Modélisation de l'impact d'une résonance du LVL à 68 Hz (sur la composante horizontale) lors de la saturation et avant l'acquisition à 100 Hz de l'instrument. Le graphe du haut représente la mesure de l'accélération horizontale du sol due à la pénétration de HP³ dans un sol de type martien (Figure 2.18) ce qui permet de simuler la mesure de ce signal par les SPs et VBBs (en dessous). Les deux coefficients de qualité (Q) testés sont de 25 (en bleu) et de 100 (en noir). Les niveaux de saturation des SPs (graphe du milieu) sont de 10 Volts en mode "Haut gain" (petit Q) et de 60 Volts en mode "Bas gain" (grand Q) alors que les VBBs (graphe du bas) ont un niveau de saturation de 7 Volts ("Haut gain") et 20 Volts ("Bas gain"). A droite, le graphe du haut représente la densité spectrale du signal de HP³ représenté sur la figure de gauche, et le graphe du bas la fonction de transfert des VBBs (en rouge) et des SPs (en noir).

2.5.2 Performances de l'instrument SEIS

Comme l'instrument SEIS contient 6 capteurs sismiques (pour rappel, 3 VBBs et 3 SPs), chacun sensible au mouvement dans une direction de l'espace différente, il peut permettre de mesurer l'accélération verticale et horizontale à différentes distances du centre de masse. En

effet, les SPs auraient normalement du se trouver pile au-dessus du centre de masse du LVL mais ceux-ci devant impérativement se trouver sur une structure rigide ont finalement été placés à la périphérie de la plateforme (sur l'anneau). Les VBBs, eux, sont à mi-chemin entre le centre de masse et l'anneau externe (Figure 2.20). SEIS est donc capable de travailler comme un rotaphone (Brokešová et al. 2012) bien que réduit à un nombre restreint de capteurs, non conçus à l'origine pour mesurer la rotation, et dont la position sur le LVL n'a pas non plus été optimisée pour répondre à cet objectif. Les modèles de vol n'ont pas non plus été calibrés pour ça puisque la gravité terrestre rend impossible l'acquisition des 6 capteurs en même temps. De plus, la fonction de transfert réelle de l'instrument ne peut donc être estimée avec le modèle numérique qu'à partir des données des modèles CAO fournissant l'emplacement précis du centre de gravité des 6 masses d'épreuve dans le repère du LVL. Le modèle peut cependant fournir un premier indice quant aux perspectives d'utilisation de SEIS en tant que sismomètre à 6 axes, en particulier pendant la pénétration de la mole HP³, dans le but de faire de la sismologie rotationnelle sur une autre planète que la Terre (Igel et al. 2015).

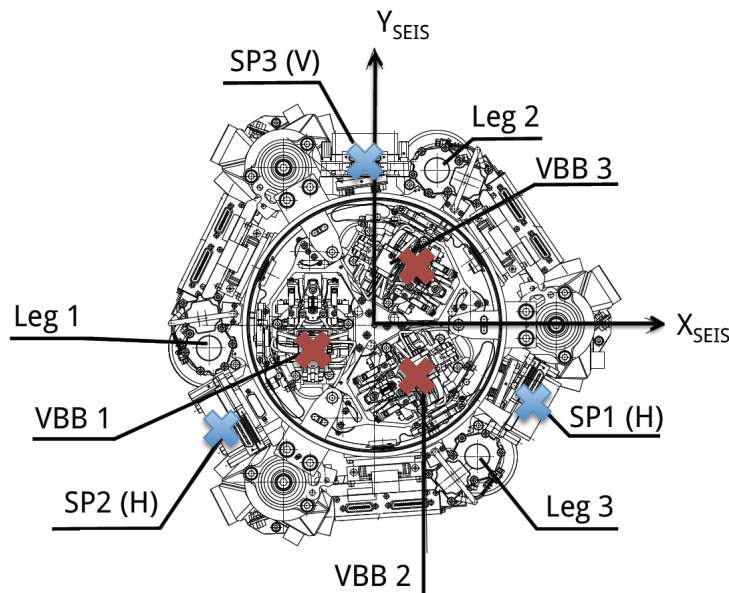


FIGURE 2.20 – Visualisation de la disposition des six capteurs sismiques sur le LVL. Les croix rouges représentent les VBBs et les bleues les SPs.

Comme décrit ci-dessus, la distance entre les positions des capteurs (là où l'accélération est détectée) est donc d'environ 10 cm et les distances entre les pieds sont proche de 20 cm. En raison de la faible onde de cisaillement (ou onde de surface) attendue lors de la pénétration de la mole, d'environ 150 m/s pour les matériaux de surface (Delage et al. 2017), ces 10 cm correspondent à environ $1/30^{eme}$ ($1/15^{eme}$ pour les 20 cm entre les pieds) de la longueur d'onde à 50 Hz ($\lambda=3$ m). Ceci est inférieur aux distances entre les géophones lunaires déployés par Apollo pour lesquels une analyse du gradient a déjà été démontrée par Sollberger et al. (2016). A ces courtes périodes, SEIS sera donc capable de séparer les 3 composantes d'accélération du LVL ainsi que ses 3 composantes de rotation. Afin d'estimer les performances associées, le modèle construit ici est utilisé pour estimer la matrice de transfert entre les vecteurs d'accélération et de rotation du LVL à 6 axes, enregistrée à la fois par les SPs et les VBBs.

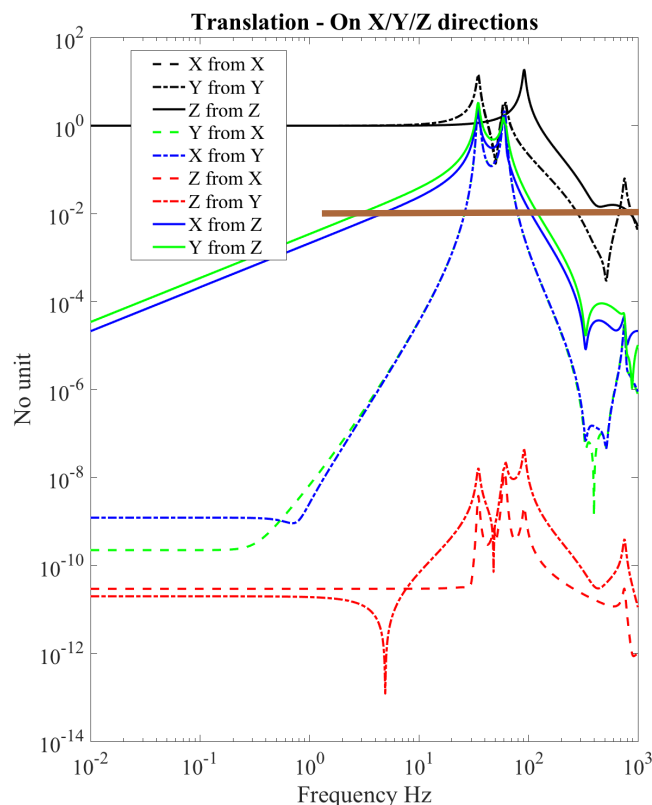


FIGURE 2.21 – Graphe représentant la fonction de transfert calculée, en translation, du centre de masse (CdG) du LVL suite à des perturbations appliquées au niveau des 3 pieds dans les trois directions de l'espace. Les fonctions de transfert du CdG en translation sur X sont bleues, celles sur Y sont vertes, et celles sur Z sont rouges. Les lignes continues représentent la fonction de transfert du LVL suite à une perturbation verticale appliquée sur les 3 pieds, celles en pointillés espacés correspondent à une perturbation sur l'axe horizontal X et les derniers pointillés à une perturbation sur l'axe horizontal Y. La ligne marron montre la limite de cohérence des signaux.

Sur la Figure 2.21, les courbes continues bleues et vertes montrent que la structure est sensible sur les deux axes horizontaux X et Y à un mouvement vertical sur les pieds. Le centre de masse (CdG) du LVL étant confondu avec le CdG de sa plateforme, cela signifie que la plateforme détecte un mouvement de rotation. En effet, la structure du LVL génère une rotation du repère de sa plateforme par rapport au repère du sol et cela implique une réduction de la cohérence¹ pendant les mesures des capteurs SPs (à haute fréquence). Ce phénomène est observé sur le graphe car les courbes pleines bleues et vertes dépassent la limite de cohérence à plus haute fréquence.

Pour calculer la fonction de transfert du LVL en rotation, une onde arrivant au niveau des

1. La perte de cohérence est une différence de signal mesuré sur une certaine composante du repère entre les différents capteurs. En effet, lorsqu'un pied subi une perturbation, le LVL peut basculer et cela génère alors un signal visible (par exemple sur X) sur certains capteurs et non pas sur d'autres (qui peuvent alors le voir sur Y ou sur Z seulement, ou pas du tout).

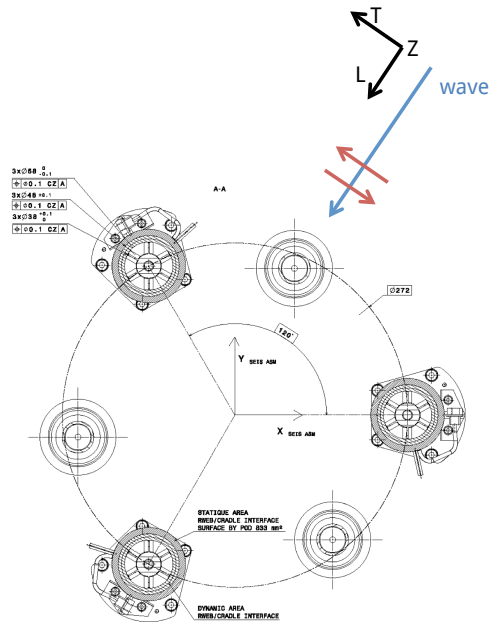


FIGURE 2.22 – Schéma montrant la direction de propagation de l’onde simulée (en bleu), le repère associé (en noir) ainsi que le mouvement de cisaillement (en rouge).

pieds à 45° sur le plan horizontal du sol avec une vitesse de 150 m/s est simulée dans le modèle (Figure 2.22). Cette onde peut être vue comme la superposition de 3 composantes : longitudinale (L), transverse (T), et verticale (Z). Par exemple, la composante transverse correspond à une onde de cisaillement, c’est-à-dire que les pieds subissent un mouvement perpendiculaire à la direction de propagation de l’onde. Une perturbation des pieds dans chaque composante possible de l’onde est simulée et la fonction de transfert du LVL en translation et en rotation, dans le repère de l’onde, est montrée sur la Figure 2.23. Les lignes rouges indiquent que la rotation de la plateforme autour de l’axe vertical est plus sensible au mouvement de cisaillement des pieds qu’à leur mouvement longitudinal. Cela signifie que la plateforme subit du tangage et du roulis. Ce graphe permet également de voir que le LVL peut être associé à un accéléromètre trois axes ainsi qu’un gyroscope 3 axes.

L’estimation des performances de l’instrument SEIS est une autre application du modèle. Elle peut être réalisée en insérant dans le modèle numérique les données de bruit propre des VBBs et SPs. Il est ainsi possible de retrouver les performances finales de l’instrument en translation ainsi qu’en rotation. La Figure 2.24 montre ainsi le bruit de mesure de SEIS sur les 3 composantes de translation et les 3 composantes de rotation après recombinaison des bruits des SPs et VBBs dans leurs directions de sensibilité. Cette figure confirme que l’instrument est parfaitement capable de mesurer la rotation du sol à haute fréquence, et avec un bruit plus faible à 1 Hz que celui d’un sismomètre rotationnel terrestre commercialisé. Cependant, pour être meilleur que le sismomètre de rotation commercial BlueSEIS il faudra parfaitement connaître la fonction de transfert de l’instrument 6 axes. Or, les 6 capteurs ne pouvaient pas être testés simultanément sur Terre et il faudra trouver une autre solution pour garantir une bonne calibration de l’instrument.

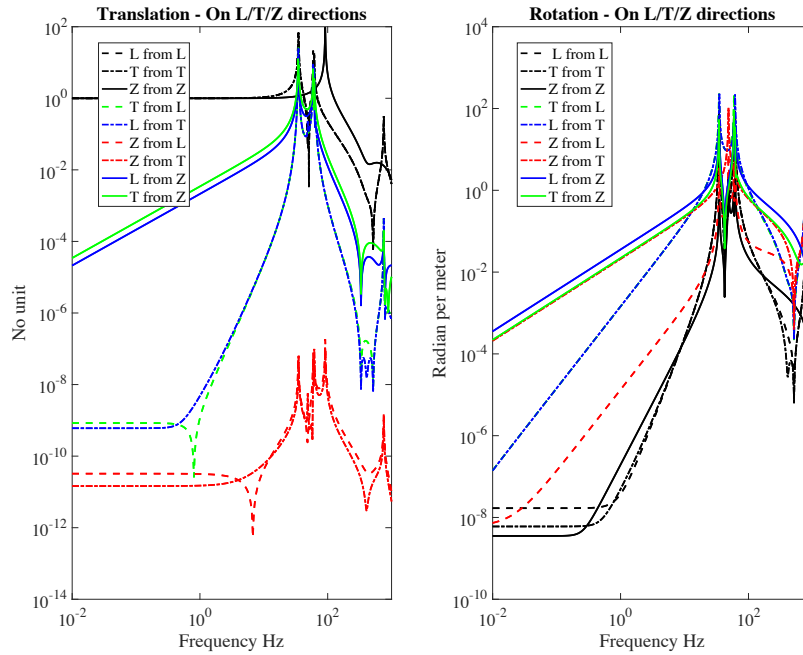


FIGURE 2.23 – Graphe représentant la fonction de transfert calculée du CdG du LVL en translation (à gauche) et en rotation (à droite) suite à des perturbations appliquées au niveau des 3 pieds dans le repère lié à l'onde sismique. Les fonctions de transfert du CdG sur la composante longitudinale (ou autour pour la rotation) sont bleues, sur la transverse sont vertes, et sur Z sont rouges. Les lignes continues font suite à une perturbation verticale appliquée sur les pieds, celles en pointillés espacés correspondent à une perturbation longitudinale et les derniers pointillés à une perturbation transversale.

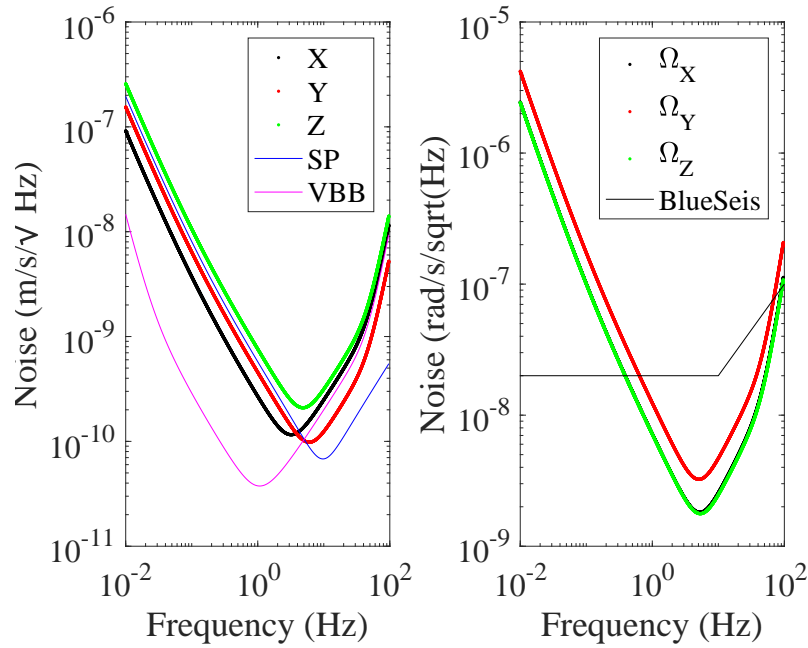


FIGURE 2.24 – Estimation des performances après combinaison des bruits théoriques dans chacune des directions de sensibilité des 6 capteurs sismiques de SEIS, dans l’objectif de déterminer le bruit sur les 3 translations et les 3 rotations du sol. Sur le graphe de gauche les courbes bleue et rose représentent respectivement le bruit théorique des SPs et des VBBs. La courbe noire du graphe de droite montre le bruit théorique d’un sismomètre de rotation commercial, BlueSEIS.

2.5.3 Vitesse de phase des ondes de surface

L’étude des performances de l’instrument a permis de montrer la possibilité de mesurer à la fois le mouvement de translation du sol, mais également celui de rotation, indépendamment. L’association de ces deux mouvements peut permettre, comme prédit par la sismologie rotationnelle (Partie 1.2), de déterminer la vitesse de phase des ondes de surface (Bernauer et al. 2009). Pour vérifier cette hypothèse, des simulations du signal sismique créé par la pénétration de la sonde de chaleur HP³ dans le sol (Kedar et al. 2017) ont été utilisées. Celles-ci fournissent, pour une certaine distance entre la mole et le LVL, et pour une certaine profondeur de celle-ci dans le sol martien, les déplacements radial et vertical du sol au niveau des pieds 1 et 2 du LVL (qui permet d’en déduire les déplacements au niveau du pied 3).

D’après Bernauer et al. (2009), la vitesse de rotation autour de la composante transverse Ω_η est comparée à l’accélération verticale \dot{v}_z afin de déterminer la vitesse de phase c de l’onde sismique induite par la pénétration de HP³ dans le sol, grâce à cette relation :

$$\Omega_\eta = \frac{1}{c} \dot{v}_z. \quad (2.37)$$

Les simulations utilisées pour cette étude sont celles d’une faible pénétration de la sonde, permettant ainsi d’observer des ondes de surface. Le terme Ω_η dans l’équation 2.37 est d’abord

calculé en utilisant la méthode des différences finies entre les positions des pieds :

$$\Omega_\eta = \frac{\partial u_z}{\partial x}, \quad (2.38)$$

où u_z représente la position sur l'axe vertical. D'autre part, le déplacement vertical moyen de l'instrument est calculé au centre des trois pieds du LVL, en utilisant directement les données des simulations donnant le déplacement des pieds lors de la pénétration de la sonde HP³. La dérivée de ce déplacement permet ensuite d'avoir la vitesse moyenne au centre du LVL (au niveau du sol). Cette vitesse est finalement comparée au v_z de SEIS déterminé à l'aide de la première formule (Figure 2.25).

Les ondes sismiques produites par HP³ étant cylindriques et la formule 2.37 étant seulement valable pour une onde plane, une correction géométrique est appliquée au calcul. De plus, l'atténuation du sol a aussi été considérée pour corriger les résultats. La Figure 2.25 permet de comparer les deux vitesses calculées séparément et montre une erreur maximale de 13%. C'est donc la limite de ce qui peut-être retrouvé en utilisant la méthode des moindres carrés. De plus, l'observation des amplitudes montrent une inversion de la vitesse dominante au cours du temps. En effet, la vitesse de phase varie en fonction de la fréquence.

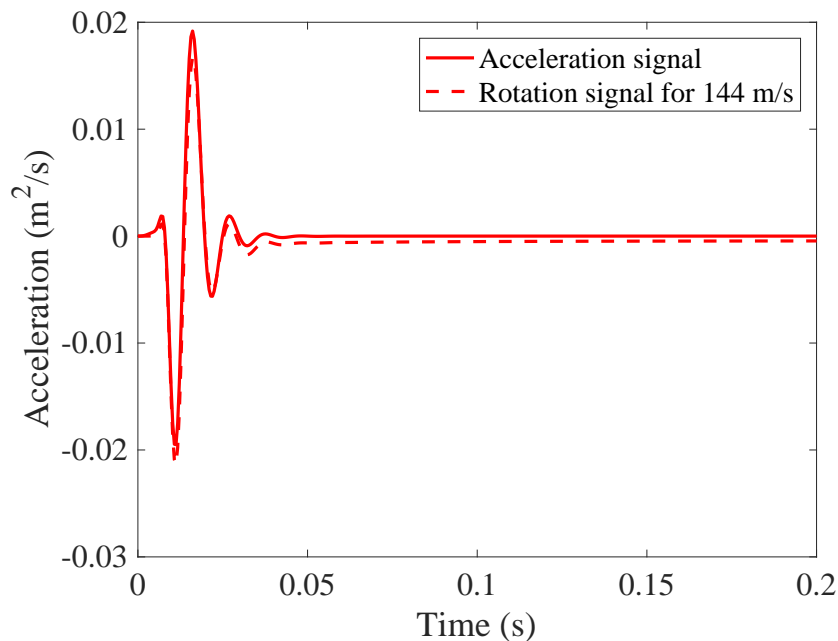


FIGURE 2.25 – Accélération moyenne au centre du LVL (courbe rouge pleine) ou calculée via la sismologie de rotation (courbe rouge en pointillés) du déplacement vertical du sol au niveau de SEIS en fonction du temps suite au passage d'une onde sismique de surface (simulée) créée par la pénétration de la sonde HP³.

Cette analyse n'a toutefois pas intégré le bruit du capteur, qui doit être ajouté au signal de rotation mais aussi de vitesse décrits ci-dessus. Ce dernier peut être estimé à la fois à l'aide de

la fonction de transfert du sismomètre à 6 axes et par les bruits propres des SPs et VBBs. La Figure 2.26 montre les bruits spectraux d'accélération et de rotation trouvés avec le modèle de sismomètre à 6 axes (voir Figure 2.24). Ce bruit est ensuite exprimé dans le domaine temporel et comparé aux signaux HP³ trouvés ci-dessus (Figure 2.25). Cela souligne le très haut signal de HP³ et le faible bruit des capteurs et confirme ainsi que le bruit de l'instrument SEIS sera suffisamment bon pour la mesure directe de la vitesse de phase des ondes de surface, y compris dans sa bande passante de base 0-50 Hz. Une analyse plus poussée sera faite pour évaluer si l'analyse à 6 axes peut également être utilisée pour séparer les différentes phases des signaux sismiques d'HP³, y compris les ondes P non rotatives des ondes S contenant de la rotation. En effet, ces dernières sont faiblement résolues à cause du petit taux d'échantillonnage de l'expérience.

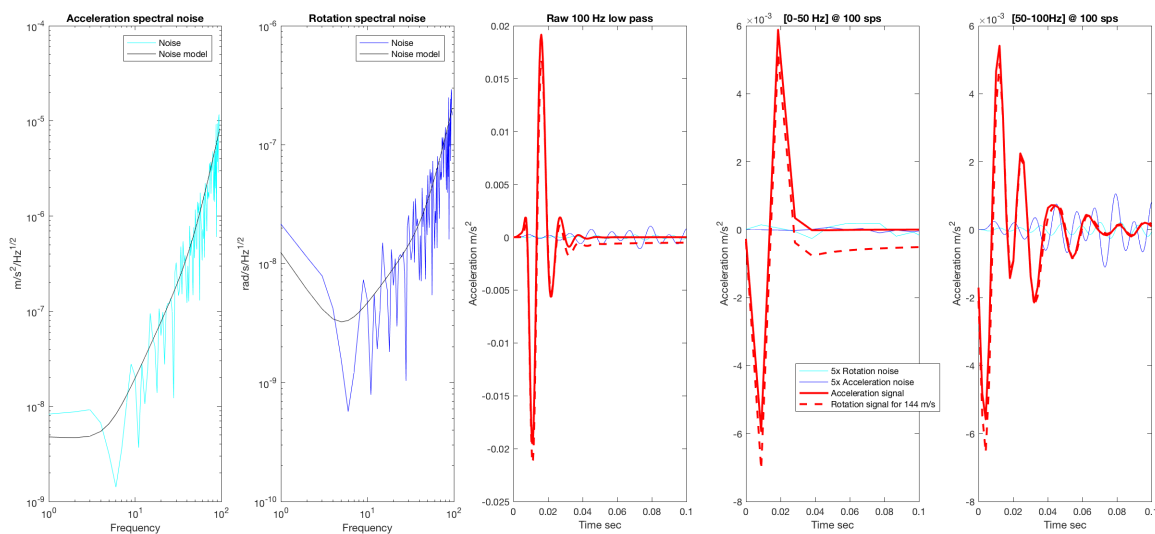


FIGURE 2.26 – Le premier graphe représente le spectre du modèle de bruit en accélération du sismomètre 6 axes (en noir) et d'un bruit simulé et enregistré par le même sismomètre (en bleu). Le second graphe représente les mêmes signaux mais en rotation. La troisième figure compare les signaux d'accélération du sol tracés dans la Figure 2.25 (lignes rouges) avec les bruits des deux premiers graphes en fonction du temps, le tout passé dans un filtre passe-bas de 100 Hz. Les deux dernières figures montrent le même signal mais décimé à 100 coups par seconde et passé à travers un filtre FIR à 50 Hz, puis dans un filtre de bande passante 50-100 Hz.

La vitesse de phase des ondes de surface peut donner des informations sur le module de cisaillement du sol et ainsi donner accès aux discontinuités du sous-sol martien. Selon la qualité des données sismiques, une détection de la variabilité des ondes S peut être possible et permettrait alors d'apercevoir la variation de la porosité avec la profondeur.

2.5.4 Inversion des propriétés du sol martien

Le modèle a également permis d'observer une dépendance claire des deux fréquences de résonance horizontales proches du Nyquist avec les propriétés du sol, c'est-à-dire des paramètres k_h^g et C_h^g du modèle. En effet, lorsque la masse et la longueur des jambes sont fixées (et par conséquent k_h^p puisqu'elle dépend de la longueur des jambes) il est possible d'explorer l'espace des autres paramètres du modèle : les constantes de rigidité verticale et horizontale entre le sol et les pieds k_v^g et k_h^g ainsi que le couple induit par le sol sur les pieds C_h^g . La gamme de valeurs de rigidité verticale entre la plateforme et les jambes du LVL k_v^p est donnée par les ingénieurs et comprise entre $3,3 \cdot 10^6$ N/m et $5 \cdot 10^6$ N/m. Après plusieurs tests, il est observé que la valeur de k_v^p ne fait pas varier de manière significative la fréquence des deux modes étudiés. En faisant varier un seul des trois autres paramètres cités, seuls deux d'entre eux montrent donc une influence certaine : k_h^g et C_h^g . Ce résultat est observable sur la Figure 2.27.

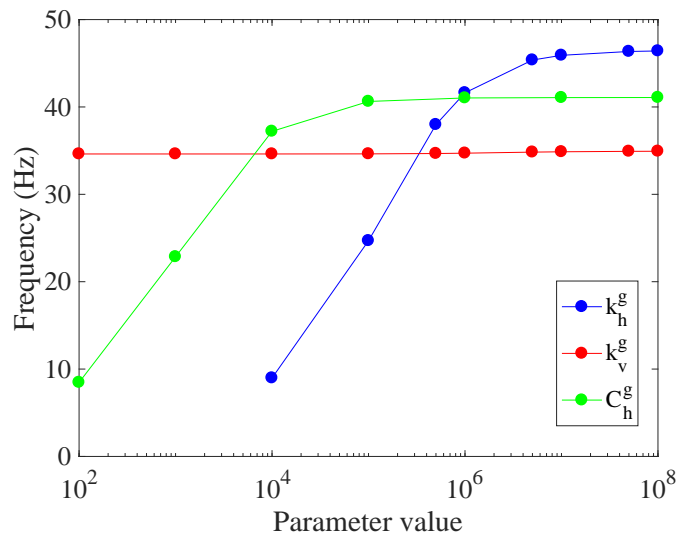


FIGURE 2.27 – Fréquence des deux modes de translation horizontale de la plateforme du LVL calculée avec le modèle en fonction de la valeur des paramètres suivants : k_h^g en bleu, k_v^g en rouge et C_h^g en vert. k_h^g et k_v^g sont exprimés en N/m et le couple C_h^g en N.m/rad.

Une étude d'inversion est alors effectuée sur le modèle à l'aide des fréquences de résonance des deux modes horizontaux déterminées lors des tests en laboratoires des LVL QM et FM. L'idée de cette étude est de chercher, avec le modèle numérique, les valeurs les plus fréquentes pour les deux paramètres ajustables testés (k_h^g et C_h^g) permettant de trouver avec le modèle la même valeur de fréquence de résonance des deux modes horizontaux qu'avec les tests du LVL réalisés en laboratoire. Pour faire cette inversion, le modèle calcule les résonances des modes propres du LVL un million de fois. Lors de chaque itération, les 2 paramètres k_h^g et C_h^g sont tirés aléatoirement dans une gamme de valeurs préalablement définie et suffisamment large. A chaque fois, un paramètre appelé χ^2 est calculé de la manière suivante :

$$\chi^2 = \frac{(f_{model} - f_{data})^2}{\sigma^2}, \quad (2.39)$$

2 Modele du LVL InSight

où f_{model} correspond à la fréquence de résonance trouvée par le modèle, f_{data} à la fréquence de résonance trouvée lors du test en laboratoire sur lequel l'étude est faite, et σ l'erreur estimée sur la mesure, égale à 0,3 Hz (incertitude donnée pour les résultats de tests en laboratoire). Dans un premier temps, cette étude est uniquement réalisée sur des résultats d'expériences où les jambes du LVL étaient toutes à la même hauteur afin que les deux fréquences de résonance étudiées soient égales (cela facilite l'inversion).

Une première inversion est donc réalisée sur une expérience du CNES dans la configuration suivante (résultats sur la Figure 2.28) :

$$\begin{aligned} M_{tot} &= 7,734 \text{ kg} \\ \text{ExtractedLength} &= 32 \text{ mm} \\ f_{data} &= 37 \text{ Hz} \end{aligned}$$

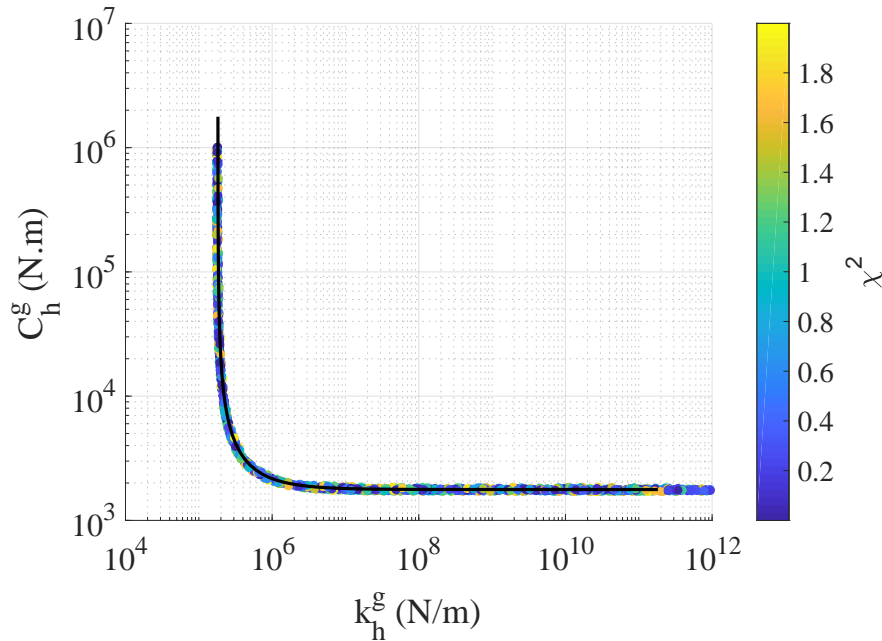


FIGURE 2.28 – χ^2 en fonction de k_h^g et C_h^g d'un cas de test sur une plaque d'aluminium au CNES avec un LVL à l'horizontale. Ceci montre que ces deux paramètres sont corrélés. La ligne noire correspond à la fonction de superposition déterminée pour fitter les points.

La Figure 2.28 montre que seul un couple de valeurs pour C_h^g et k_h^g peut être déduit de cette étude d'inversion. Les meilleures solutions se trouvent autour d'une courbe qui peut être exprimée de la manière suivante :

$$(k_h^g - A)(C_h^g - B) = AB, \quad (2.40)$$

$$\Leftrightarrow \frac{B}{C_h^g} + \frac{A}{k_h^g} = 1. \quad (2.41)$$

Cela peut être interprété comme un système où la rigidité horizontale et le couple au sol sont en parallèle pour générer la résonance d'inclinaison de la structure.

Le lien entre ces deux paramètres et les propriétés réelles du sol, c'est-à-dire son coefficient de Poisson ν et son module d'Young E , peut être fait analytiquement. En considérant un cas de disque plat appuyant sur une masse semi-infinie, les relations suivantes sont déduites de l'ouvrage de Poulos & Davis (1974) :

$$k_h^g = \frac{16(1-\nu)Ea}{(7-8\nu)(1+\nu)}, \quad (2.42)$$

$$C_h^g = \frac{4Ea^3}{3(1-\nu^2)}, \quad (2.43)$$

avec a le rayon du disque considéré. La présence d'un cône sur le design réel des pieds du LVL implique cependant une modification de ces formules et nécessite pour cela des expériences en laboratoire plus complètes du design. Le rapport C_h^g/k_h^g permet de s'affranchir du terme E et de n'exprimer la relation qu'en fonction du coefficient de Poisson du sol (ainsi que du rayon du disque du pied, qui lui est fixé) :

$$\frac{k_h^g}{C_h^g} = \frac{12(1-\nu^2)}{(7-8\nu)a^2}, \quad (2.44)$$

En utilisant une gamme raisonnable de valeurs pour le coefficient de Poisson (par exemple de 0,1 à 0,4) cela peut déjà permettre de mettre des limites relativement étroites sur la gamme possible de valeurs de C_h^g et k_h^g . Par exemple, pour $a=3$ cm et $\nu = 0,22$ le rapport est égal à 1500 m^{-2} , soit k_h^g supérieur à $2 \cdot 10^6 \text{ N/m}$. Les cônes augmenteront surement ce rapport et cela suggère déjà que la résonance devrait être plus sensible à C_h^g .

Une deuxième étude est réalisée sur une expérience du CNES sur du sable avec un LVL à l'horizontale dans la configuration suivante (résultats sur la Figure 2.29) :

$$\begin{aligned} M_{tot} &= 8,924 \text{ kg} \\ \text{ExtractedLength1} &= 29,696 \text{ mm} \\ \text{ExtractedLength2} &= 37,95 \text{ mm} \\ \text{ExtractedLength3} &= 32,572 \text{ mm} \\ f_{data} &= 34 \text{ Hz} \end{aligned}$$

Malheureusement, aucune différence ne saute aux yeux en observant les résultats d'inversion des deux expériences. Pourtant, un test est réalisé sur une plaque en aluminium et l'autre sur du sable, ce qui pouvait laisser supposer que les valeurs de couple et de rigidité au niveau du sol seraient légèrement différentes entre les deux graphes. Il n'est pas possible de conclure sur cette observation à ce stade de l'étude puisque les tests sur l'aluminium ont été effectués avec le LVL FM alors que ceux sur le sable avec le LVL QM. Il est possible que les petites différences de design entre ces deux modèles aient une influence sur ces résultats et empêchent ainsi une interprétation des propriétés du sol.

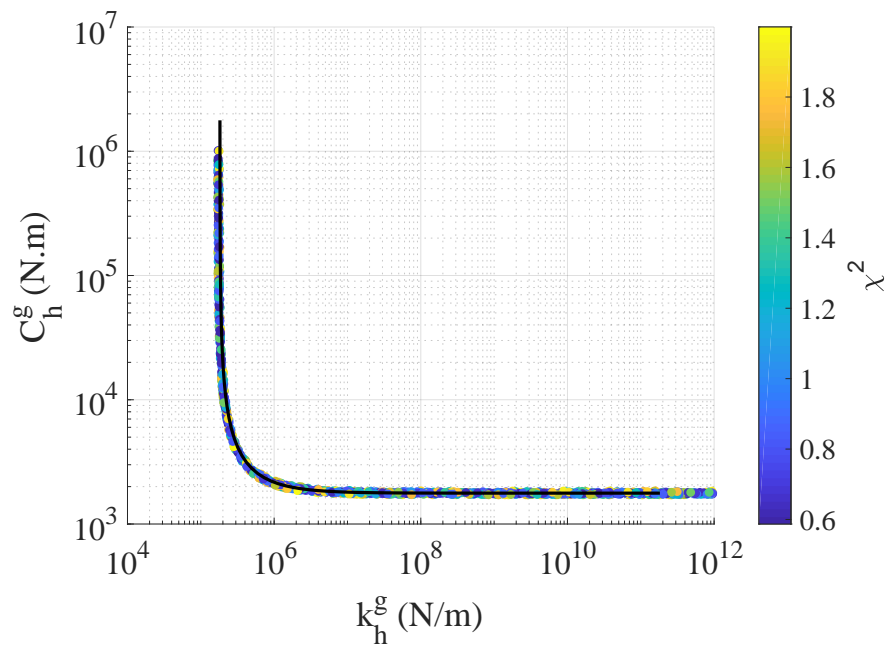


FIGURE 2.29 – χ^2 en fonction de k_h^g et C_h^g d'un cas de test sur du sable au CNES avec un LVL à l'horizontale. Les deux paramètres sont encore une fois corrélés. La ligne noire correspond à la fonction de superposition déterminée pour fitter les points.

2.6 Conclusion et perspectives

La connaissance et la compréhension nécessaires de l'interaction entre les capteurs sismiques de l'instrument SEIS et le sol de Mars, déduites de l'expérience acquise de la mission Viking, ont amené à la construction d'un modèle analytique simple de la structure mécanique du LVL. Celui-ci a été implémenté numériquement, permettant de déterminer la fonction de transfert du système de nivellement de l'instrument. Ce modèle a été validé grâce à la comparaison de ses résultats avec les données de nombreux tests réalisés en laboratoire sur les modèles de qualification et de vol du LVL dans différentes configurations. Par la suite, d'autres applications de ce modèle autres que la détermination de ses modes propres sont apparues. En effet, ce modèle pourrait permettre la détermination de certaines propriétés du régolithe au niveau du site d'atterrissage de la mission InSight grâce à l'inversion des fréquences de résonances du LVL posé sur Mars. Cependant, ce travail nécessite encore quelques recherches. Finalement, les performances globales de SEIS, déduites de la combinaison des mesures de ses six capteurs sismiques, ont montré que les propriétés de la subsurface au niveau du site InSight pourraient également être contraintes via la mesure de la composante de rotation du mouvement sismique et ainsi la détermination de la vitesse de phase des ondes de surface sur Mars.

2.6.1 Détermination des résonances sur Mars

Quand les données sismiques seront enregistrées par SEIS sur Mars, les résonances du LVL devront donc être identifiées pour les déduire des mesures et afin de les inverser pour étudier les propriétés du régolithe avec l'aide du modèle développé dans cette thèse. Cependant, aucun sismomètre de référence ne sera présent sur place pour calibrer les données comme effectué lors des tests en laboratoire. En effet, les fonctions de transfert expérimentales utilisées dans les parties précédentes ont toujours été déterminées par re-calibration des données du sismomètre placé sur le LVL par celles des données d'un sismomètre de référence placé, par terre, à côté.

Une étude a donc été réalisée grâce aux 22 tests effectués au MPS avec des mesures du bruit ambiant et pour différentes configurations de tilt du LVL. L'objectif est de déterminer à quel point les résonances peuvent être mesurées en utilisant uniquement les données d'un capteur placé sur le LVL. Pour cela, les fréquences des pics d'amplitude sur les spectres de densité de puissance du capteur placé sur le LVL lors de ces tests sont comparées aux fréquences apparentes sur la fonction de transfert correspondante. Les fréquences obtenues par ces deux différents moyens sont plutôt en accord avec un écart de ± 0.3 Hz. La comparaison des données SPs au CNES obtenues par la fonction de transfert et par le spectre de densité de puissance montre également des résultats compris dans cette tranche de valeurs. Cela prouve qu'il sera possible de déterminer les résonances de la structure LVL avec confiance à partir des données SEIS sur Mars.

Par contre, la prédiction des amplitudes de ces résonances sans l'aide d'un capteur de référence sera plus difficile. Les tests réalisés en laboratoire indiquent que la variation d'amplitude des résonances peut être d'un ordre de grandeur. De plus, les amplitudes semblent dépendre de la cohérence entre le capteur de référence et celui placé sur le LVL. Sans capteur de référence, le bruit de fond doit être estimé à l'aide des composantes horizontales autour du pic ou de la composante verticale ne contenant aucun pic. Mais lors des tests en laboratoire les amplitudes spectrales n'étaient pas les mêmes sur les composantes horizontales et verticales ce qui rend compliquée la détermination de l'amplitude des résonances. Le manque d'informations sur

Mars conduira à une sous-estimation des amplitudes ce qui impliquera un ajustement lors de la suppression des effets de résonances du LVL sur les données sismiques martiennes.

2.6.2 Détermination des propriétés du régolithe avec le bras robotique

En complément des formules déduites de Poulos & Davis (1974), faisant le lien entre les paramètres k_h^g et C_h^g du modèle numérique du LVL et les coefficient de Poisson ν) et module d'Young E du sol martien, il semblerait intéressant de réaliser des simulations par éléments finis (pieds coniques encastrés dans du régolithe) et de nouvelles expériences en laboratoire (nouveaux tests de chargement) afin de comprendre et quantifier l'influence du cône des pieds de la structure LVL sur la détermination des propriétés du sol sur lequel elle est posée.

De plus, d'autres expériences seront entreprises une fois l'atterrisseur InSight posé sur Mars afin de déterminer les propriétés élastiques de la surface au niveau du site d'atterrissage. C'est le cas par exemple d'expériences réalisées avec le bras robotique qui viendra appuyer plusieurs fois sur la surface proche de SEIS afin de mesurer l'inclinaison du sol qui en résulte ou encore le signal sismique associé à cette perturbation. Il sera donc intéressant de coupler les résultats de l'inversion réalisée dans le cadre de cette thèse avec ceux des différentes expériences faites sur Mars.

2.6.3 Modélisation du LSA

Une dispositif présent sur le LVL et non modélisé dans cette thèse est le LSA (Figure 2.30). Pour rappel, celui-ci est doté d'un petit système pyrotechnique qui permettra d'effectuer un découplage mécanique entre le tether et le LVL afin de les découpler mécaniquement. En effet, il est important d'éviter au maximum que des vibrations de ce câble puissent venir perturber la mesure sismique de l'instrument SEIS. Ce dispositif pouvant être considéré comme une masse additionnelle sur le côté de la bague du LVL, il pourrait légèrement modifier sa fonction de transfert. Il semblerait donc intéressant par la suite d'ajouter la modélisation de ce dispositif dans le modèle complet du LVL réalisé lors de cette thèse. L'idée serait de pouvoir observer son impact sur la fonction de transfert et les résonances de la structure.

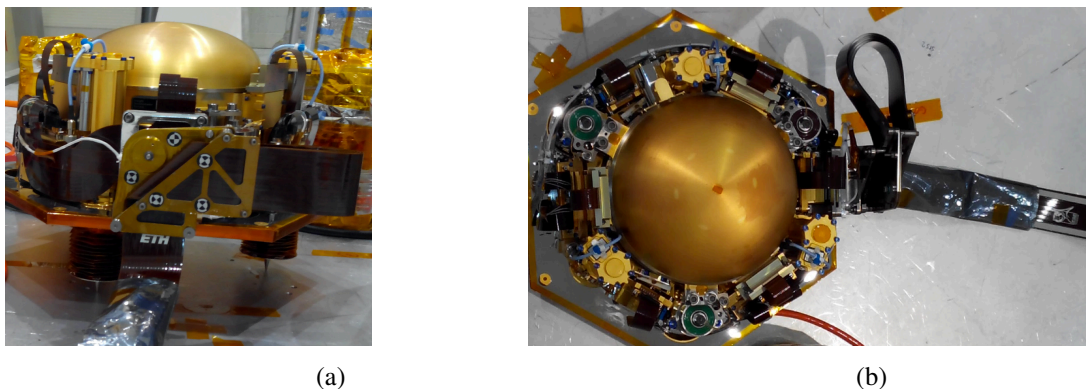


FIGURE 2.30 – Photos prises lors des derniers tests (ceux des SPs horizontaux) réalisés au CNES sur l'instrument SEIS avant livraison aux Etats-Unis. (a) permet d'observer le LSA de face, et (b) de haut.

PROTOTYPE DE SYSTÈME DE LECTURE OPTIQUE POUR SISMOMÈTRE PLANÉTAIRE

Sommaire

3.1 Principe général	92
3.1.1 Méthode de Pound-Drever-Hall	92
3.1.2 Cas du sismomètre optique	102
3.2 Solution technique	108
3.2.1 Partie fibrée du montage	108
3.2.2 Cavité optique	109
3.3 Théorie et simulations	118
3.3.1 Modèle théorique	118
3.3.2 Simulations des performances du montage	119
3.3.3 Estimation des bruits	122
3.4 Réalisation expérimentale et premiers résultats	133
3.4.1 Prise en main du montage initial	133
3.4.2 Implémentation du montage général	134
3.4.3 Premiers résultats	140
3.5 Conclusion et perspectives	145

3.1 Principe général

Comme détaillé dans le contexte de cette thèse, les systèmes de lecture optique sont de plus en plus étudiés afin d'améliorer les performances des capteurs sismiques, notamment à basse fréquence. Jusqu'à aujourd'hui, les différents types de capteurs utilisés étaient en majorité magnétiques ou capacitifs. Quelques techniques anciennes peuvent également être citées comme l'utilisation de stylets mais celles-ci impliquent des problèmes de frottements et nécessitent de grandes masses d'épreuve. Les géophones, dotés de capteurs magnétiques, sont de bons détecteurs de vitesses sismiques mais seulement entre le Hertz et la centaine de Hertz. De plus, ils sont sensibles aux variations de champs magnétique et de température, et limités par le bruit Johnson¹ des bobines. Les capteurs capacitifs, technologie utilisée pour les sismomètres à large bande (comme les VBBs InSight), sont les meilleurs sur le marché actuellement mais leur bruit est limité par la force électrostatique (induite par la proximité de deux capacités seulement séparées d'un entrefer). Ce type d'instrument est également compliqué à rendre spatialisable notamment à cause de la demande de faible consommation électrique. Une fois ce défi relevé, comme avec les VBBs InSight, leur bruit de mesure limite encore la détection de certains signaux sismiques intéressants.

Les systèmes de lecture interférométrique ont déjà fait leur preuve lors de la détection d'ondes gravitationnelles. D'après la littérature, ils semblent pouvoir améliorer les performances des sismomètres, notamment à basse fréquence, et simplifient également leur implémentation. Afin d'essayer d'améliorer encore davantage les performances de lecture à basse fréquence, la technique de l'asservissement de la fréquence laser semble intéressante à étudier. En effet, celle-ci ne semble pas encore avoir été implémentée pour la lecture d'un signal sismique puisque cette solution est inexistante dans la littérature. Le principe choisi est la mesure de la fréquence de résonance d'une cavité Fabry-Perot dont un des miroirs constitue le bras du sismomètre. L'objectif final est d'atteindre une performance de mesure de déplacement du sol de $40 \text{ fm}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 Hz ce qui correspond à une amélioration de deux ordres de grandeur de la sensibilité actuelle des VBBs InSight.

3.1.1 Méthode de Pound-Drever-Hall

La méthode de Pound-Drever-Hall (notée PDH) est étudiée pour la première fois en 1946 par Pound dans le domaine des fréquences radio en utilisant des cavités micro-ondes (Pound 1946). Drever et Hall transposent ensuite sa technique au domaine des fréquences optiques dans les années 1980 en utilisant des boucles d'asservissement afin de verrouiller une fréquence laser sur une cavité optique de type Fabry-Perot de haute finesse (Drever et al. 1983). Le PDH est donc normalement une technique utilisée pour la stabilisation d'une fréquence laser.

Il est utile de rappeler qu'un asservissement de fréquence laser a pour but de maintenir la fréquence optique de ce dernier de manière à rester aussi proche que possible d'une fréquence optique externe, imposée, dite "de consigne". Pour cela, un contrôleur de fréquence optique disponible sur le laser est utilisé. Un élément crucial est le "discriminateur de fréquence optique" qui génère un "signal d'erreur" proportionnel à l'écart entre la fréquence optique du laser et la fréquence de consigne. Ensuite, une électronique de contre-réaction génère le "signal de correction" qui, appliqué au contrôleur de fréquence, permettra de maintenir la fréquence optique du laser identique ou proche de la fréquence de consigne. Dans le système laser, le contrôleur peut

1. Bruit dû à l'agitation thermique des électrons dans les conducteurs électroniques.

être un actuateur piezoélectrique, un élément chauffant, ou encore le courant dans une diode de pompe, etc. Cette technique nécessite cependant de trouver un moyen de mesurer précisément la fréquence porteuse du laser.

Il existe 2 types de références de fréquence en optique : les transitions atomiques (ou moléculaires) et les cavités optiques. Il y a "exactitude" si la fréquence moyenne asservie est liée à une référence physique "absolue" (par exemple la fréquence d'une transition atomique extrapolée à température et pression nulle). Il y a par contre "répétabilité" lorsque la même fréquence est obtenue à chaque fois mais que celle-ci n'est pas directement connue par rapport à un étalon absolu. Un asservissement sur une transition atomique ou moléculaire est généralement répétable et parfois exact. Une cavité n'est par contre pas répétable (encore moins exacte), mais peut être très stable (sur des temps plus ou moins longs). Le croisement des plages d'utilisation en fréquence de ces 2 références donne la gamme suivante : $10^{-2} - 1$ Hz. Cette plage de fréquences basses peut être intéressante notamment pour le développement de sismomètres à large bande.

Le principe général du PDH utilise la deuxième méthode de stabilisation laser citée. En effet, une fréquence laser est mesurée très précisément à l'aide d'une cavité Fabry-Perot et cette mesure est envoyée en contre-réaction sur le laser lui-même afin d'éliminer ses fluctuations de fréquence. Ce chapitre explique en détail la méthode de Pound-Drever-Hall.

Idée générale

La méthode PDH propose donc une solution de mesure précise de la fréquence d'un laser et de correction de celle-ci. Afin de mesurer précisément la fréquence du laser, l'idée est d'envoyer le faisceau dans une cavité Fabry-Perot puis de regarder la fraction du faisceau réfléchi (ou à l'inverse, transmise) par la cavité. Pour rappel, une cavité Fabry-Perot a la spécificité de ne laisser passer la lumière que si, et seulement si, le double de sa longueur est égal à un nombre entier de fois la longueur d'onde du faisceau lumineux. C'est-à-dire $2L = N \cdot \lambda$, ce qui implique :

$$f_N = N \cdot \frac{c}{2L} \quad (3.1)$$

N est un entier, L correspond à la longueur de la cavité, c à la vitesse de la lumière et f_N est la fréquence de résonance N de la cavité. Une cavité Fabry-Perot agit comme un filtre de fréquences avec des creux de réflexion (ou à l'inverse, des pics de transmission) espacés régulièrement entre eux. Cette régularité fréquentielle spécifique à une cavité particulière s'appelle l'ISL (Intervalle Spectral Libre). Par identification dans l'équation précédente son expression est la suivante :

$$ISL = \frac{c}{2L}, \quad (3.2)$$

ou $c/2nL$ si la cavité est un milieu d'indice n . La Figure 3.1 représente le phénomène de réflexion en dehors de la cavité. L'ISL est défini comme l'écart entre 2 fréquences successives de réflexion. Dans la méthode PDH, le laser va être asservi en fréquence sur un creux de réflexion (ou un pic de transmission) d'une cavité Fabry-Perot.

Une autre caractéristique d'une cavité Fabry-Perot est sa finesse F . Elle est le rapport entre son ISL et la largeur à mi-hauteur Δf des creux de réflexion (ou pics de transmission). Plus visuellement, ce paramètre représente la "finesse" des pics en fréquence et dépend du coefficient

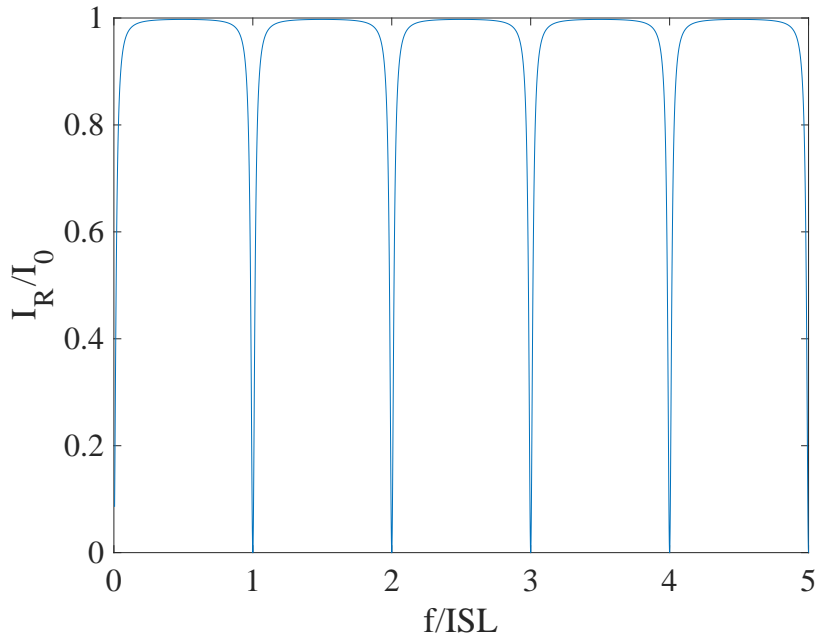


FIGURE 3.1 – Réflexion d'une cavité Fabry-Perot en fonction de l'indice $N (=f/ISL)$. La finesse de la cavité Fabry-Perot simulée ici est $\mathcal{F}=62,8$.

de réflexion des miroirs de la cavité. Pour une cavité sans perte, de réflexion R (en puissance) pour chaque miroir, la formule de la finesse est :

$$\mathcal{F} \approx \frac{\pi}{1 - R} \quad (3.3)$$

Avant l'invention de la méthode PDH, la stabilisation d'une fréquence laser à l'aide d'une cavité optique était réalisée grâce au raisonnement suivant : si la fréquence laser est choisie suffisamment proche d'une des fréquences de résonance de la cavité (c'est-à-dire assez proche pour obtenir au moins la moitié de la puissance maximale de transmission), une petite variation de la fréquence laser produit alors un changement proportionnel de l'intensité transmise qui est donc mesurée afin de contre-réagir cette information pour corriger la fréquence du laser. Malheureusement, l'incapacité de cette technique à distinguer les différentes causes de fluctuation du signal (fluctuation de la transmission de la cavité ou de la puissance du laser) est problématique pour le réglage. La Figure 3.2 montre que l'intensité réfléchie par la cavité est symétrique par rapport à la fréquence de résonance. Il est donc impossible de déterminer, en faisant varier la fréquence du laser pour quitter le creux et en observant l'intensité réfléchie, si la fréquence du laser a augmenté ou diminué.

Pour résoudre ce problème, la méthode PDH utilise une technique dite de "peak-locking", basée sur la dérivée de l'intensité laser qui, elle, est antisymétrique à la résonance. Cette technique consiste à s'asservir sur un des creux de réflexion de la cavité. Pour la mesure, il suffit de faire varier très légèrement la fréquence et regarder comment le faisceau réfléchi répond. Comme le montre la Figure 3.2, au-dessus de la résonance la dérivée de l'intensité réfléchie par rapport à la fréquence laser est positive (courbe croissante). Cela signifie que si la fréquence

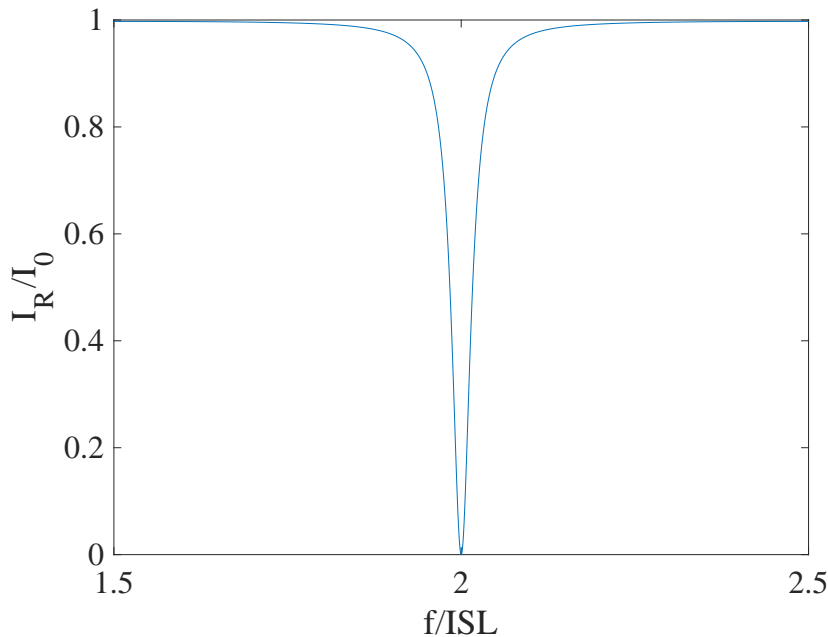


FIGURE 3.2 – Zoom sur un creux de réflexion de la Figure 3.1 représentant l'intensité de la lumière réfléchie en dehors d'une cavité Fabry-Perot en fonction de l'indice N ($=f/ISL$), autour de la résonance.

de ce dernier varie sinusoidalement, alors l'intensité réfléchie variera de la même manière, en phase avec la fluctuation de fréquence. Au contraire, la dérivée de l'intensité réfléchie par rapport à la fréquence laser sous la résonance est négative (courbe décroissante). Dans ce cas, le faisceau réfléchi présentera un changement de phase de 180° .

Modèle conceptuel

La Figure 3.3 représente un montage PDH basique, permettant dans un premier temps de comprendre la méthode. Le faisceau laser émis est d'abord envoyé à travers un isolateur optique qui permet d'éviter qu'une partie du faisceau soit réfléchi vers le laser. Ensuite, afin de travailler avec les minimums de réflexion tout en rendant le signal d'erreur antisymétrique, le faisceau est modulé en phase en passant à travers un modulateur électro-optique (noté EOM). Puis un circulateur permet d'envoyer le faisceau laser vers la cavité et de récupérer sa réflexion pour l'envoyer vers un photodétecteur. Le faisceau optique en sortie du circulateur est la superposition de la porteuse et de toutes les harmoniques (en particulier +1 et -1) réfléchies par la cavité. Le signal en sortie de photodiode contient donc des composantes continues (réflexion de la porteuse) et alternatives (battements des harmoniques entre eux et avec la porteuse). Ce signal est alors multiplié au signal de l'oscillateur local qui commande l'EOM, à l'aide d'un mixer. Sa sortie contient donc trois composantes principales : un signal quasi-continu à basse fréquence ainsi que des signaux oscillant à la fréquence de modulation, et son double. Ces deux derniers signaux sont dans le domaine radiofréquence, typiquement plusieurs MHz. Ce choix de fréquence de modulation étant lié au fait que le bruit d'intensité d'un laser y est nettement plus faible qu'aux fréquences plus basses. Le signal basse fréquence doit ensuite être isolé puis-

3 Prototype de système de lecture optique pour sismomètre planétaire

qu'il contient l'information sur la dérivée de l'intensité réfléchiée par la cavité Fabry-Perot. Un filtre passe-bas est donc utilisé pour ne garder que les basses fréquences et le résultat est appelé "signal d'erreur". Il est ensuite envoyé dans un filtre de rétroaction (PID), puis amplifié, avant d'entrer sur le port de réglage du laser afin de stabiliser sa fréquence sur celle de la résonance de la cavité. Le déphaseur permet de compenser le déphasage (induit par la cavité et les autres composants électroniques et optiques) sur la voie optique, ainsi que de choisir le signe de la rétroaction.

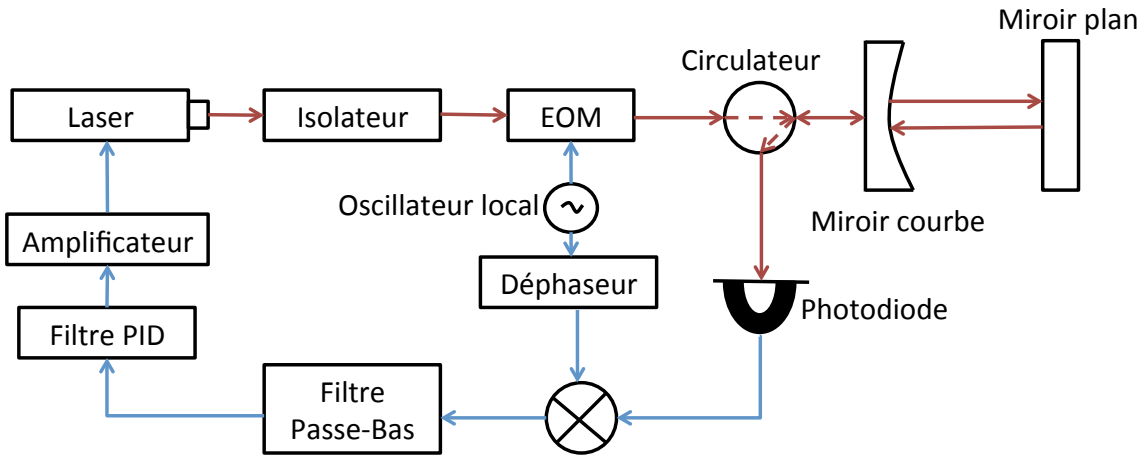


FIGURE 3.3 – Montage simple du principe de PDH. Les lignes rouges représentent le signal optique et les bleues le signal électronique.

Modèle mathématique

a. Modulation du faisceau

L'amplitude complexe du signal du faisceau laser arrivant dans l'EOM en fonction du temps s'exprime sous la forme suivante :

$$V(t) = V_0 \cdot e^{i\omega t + \phi}. \quad (3.4)$$

V_0 représente l'amplitude du signal émis par le laser, ω sa pulsation (rappel : $\omega = 2\pi f$ avec f la fréquence optique du laser), et ϕ sa phase. L'EOM permet de moduler le signal en phase donc le champ électrique du faisceau en sortie de celui-ci devient :

$$V(t) = V_0 \cdot e^{i(\omega t + \beta \sin(\Omega t))}, \quad (3.5)$$

où β et $\Omega/2\pi$ sont respectivement la profondeur et la fréquence de modulation, définis par l'amplitude et la fréquence de l'oscillateur local. Cette expression est développée au premier ordre en utilisant les fonctions de Bessel :

$$V(t) = V_0 \cdot (J_0(\beta) + 2iJ_1(\beta) \sin \Omega t) e^{i\omega t} \quad (3.6)$$

$$= V_0 (J_0(\beta) e^{i\omega t} + J_1(\beta) e^{i(\omega + \Omega)t} - J_1(\beta) e^{i(\omega - \Omega)t}). \quad (3.7)$$

Après modulation du faisceau laser, le signal peut ainsi être considéré, au premier ordre, comme l'assemblage de 3 composantes : une porteuse (à la pulsation ω) et deux bandes latérales (aux pulsations $\omega \pm \Omega$). Soit $P_0 \propto |V_0|^2$ la puissance totale du faisceau laser émis à l'origine. La puissance dans la porteuse s'exprime donc ainsi :

$$P_c = J_0^2(\beta)P_0, \quad (3.8)$$

et celle dans chacune des bandes latérales :

$$P_S = J_1^2(\beta)P_0. \quad (3.9)$$

Ce cas d'étude peut être mis en oeuvre expérimentalement en utilisant une faible profondeur de modulation ($\beta < 1$). En effet, la Figure 3.4 montre le comportement des trois premiers coefficients de Bessel en fonction de β et confirme que la quasi totalité de la puissance se trouvera ainsi dans la porteuse et les premières bandes latérales.

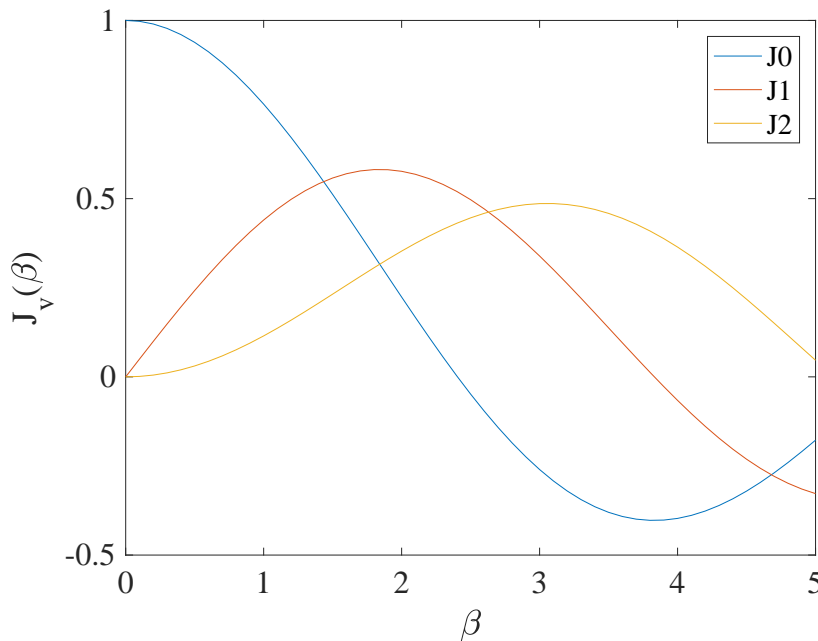


FIGURE 3.4 – Amplitude des trois premiers coefficients de Bessel J_0 , J_1 et J_2 en fonction de la profondeur de modulation β .

b. Réflexion du faisceau par la cavité

Le faisceau réfléchi par une cavité Fabry-Perot est en réalité la somme cohérente de deux faisceaux : le faisceau réfléchi instantané qui rebondit directement sur la surface du 1er miroir et n'entre donc jamais dans la cavité, et le faisceau de fuite qui est la partie du faisceau incident qui revient après plusieurs allers-retours dans la cavité. Ces deux faisceaux ont la même fréquence. Si le faisceau d'entrée est parfaitement résonnant, c'est-à-dire que la fréquence porteuse est égale à exactement un multiple entier de l'ISL, et que les deux miroirs sont parfaitement identiques (c'est-à-dire qu'ils ont le même coefficient de réflexion et les mêmes pertes) alors ces

deux faisceaux de sortie ont la même amplitude. En considérant uniquement les combinaisons donnant des battements à la fréquence Ω , alors il existe deux combinaisons possibles : porteuse + première bande latérale à droite, ou porteuse + première bande latérale à gauche. Ces deux combinaisons sont en opposition de phase. Si la cavité est résonnante, elles s'annulent (pour rappel, les deux combinaisons sont alors de même amplitude). Si la cavité n'est pas résonnante, une des bandes latérales est plus réfléchi que l'autre et donc l'annulation est imparfaite et il reste un signal modulé à la fréquence Ω . C'est en observant l'amplitude totale du signal de sortie (le cas monomode est représenté sur la Figure 3.5) que le signal d'erreur est obtenu. C'est le principe même de la méthode PDH décrite plus haut.

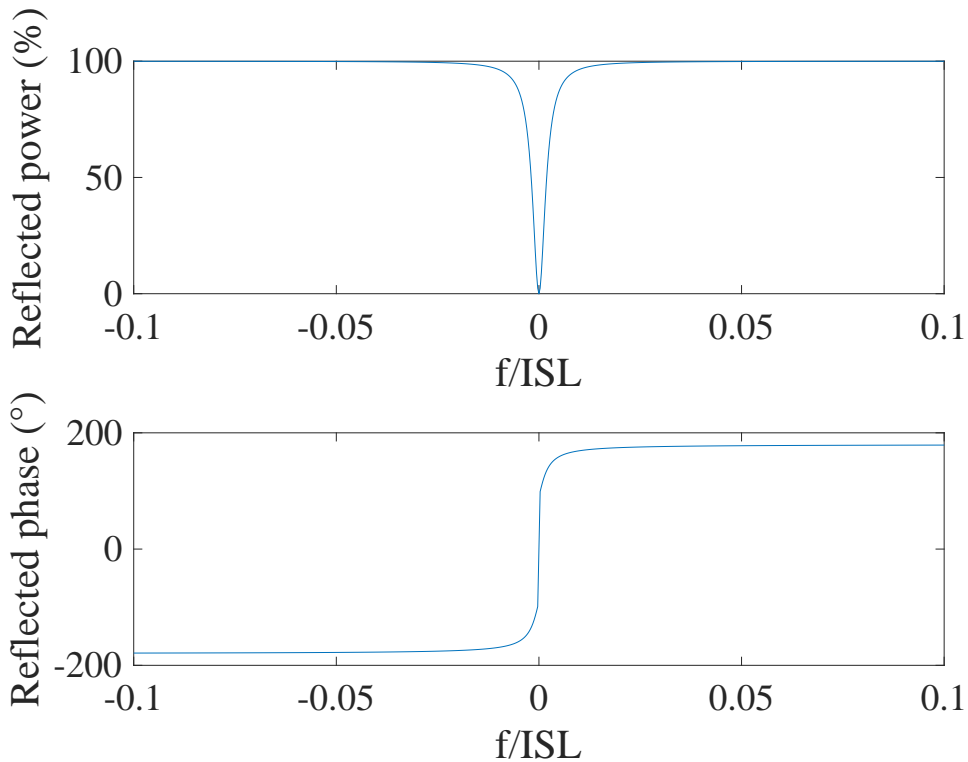


FIGURE 3.5 – Amplitude et phase du faisceau mono fréquence réfléchi par une cavité Fabry-Perot au voisinage de la résonance N (ici $N=0$). La finesse de la cavité Fabry-Perot simulée ici est $\mathcal{F}=1570$.

c. Mesure du signal d'erreur

Les coefficients de réflexion (en amplitude) r des deux miroirs sont considérés égaux. Pour calculer l'amplitude d'un faisceau réfléchi lorsque le faisceau incident a plusieurs composantes il suffit de traiter chaque composante séparément en multipliant chacune par la fonction de transfert de la cavité à la fréquence appropriée $F(\omega)$. Pour un faisceau monochromatique, cette fonction est le rapport entre l'amplitude du champ électrique du faisceau réfléchi et l'amplitude du champ électrique du faisceau incident au même point. Soit :

$$F(\omega) = \frac{V_{ref}}{V_{in}} = \frac{r(e^{i\frac{\omega}{ISL}} - 1)}{1 - r^2 \cdot e^{i\frac{\omega}{ISL}}}. \quad (3.10)$$

En traitant chaque composante du faisceau modulé séparément et en utilisant l'équation 3.7, l'amplitude du faisceau réfléchi s'exprime :

$$V_{ref} = V_0 \cdot (F(\omega)J_0(\beta)e^{i\omega t} + F(\omega + \Omega)J_1(\beta)e^{i(\omega+\Omega)t} - F(\omega - \Omega)J_1(\beta)e^{i(\omega-\Omega)t}). \quad (3.11)$$

Le photodétecteur installé dans la suite du montage PDH permet de convertir la puissance optique du signal lumineux en signal électrique et ainsi de fournir la puissance du faisceau réfléchi par la cavité. Soit $P_{ref} \propto |V_{ref}|^2$, ce qui donne après combinaison des équations 3.8, 3.9 et 3.11, puis développement :

$$\begin{aligned} P_{ref} = & Pc|F(\omega)|^2 + Ps[|F(\omega + \Omega)|^2 + |F(\omega - \Omega)|^2] + 2\sqrt{PcPs}[Re\{F(\omega)F^*(\omega + \Omega) \\ & - F^*(\omega)F(\omega - \Omega)\} \cos \Omega t + Im\{F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega)\} \sin \Omega t] \\ & + (\text{termes en } 2\Omega). \end{aligned} \quad (3.12)$$

Le signal contient donc un motif de battements en sortie du photodétecteur. Les termes en $\cos \Omega t$ et $\sin \Omega t$ sont dus à l'interférence entre la porteuse et les bandes latérales, et ceux à la pulsation 2Ω sont dus aux interférences des bandes latérales entre elles. Seuls les termes en Ω (parties sin et cos dans l'équation 3.12) sont intéressants puisqu'ils offrent une information sur l'écart entre la fréquence porteuse laser et la fréquence de la résonance de la cavité. Ces termes sont isolés grâce à la suite du montage PDH (mixer et filtre passe-bas). La première entrée du mixer contient le signal de modulation (terme en $\sin \Omega t$) issu de l'oscillateur local (Figure 3.3) et le deuxième le signal réfléchi par la cavité. Deux cas de modulation doivent alors être distingués : celui avec une fréquence de modulation $\Omega/2\pi$ choisie basse, ou dans le cas contraire avec une fréquence de modulation élevée.

d. Modulation lente

La modulation lente correspond au cas où la fréquence de modulation $\Omega/2\pi$ est inférieure à la largeur à mi-hauteur Δf des creux de réflexion de la cavité. Cela revient donc à considérer Ω très petit et donc :

$$F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega) \approx 2.Re(F(\omega)\frac{d}{d\omega}F^*(\omega))\Omega \approx \frac{d|F|^2}{d\omega}\Omega, \quad (3.13)$$

qui est purement réel. Parmi les termes en Ω , seul le terme en \cos survit dans l'expression 3.12. En approximant $\sqrt{PcPs} \approx P_0\frac{\beta}{2}$ (soit en faisant l'hypothèse d'une profondeur de modulation β faible), P_{ref} devient :

$$P_{ref} \approx (\text{termes constants}) + P_0\frac{d|F|^2}{d\omega}\Omega\beta \cos(\Omega t) + (\text{termes constants en } 2\Omega), \quad (3.14)$$

Un mixer est placé à la suite du montage, ce type de composant permet de réaliser mathématiquement la multiplication de ses entrées. La première entrée du mixer contient le signal de modulation (terme en sinus à la pulsation Ω) et la deuxième le signal réfléchi en dehors de la cavité. Le mixer ainsi que le filtre passe-bas permettent alors de récupérer le terme qui varie en $\cos \Omega t$ (attention, il se peut qu'un ajustement de la phase du signal de modulation soit nécessaire avant son introduction dans le mixer). Le signal d'erreur en sortie s'exprime alors :

3 Prototype de système de lecture optique pour sismomètre planétaire

$$\epsilon = P_0 \frac{d|F|^2}{d\omega} \beta \Omega \approx 2\sqrt{P_c P_s} \frac{d|F|^2}{d\omega} \Omega. \quad (3.15)$$

L'allure générale du signal d'erreur est représentée sur la Figure 3.6.

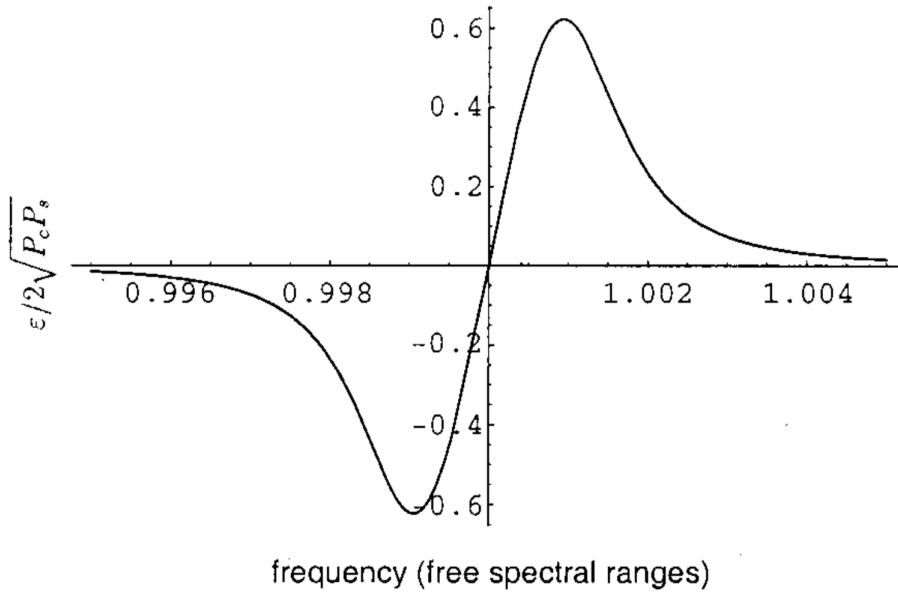


FIGURE 3.6 – Courbe tirée de l'article de Black (2001) représentant le signal d'erreur d'un montage PDH $\frac{\epsilon}{2\sqrt{P_c P_s}}$ en fonction de $f/2\pi ISL$ dans le cas d'une modulation lente (ici : environ une demie largeur en fréquence) et d'une cavité de finesse égale à 500.

e. Modulation rapide

La modulation rapide a une fréquence de modulation $\Omega/2\pi$ bien supérieure à la largeur à mi-hauteur Δf , c'est-à-dire de plusieurs fois la largeur des pics. Mais cette fréquence est aussi bien distincte d'un multiple de l'intervalle spectral libre. Quand la porteuse est proche de la résonance et que la fréquence de modulation est assez haute pour que les bandes latérales soient éloignées, alors ces bandes latérales sont supposées entièrement réfléchies, c'est-à-dire que $F(\omega \pm \Omega) \approx -1$. Cette fois, seul le terme en sinus de l'expression 3.12 survit. Le signal d'erreur du Pound-Drever-Hall s'écrit donc :

$$\epsilon = -2\sqrt{P_c P_s} \text{Im}\{F(\omega)F^*(\omega + \Omega) - F^*(\omega)F(\omega - \Omega)\}. \quad (3.16)$$

Ce signal d'erreur est représenté sur la Figure 3.7. Exactement à la résonance, la puissance réfléchie est nulle. La modulation haute fréquence présente des avantages dont notamment sa plus grande bande spectrale d'accrochage de l'asservissement. En effet, le signal d'erreur reste dominant (en valeur absolue) sur une plus grande gamme de fréquence que dans le cas d'une modulation lente.

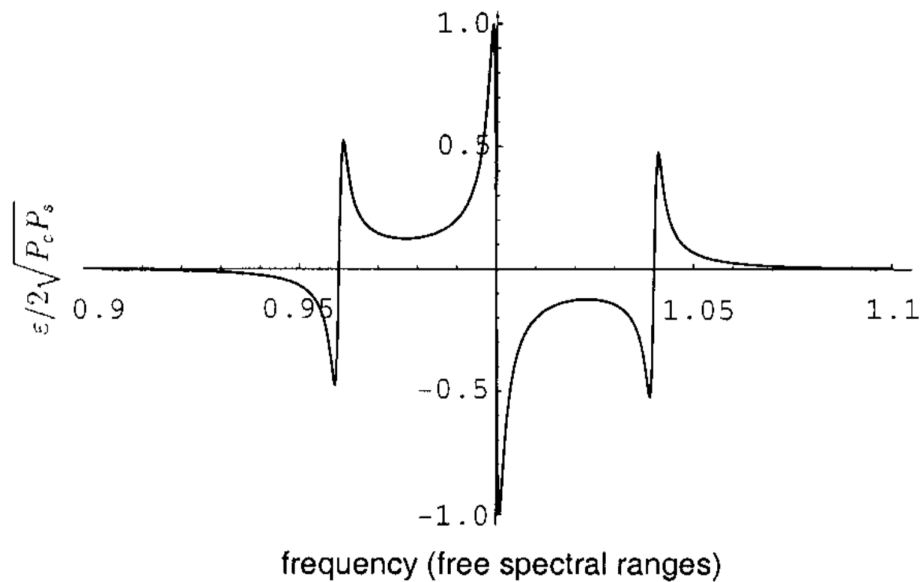


FIGURE 3.7 – Courbe tirée de l'article de Black (2001) représentant le signal d'erreur d'un montage PDH $\frac{\epsilon}{2\sqrt{P_c P_s}}$ en fonction de $f/2\pi ISL$ dans le cas d'une modulation rapide (ici : environ 20 largeurs en fréquence) et d'une cavité de finesse égale à 500.

3.1.2 Cas du sismomètre optique

Design

Comme cela vient d'être vu, la méthode PDH est généralement utilisée pour la stabilisation d'une fréquence laser. Mais elle est aussi transposable au cas inverse, plus rarement exploité, d'une cavité dont la déformation (fluctuation de longueur) est déterminée par l'observation du signal de rétroaction. Ce sont ces deux cas qui sont exploités pour le développement technique d'un système de lecture optique pour sismomètre planétaire.

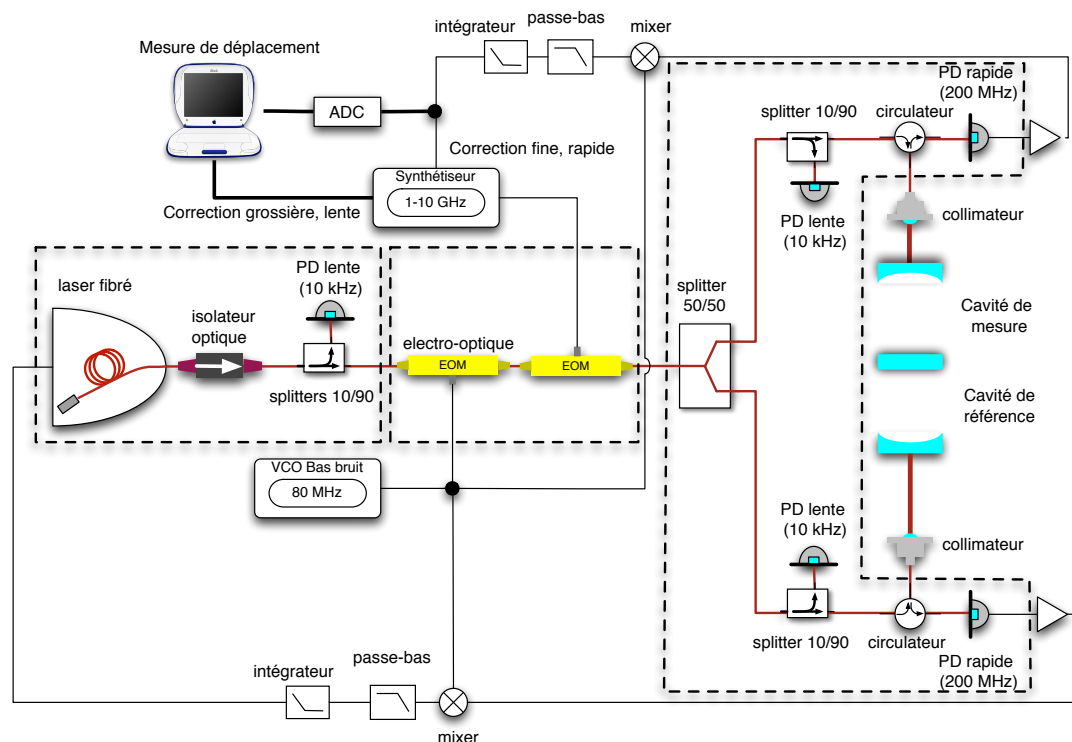


FIGURE 3.8 – Schéma général du système de lecture optique proposé pour un sismomètre planétaire. Les lignes noires représentent le signal électronique et les rouges le signal optique circulant dans la fibre optique.

La Figure 3.8 présente le design du système de lecture optique imaginé et mis en place dans le cadre de cette thèse. Dans ce montage, le miroir central de la cavité est prévu pour être mobile et rattaché au bras d'un sismomètre (posé au sol) et c'est le déplacement de ce miroir central (lié au mouvement du sol) qui va permettre une mesure de l'accélération sismique. Attention, la direction du déplacement du miroir central est perpendiculaire au plan des deux autres miroirs et se fait le long de l'axe optique. Les deux miroirs courbes sont fixes et isolés sismiquement du sol au maximum. Lorsque le miroir central va se déplacer, celui-ci va faire varier les longueurs des deux cavités Fabry-Perot visibles sur la figure (augmenter l'une et diminuer l'autre, la longueur totale restant constante). Ce changement de longueur implique alors une variation des fréquences de résonance des deux cavités. Une cavité va servir à stabiliser la fréquence du laser via la méthode PDH et joue ainsi le rôle de "référence". Dans ce montage précis, l'asservissement est réalisé sur les creux de réflexion de la cavité, et non pas ses pics de transmission. La modulation du second EOM joue le rôle d'un deuxième faisceau laser, à

une fréquence différente, asservi sur la deuxième cavité. C'est la stabilisation de cette deuxième fréquence laser qui va permettre de déterminer la variation de longueur des deux cavités lors d'un évènement sismique, et ainsi indirectement l'accélération du sol par rapport à la cavité.

Un montage PDH similaire à celui, plus basique, du modèle conceptuel présenté plus haut est visible sur le design global. En effet, comme vu précédemment, le faisceau laser émis est d'abord envoyé à travers un isolateur optique qui permet d'éviter la réflexion d'une partie du faisceau vers le laser lui-même. Ensuite, le faisceau est modulé en phase (modulation lente) en passant à travers un premier EOM. Le deuxième EOM ne fait pas partie du montage PDH et est présent pour la mesure de fluctuation de longueur de la deuxième cavité. Celui-ci fonctionnera à haute fréquence. Un séparateur permet alors de diviser en deux le faisceau résultant (modulé deux fois) pour obtenir plus tard les signaux d'erreur des deux cavités.

Il existe en réalité deux possibilités pour le schéma d'asservissement. La première, qui est la solution représentée sur les Figures 3.8 et 3.9, consiste à asservir la fréquence porteuse du laser sur une des cavités (montage PDH) et à régler la fréquence de l'EOM haute fréquence de sorte que l'une des bandes latérales coïncide avec la résonance de la 2ème cavité. L'autre solution consisterait à asservir la fréquence du laser sur la moyenne des signaux d'erreur des deux cavités et la fréquence du deuxième EOM sur la différence, avec une bande latérale verrouillée sur chaque cavité. Dans les deux cas, la fréquence de commande de l'EOM est directement liée à la mesure de la différence des fréquences de résonance (avec un facteur 2 dans la 2ème solution) et donc du déplacement du miroir et indirectement de l'accélération du sol.

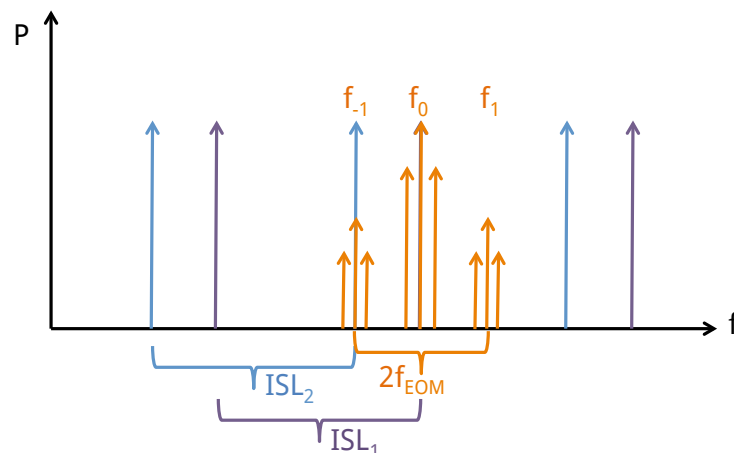


FIGURE 3.9 – Graphe explicatif de l'asservissement des deux cavités optiques. Les résonances des deux cavités correspondent aux flèches bleues et violettes. Dans un cas parfait, les deux cavités sont de même longueur donc $ISL_1=ISL_2$. Les flèches oranges représentent le spectre du faisceau modulé : f_0 correspond à la fréquence porteuse du laser et ses bandes latérales à celles créées par le premier EOM (modulation basse fréquence). Les fréquences f_1 et f_{-1} sont les bandes latérales créées par le deuxième EOM (modulation haute fréquence).

Attention, le deuxième asservissement est réalisé en deux étapes, c'est-à-dire que deux termes sont envoyés au synthétiseur après mesure de la commande. Une correction lente et grossière est réalisée numériquement et une correction rapide est faite analogiquement. Ceci est dû au

fait qu'un synthétiseur a une dynamique faible sur la correction analogique qui par contre a une meilleure résolution que la numérique (correction plus fine). La somme de ces deux corrections (l'une de haute résolution mais faible amplitude, l'autre plus grossière mais de grande dynamique) permet de réaliser un asservissement rigide.

Les choix technologiques qui sont faits dans le cadre de cette thèse, concernant les composants optiques et électroniques ainsi que le design des cavités optiques, pour mettre en place l'expérience de la Figure 3.8 en salle blanche, seront détaillés dans la partie suivante.

Montage à deux cavités optiques

Le montage réalisé pour cette thèse contient donc deux cavités Fabry-Perot placées dos à dos. Comme vu précédemment, l'une doit servir à réaliser le montage PDH afin de stabiliser la fréquence du laser et l'ajout d'une 2ème cavité symétrique permettra de réaliser une mesure de la variation différentielle de longueur des cavités. L'EOM permettant de réaliser le montage PDH fonctionnera donc à basse fréquence (80 MHz) puisqu'il est plus simple d'obtenir un bon EOM linéaire dans cette gamme. Un J_1 assez significatif dans la formule 3.7 est désiré pour bien distinguer les premières bandes latérales mais quand même inférieur à 1 afin que les harmoniques supérieures ne soient pas présentes. Pour cela, la profondeur de modulation a été choisie à 0,5 rad. Le deuxième EOM doit pouvoir fournir une fréquence de modulation entre quelques centaines de MHz (pour s'écarter de la porteuse principale de plusieurs Δf) et, au moins, un demi ISL. En effet, la Figure 3.9 illustre bien la problématique : il faut pouvoir couvrir tous les cas de figure de différence de longueur entre les 2 cavités (soit n'importe quelle position relative du peigne des fréquences de résonance de la cavité 1 par rapport à la cavité 2). Concernant la profondeur de modulation du deuxième EOM, il est préférable d'avoir équirépartition de la puissance entre la porteuse et les 2 bandes latérales.

Le même montage avec une seule cavité fonctionnerait pour une mesure sismique (c'est-à-dire du déplacement du miroir plan, en ne considérant que la partie haute de la Figure 3.8) mais il faudrait être certain d'obtenir la stabilité en fréquence nécessaire du laser dans la gamme de fréquence des mesures sismiques : allant de 10 mHz à 10 Hz. Après soustraction des signaux d'erreur résultant des deux cavités, la stabilité en fréquence s'exprime ainsi :

$$\delta f = \frac{f \cdot \delta L}{\Delta L} \quad (3.17)$$

Le terme δL est connu puisqu'il définit la performance attendue du système de lecture optique, soit $40 \text{ fm}/\sqrt{\text{Hz}}$. f est la fréquence du laser utilisé et ΔL la différence de longueur entre les deux cavités disposées dos à dos. Pour une valeur ΔL supposée égale à 1 mm, la stabilité attendue du laser est de $7800 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$. Si cette stabilité n'est pas garantie, la correction faite sur le laser est à la fois celle due au déplacement du miroir mais aussi celle des fluctuations de la fréquence propre du laser lui-même. En utilisant une seule cavité, le terme ΔL est remplacé par L , soit la taille de la cavité utilisée. Ce terme étant beaucoup plus grand, cela demande une stabilité plus forte (soit 20 fois meilleure). Le dispositif est donc plus sensible à la fluctuation propre de la fréquence du laser.

Le calcul qui suit permet de comprendre, dans le cas d'un asservissement parfait, comment la différence de longueur entre les deux cavités va pouvoir être déduite de la mesure de leur différence de fréquences de résonance. C'est-à-dire quelle est la réponse de l'écart en fréquence

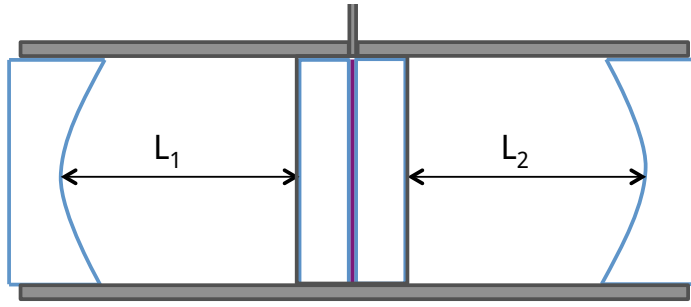


FIGURE 3.10 – Schéma représentant le montage avec les deux cavités optiques dos à dos.

des deux cavités Fabry-Perot dos à dos en fonction du déplacement du miroir central ? A la résonance, la fréquence peut être exprimée de la manière suivante :

$$f_r = N \cdot ISL, \quad (3.18)$$

où N est un entier et l' ISL est égal à $c/2L$ comme déjà vu précédemment. Dans un cas avec deux cavités, les fréquences de résonance de chaque cavité sont notées :

$$f_i = N_i \cdot \frac{c}{2L_i}, \quad (3.19)$$

avec i égal à 1 ou 2 suivant la cavité concernée. Pour pouvoir mesurer la différence de fréquence de résonance entre les deux cavités, notée $|f_2 - f_1|$, il est important d'avoir une différence inférieure à un ISL , soit :

$$|f_2 - f_1| < ISL_{,1}. \quad (3.20)$$

Arbitrairement, la première cavité a été considérée comme cavité de référence. La mesure réalisée par l'expérience est celle de $\delta f = f_2 - f_1$. L'équation 3.20 peut alors s'écrire :

$$\delta f \ll ISL_{,1}. \quad (3.21)$$

En supposant $f_2 > f_1$, soit :

$$\delta f > 0, \quad (3.22)$$

et cela implique :

$$\begin{cases} N_2 = N_1 + \delta N & \text{avec } \delta N \ll N_1 \\ L_2 = L_1 + \delta L \end{cases} \quad (3.23)$$

Le terme δL comporte à la fois une partie statique qui correspond à la différence de longueur par défaut entre les deux cavités, et une partie vibratoire qui correspond en réalité au signal du sismomètre.

Les équations 3.19 et 3.23 permettent alors d'exprimer f_2 de la manière suivante :

$$f_2 = N_2 \cdot \frac{c}{2L_2} = (N_1 + \delta N) \frac{c}{2(L_1 + \delta L)}. \quad (3.24)$$

Après développement limité au 1er ordre et en négligeant les termes d'ordre 2,

3 Prototype de système de lecture optique pour sismomètre planétaire

$$f_2 = f_1 + \delta N \cdot \frac{c}{2L_1} - N_1 \cdot \delta L \cdot \frac{c}{2L_1^2}. \quad (3.25)$$

Donc, grâce aux équations 3.22 et 3.25, une borne inférieure de δN peut être définie :

$$\delta N \geq N_1 \cdot \frac{\delta L}{L_1}. \quad (3.26)$$

Or, l'équation 3.25 peut-être réécrite d'une autre façon :

$$\frac{2L_1}{c} \cdot \delta f = \delta N - N_1 \cdot \frac{\delta L}{L_1}. \quad (3.27)$$

La borne supérieure de δN est également déterminée :

$$\delta N \leq N_1 \cdot \frac{\delta L}{L_1} + 1. \quad (3.28)$$

Les deux bornes permettent d'en déduire que le terme δN est égal à la partie entière de l'expression suivante :

$$\frac{N_1 \delta L}{L_1} + 1. \quad (3.29)$$

Comme expliqué précédemment, δL est la somme d'une contribution statique δL_0 et d'un déplacement (lié au signal sismique) s . Ceci peut s'écrire de la manière suivante :

$$\delta L = \delta L_0 + s. \quad (3.30)$$

Avec :

$$s = L_2 - L_1 - \delta L_0, \quad (3.31)$$

ce qui, combiné à l'équation 3.27, donne :

$$\frac{\delta f}{ISL_{,1}} = \delta N - N_1 \cdot \frac{\delta L_0 + s}{L_1} \quad (3.32)$$

$$\Leftrightarrow \delta f = \delta f_0 - f_1 \cdot \frac{s}{L_1}. \quad (3.33)$$

Avec f_0 qui correspond à la fréquence de résonance associée à la partie statique. La différence de fréquence de résonance des deux cavités est ainsi liée à leur différence de longueurs (dans le terme s). Pour rappel, le sismomètre optique est conçu pour mesurer de tout petits déplacements. Mais attention, afin de ne pas sauter sur un autre ISL, il est important que la valeur de s ne fluctue pas de plus de la moitié de la longueur d'onde du laser. De plus, si la cavité dérive δf va grandir de plus en plus. Dans ce cas, il faudra peut-être faire sauter la fréquence pour se positionner un ISL plus loin, ce qui impliquera une petite interruption des données sismiques.

Comme cela vient d'être déterminé, la mesure finale du système δf est égale à une certaine fonction de la différence de longueur des deux cavités. Mais la longueur d'une cavité est en réalité une somme de différentes composantes :

$$L_1 = L_1^c + \Delta L^c + \delta L_1 + s. \quad (3.34)$$

Le terme L_1^c correspond à la longueur moyenne (ou statique) de la cavité 1. ΔL^c est la fluctuation (bruit) de longueur commune aux deux cavités, et δL_1 représente la fluctuation (bruit) de longueur intrinsèque de la cavité 1. Enfin, le terme s correspond au signal, c'est-à-dire au mouvement du miroir plan. Evidemment, cette formule est également valable pour la cavité 2 (avec cette fois-ci une soustraction du terme "s").

Lorsque le système mesure δf , il mesure donc la différence $L_2 - L_1$. Une réécriture de l'équation 3.33 permet alors de voir que ΔL^c disparaît :

$$\delta f = \delta f_0 - f_1 \cdot \frac{L_2^c + \Delta L^c + \delta L_2 - s - L_1^c - \Delta L^c - \delta L_1 - s - \delta L_0}{L_1} \quad (3.35)$$

$$\Leftrightarrow \delta f = \delta f_0 - f_1 \cdot \frac{(\delta L_2 - \delta L_1) - 2s}{L_1}. \quad (3.36)$$

Cette dernière formule montre donc que le montage à deux cavités permet de convertir la fluctuation de fréquence δf en fluctuation de longueur. δL_2 et δL_1 sont les fluctuations (bruit) de longueur non corrélées de chacune des deux cavités. L'intérêt du montage avec deux cavités Fabry-Perot placées dos à dos est que si la cavité est symétrique et l'environnement thermique homogène, les fluctuations de longueurs devraient donc être dominées par le bruit commun ΔL^c , qui n'influe pas sur la mesure différentielle (Equation 3.36).

Performances attendues

Les sismomètres du programme Apollo avaient une résolution de $0,5 \cdot 10^{-10} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 0,5 Hz en terme de déplacement du sol mais étaient cependant incapables de détecter le "meteoritic hum" de la Lune dont l'amplitude est estimée 100 fois inférieure à leur résolution. Les phases sismiques du noyau, bien que détectée par "stacking" n'ont pas non plus été directement enregistrées. La Lune est encore à ce jour le seul autre corps où des signaux sismiques ont été enregistrés et c'est la raison pour laquelle ces mesures servent de référence pour les performances attendues des prochains sismomètres planétaires. L'objectif pour la prochaine génération de capteurs sismiques à longue période est d'être 100 à 1000 fois meilleurs que les sismomètres d'Apollo en terme de sensibilité, sur une gamme de fréquence allant de 10 mHz à 10 Hz. En comparaison aux VBBs de la mission InSight (dont la résolution est de $4 \text{ pm}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 Hz) il faudrait faire 100 fois mieux et atteindre $40 \text{ fm}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 Hz.

3.2 Solution technique

3.2.1 Partie fibrée du montage

Une partie du montage était déjà présente avant le début de cette thèse. En effet, toute sa partie fibrée (lignes rouges sur le schéma 3.8) existait déjà. Les données technologiques concernant le laser, les deux EOM et les cinq photodiodes présents tout le long du montage ont donc été préalablement choisis et contraignent certains choix pour la suite.

Le laser utilisé pour l'expérience est un Koheras Basik E15 de chez NKT photonics. Ce choix a été fait pour sa grande stabilité en fréquence ($200 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 10 Hz avec une remontée en $1/\sqrt{f}$ aux basses fréquences). Sa longueur d'onde est de 1542 nm car il existe de nombreux composants optiques robustes fonctionnant autour de 1550 nm . En effet, les télécommunications par fibre optique se font à cette longueur d'onde ce qui permet de trouver sur le marché de bons composants et à prix acceptable. C'est notamment le cas des modulateurs électro-optiques. De plus, l'APC est partenaire du réseau de dissémination de référence optique ultra-stable appelé REFIMEVE+ dont la longueur d'onde distribuée est de 1542 nm . En cas de besoin, la longueur d'onde du laser de l'expérience peut donc être asservie sur cette référence. En réutilisant l'équation 3.17, la performance de mesure sismique en terme de déplacement du miroir central peut déjà être estimée une première fois. En effet, la stabilité du laser en fréquence vient d'être donnée, sa fréquence est également connue (calculée à partir de sa longueur d'onde). Après application numérique et pour une différence de longueur entre les deux cavités considérée de 1 mm , $\delta L = 1 \text{ fm}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 10 Hz (limite haute en fréquence de mesure des perturbations sismiques). Cette valeur est meilleure que les performances attendues. La stabilité du laser ayant une remontée en $1/\sqrt{f}$ aux basses fréquences, cela implique $\delta L \simeq 30 \text{ fm}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 10 mHz (limite basse en fréquence des mesures).

Pour ce qui est des autres caractéristiques techniques du laser utilisé, sa puissance peut-être réglée entre 10 et 40 mW . Un contrôleur piezo permet de régler finement sa fréquence par rétroaction rapide (variation de faible amplitude, c'est-à-dire quelques centaines de MHz) et un réglage grossier est possible par rétroaction lente (variation de grande amplitude, c'est-à-dire quelques dizaines de GHz) via la température du résonateur. Pour la réalisation du montage, une puissance de 10 mW est choisie en sortie du laser. En effet, il sera vu plus tard dans le manuscrit qu'une petite puissance laser permet de limiter le bruit quantique de photons.

La fréquence de modulation qui a été choisie par le passé pour l'EOM du montage PDH est de 80 MHz . La cavité optique était à l'époque censée être de grande finesse ce qui induit une largeur de pic de résonance largement plus faible que la fréquence de modulation. Cet EOM est un MPX-LN-0.1-P-P-FA-FA de chez Photline technologies. Pour rappel, la profondeur de modulation a été choisie à $0,5 \text{ rad}$ pour des raisons de compromis entre la maximisation du produit $J_0(\beta)J_1(\beta)$ qui intervient dans l'amplitude du signal d'erreur, un faible J_2 , et une tension raisonnable (sachant que $V_\pi = 3,3 \text{ V}$ à 50 kHz pour cet EOM).

3.2.2 Cavité optique

Dimensionnement

Le premier choix à faire pour réaliser l'expérience concerne le dimensionnement de la cavité optique de l'expérience et plus précisément sa longueur. Il existe une formule permettant de déterminer l'intervalle de longueur garantissant la stabilité d'une cavité Fabry-Perot. Celle-ci est dans un premier temps utilisée pour pré-contraindre la longueur de la future cavité utilisée :

$$0 \leq \frac{A + D + 2}{4} \leq 1 \quad (3.37)$$

Avec A et D appartenant à la matrice de transfert du système optique global. En effet, tout système optique satisfaisant à l'optique géométrique (comme la cavité utilisée dans le cadre de ce travail) peut être écrit sous forme matricielle, permettant ainsi de calculer certaines propriétés du faisceau de sortie en fonction des paramètres d'entrée :

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \quad (3.38)$$

Le système étudié ici se trouve dans la configuration suivante : une paroi courbe en entrée (miroir courbe) et un miroir plan au fond de la cavité (Figure 3.11).

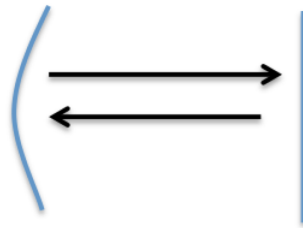


FIGURE 3.11 – Schématisation de la cavité optique.

Considérant un aller/retour dans cette cavité, les obstacles suivants accompagnés de leurs matrices de transfert respectives sont traversés :

1. Miroir courbe :

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{pmatrix} \quad (3.39)$$

2. Propagation sur d :

$$\begin{pmatrix} 1 & d/n \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.40)$$

3. Miroir plan :

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.41)$$

4. Propagation inverse sur d : même matrice que (3.40).

3 Prototype de système de lecture optique pour sismomètre planétaire

L'ensemble étant installé en salle blanche à l'air libre, $n=1$ dans la cavité optique. La matrice de transfert globale du système est le produit de toutes ses matrices de passage en partant de la fin. Ce qui donne alors :

$$T = \begin{pmatrix} 1 - \frac{4d}{R} & 2d \\ -2/R & 1 \end{pmatrix} \quad (3.42)$$

Les paramètres A et D sont déterminés par identification : $A = 1 - \frac{4d}{R}$ et $D = 1$, et la condition de stabilité devient alors :

$$0 \leq 1 - \frac{d}{R} \leq 1 \quad (3.43)$$

Une cavité optique de petite taille est préférable pour l'expérience puisque la sensibilité au déplacement varie avec la taille de la cavité de référence (voir Equation 3.35). Cependant, la taille de la cavité doit rester usinable traditionnellement pour limiter les coûts. De plus, le "waist"² du faisceau à l'intérieur de la cavité doit rester atteignable avec des collimateurs classiques (un waist pas trop petit) et des courbures de miroir standard (pour des miroirs de 1/2"). Toutes ces exigences convergent vers des longueurs de cavité de l'ordre de quelques cm (et donc également quelques cm pour la focale du miroir). Le compromis qui a finalement été fait pour cette expérience est une cavité optique de 2 cm de longueur avec un miroir d'entrée de rayon de courbure $R_c = 10$ cm.

L'ISL correspondant à cette longueur L de cavité est donc :

$$ISL = \frac{c}{2nL}, \quad (3.44)$$

où c correspond à la vitesse de propagation de la lumière et n à l'indice de réfraction du milieu (l'air libre dans ce cas). Cela donne après application numérique un ISL de 7,5 GHz.

Maintenant que la taille de la future cavité Fabry-Perot est choisie, l'allure du faisceau laser à l'intérieur de celle-ci peut être déterminé. Le rayon de courbure du faisceau à l'intérieur d'une cavité optique est décrit de la manière suivante :

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{Z_R}{z} \right)^2 \right), \quad (3.45)$$

où z est la position par rapport à l'origine définie, et Z_R la longueur de Rayleigh qui s'exprime ainsi :

$$Z_R = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda}. \quad (3.46)$$

$R(z)$ est connu à la distance L ($z=L$) puisque c'est la courbure du miroir d'entrée. Il est donc possible de déterminer le waist minimum ω_0 du faisceau grâce aux deux équations précédentes 3.45 et 3.46. Cela donne, après application numérique, un waist théorique $\omega_0 = 0,14$ mm. La valeur théorique de ce waist pour une cavité qui résonne peut-être vérifiée avec le logiciel OptoCAD (voir Annexe C) qui permet, à partir des caractéristiques techniques de la cavité optique (taille de la cavité, taille des miroirs et leur rayon de courbure) de simuler le comportement du faisceau à l'intérieur et de vérifier la résonance de celle-ci. Les résultats peuvent être comparés aux valeurs théoriques et cela a donc permis de les confirmer.

2. Rayon du faisceau.

Choix des miroirs

Grâce aux informations préalablement déterminées (caractéristiques de la cavité optique, fréquence et profondeur de modulation) des simulations des performances de la cavité optique sont réalisées avec le logiciel FINESSE, en complément des simulations sur OptoCAD. Le logiciel de simulation FINESSE (Freise et al. 2004) permet de calculer les propriétés optiques des interféromètres laser.

A ce stade du travail, un choix important doit être fait : la réflectivité des miroirs de la cavité. L'influence de la réflectivité des miroirs a donc été étudiée avec FINESSE (voir l'Annexe D), ce qui a permis de tracer la Figure 3.12.

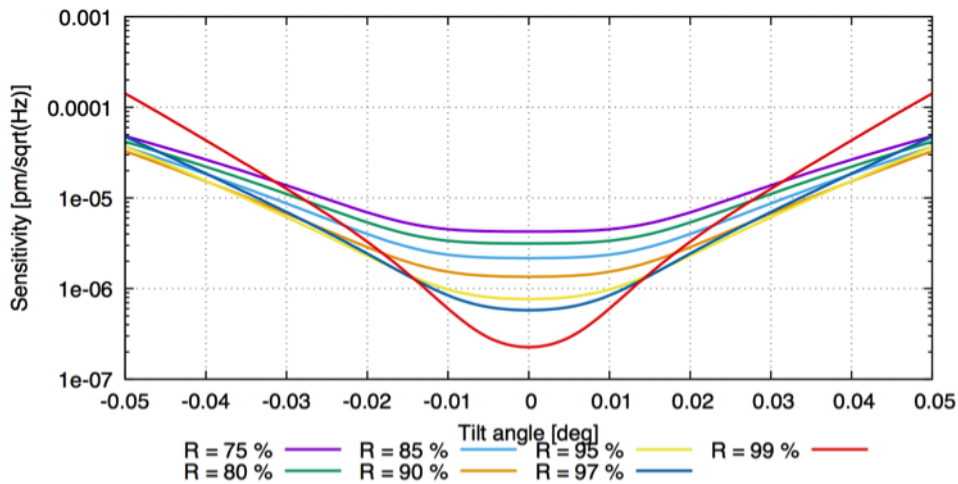


FIGURE 3.12 – Sensibilité de la cavité en fonction de l'angle de tilt du miroir plan et de la réflectivité des miroirs.

Une réflectivité de 85% a été choisie puisqu'elle donne une sensibilité au tilt suffisante. En effet, la tolérance au tilt est importante et doit être maximisée afin d'augmenter les chances de mesure du signal d'erreur. En effet, une inclinaison du miroir plan peut entraîner une perte de résonance de la cavité. La cavité mécanique maintenant l'ensemble doit donc être conçue de manière à minimiser ce tilt, mais dans le cas d'un mouvement balancier de celui-ci (simulation d'un évènement sismique) le tilt existe. Son influence sur les mesures doit alors être la plus faible possible afin de limiter la rétroaction mécanique sur le bras du sismomètre.

La Figure 3.13 est tracée pour un coefficient $R=85\%$ et montre que quelque soit la fréquence de modulation, le niveau de sensibilité optimale varie peu (facteur 3/4). De plus, les meilleures performances sont atteintes pour des fréquences de modulation hautes (entre 80 et 150 MHz) et le déphasage nécessaire dans la démodulation est d'environ 45° .

Cette valeur de réflectivité des miroirs permet ainsi que calculer la finesse de la cavité (Equation 3.3), autre paramètre caractérisant ses performances. Après application numérique et pour $R=85\%$, la finesse est donc $F=20,94$. Cette valeur peut ensuite permettre de déterminer la largeur à mi-hauteur Δf des pics de transmission :

CavityLucile, Ref = 85% - 20/07/16 11:52

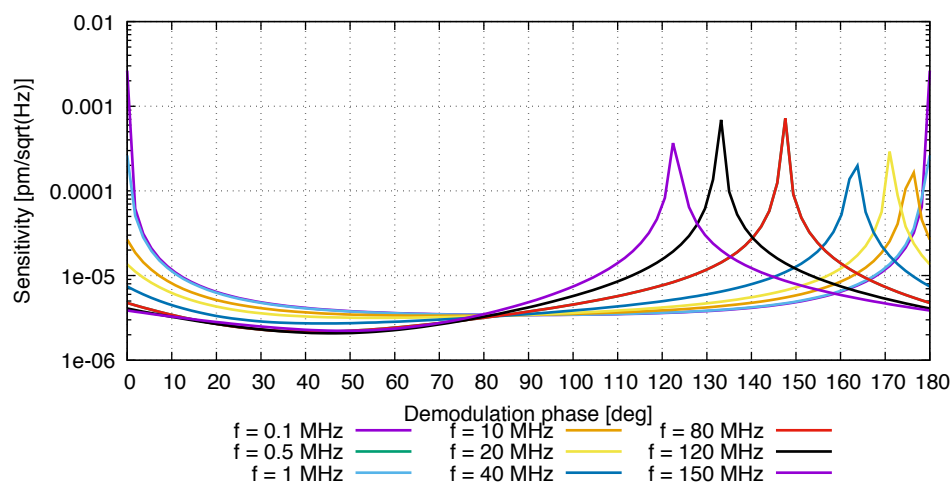


FIGURE 3.13 – Sensibilité de la cavité en fonction de la fréquence de modulation du signal et de la phase de démodulation.

$$\Delta f = \frac{ISL}{F}. \quad (3.47)$$

Soit après application numérique, $\Delta f=360$ MHz.

Comme expliqué précédemment, le deuxième EOM (pour la modulation rapide) sert à suivre le décalage entre les fréquences de résonance des 2 cavités. Pour cette raison, les signaux d'erreur des deux cavités ne doivent pas être mélangés. Il faut donc une fréquence de modulation plus faible qu'un ISL. De plus, les bandes latérales du montage PDH (donc à +/- 80 MHz de la porteuse) ne doivent pas se coupler dans l'autre cavité, c'est-à-dire que les deux cavités doivent résonner à des fréquences différentes, séparées de plusieurs Δf pour éviter d'obtenir un signal parasite. Cet EOM est un EOSPACE Low-Insertion-Loss LINbO₃ et sa fréquence de modulation choisie est finalement égale à 2 GHz (soit un peu plus de 5 fois la valeur de Δf). Il faudra vérifier que cette valeur est suffisante lors du montage expérimental.

Design mécanique

Le design de la cavité mécanique, maintenant l'ensemble des deux cavités optiques dos à dos, a été réalisé dans le cadre d'un stage de 2 mois au sein de l'équipe de Mécanique du laboratoire APC. Ce design doit répondre à l'exigence suivante : l'alignement constant des miroirs dans des conditions de vide et de sollicitations en vibration. Pour répondre à cette requête, un cahier des charges a été établi (voir Annexe E) afin d'atteindre les objectifs suivants : intégration de miroirs de dimension 1/2", faible déformation sous contraintes thermiques, faible déformation sous contraintes vibratoires, résistance au vide et intégration avec le reste du montage global.

La très faible sensibilité thermique exigée concerne surtout le matériau utilisé pour réaliser cette cavité mécanique. L'idée est d'éviter toute dilatation de la structure due à la température. En effet, une dilatation différentielle des deux cavités peut entraîner, en plus d'une différence de longueur, un défaut de parallélisme des miroirs (ou encore de coaxialité) qui fausserait alors

complètement les mesures. Si l'absence de dilatation thermique ne peut être entièrement garantie, un design parfaitement symétrique de cette double cavité Fabry-Perot peut permettre de corriger l'erreur sur la mesure induite par cette dilatation. Cela est expliqué dans la Partie 3.1. Finalement, l'Invar a été sélectionné et ses caractéristiques techniques sont listées dans l'Annexe E. Celui-ci présente un coefficient d'expansion thermique de 2.10^{-6} K^{-1} dans le pire des cas, certes plus élevé que d'autres matériaux comme par exemple l'ULE (Ultra Low Expansion glass) ou la silice fondue, mais moins cher et plus facilement usinable, notamment pour la réalisation de formes complexes.

Il est également stipulé dans le cahier des charges que la cavité doit être isolée des déformations mécaniques dues aux vibrations du matériau comprises entre 10 mHz et 10 Hz. Après une recherche détaillée des matériaux susceptibles de répondre à cette demande, il s'est avéré impossible de garantir une isolation à de telles fréquences en gardant des coûts maîtrisés. Il a donc finalement été décidé de ne garantir une isolation aux vibrations que pour des fréquences supérieures à 10 Hz tout en s'assurant que la fréquence propre du système reste la plus haute possible. En effet, une résonance située dans la gamme de mesure du sismomètre longue période (basse fréquence) rendrait le système inutilisable. C'est pour cette raison que le design de la cavité a été choisi pour se rapprocher le plus possible d'un cylindre, avec une masse relativement importante. En effet, une géométrie cylindrique permet de maximiser les propriétés dynamiques, et plus sa masse est grande plus la structure est renforcée et sa raideur est grande, ainsi la première fréquence propre de la structure est élevée. De plus, si la fréquence de résonance est haute, les excitations basse fréquence ne déformeront pas la cavité.

Le besoin d'une cavité compatible au vide a également apporté certaines contraintes dans le choix du design. En effet, afin d'éviter que de l'air reste prisonnier dans des interstices, les perçages doivent être débouchant et des canaux d'évacuation de l'air doivent être insérés. Les matériaux doivent également être sélectionnés spécifiquement puisqu'ils seront soumis au dégazage³. Un matériau à taux de dégazage minimum est préférable mais si celui-ci est trop coûteux, il sera possible de faire dégazer le matériau une première fois sous vide avant son utilisation réelle dans le contexte de l'expérience.

Un autre travail a concerné l'interface entre la cavité mécanique et le reste de l'expérience. Finalement un modèle de cage ThorLabs de 60 mm a été choisi afin de pouvoir placer les supports standard des différents composants optiques ainsi que la cavité au centre de la cage, axes optiques confondus.

Une fois le design général de la cavité défini, le positionnement des points de fixation de celle-ci a dû être déterminé avec précision afin de minimiser la rotation des miroirs, sous l'action de l'accélération verticale (signal sismique). La détermination de ces points a été réalisée avec l'aide de l'étude de Millo et al. (2009) qui, après des tests en vibration sur plusieurs géométries différentes de cavités et avec différentes localisations des points d'appuis, ont pu définir un placement optimal minimisant la fluctuation de longueur entre les 2 miroirs en raison de l'accélération verticale basse fréquence. Les points d'Airy y sont définis ainsi :

$$Y_P = \frac{L}{\sqrt{3}} \quad (3.48)$$

3. Extraction de l'air piégé dans un solide sous l'effet du vide.

3 Prototype de système de lecture optique pour sismomètre planétaire

Avec dans ce cas : L la longueur horizontale de la cavité, et Y_P la distance entre l'extrémité de la cavité et le point d'appui. Par contre, les auteurs de cette étude ont finalement choisi un design cylindrique à épaulements permettant de réaliser des appuis ponctuels. Ce design n'a pas été choisi pour le cas du sismomètre optique. Il est indiqué dans l'article qu'un cylindre parfait soutenu sur le plan moyen horizontal, avec des points de contact positionnés sur la surface du cylindre, serait le design idéal pour être le moins sensible aux vibrations externes. Dans ce cas, la cavité et ses points de support seraient complètement symétriques ce qui implique que n'importe quelle accélération verticale n'induit pas de rotation des miroirs. Le design choisi pour ce travail est donc celui d'une cavité totalement cylindrique avec création de taraudages aux positions Y_P sur la longueur, et à moitié de la hauteur. Cela permet de visser des "plots" de soutien isolants antivibratoires. Le positionnement des "plots" a ensuite été validé grâce à un calcul par éléments finis, sur le logiciel ANSYS. Une charge verticale simulée de 9,81 N est répartie sur l'ensemble du volume de la pièce mécanique et cela donne des déformations de l'ordre de $1 \mu m$ maximum (Figure 3.14). Les déformations maximales sont globalement concentrées au niveau du trou oblong nécessaire à l'inclusion des miroirs centraux (visible sur la Figure 3.17). Cette simulation revient à considérer une accélération de 1g appliquée sur la cavité (de masse 1 kg). Or les accélérations sismiques au niveau des surfaces planétaires atteignent rarement 1g (c'est le cas de gros séismes sur Terre). Sur Mars, l'ordre de grandeur de l'accélération verticale du sol est plutôt de 10^{-7} m/s^2 (Lognonné et al. 1996). D'après la simulation ANSYS, cette accélération conduirait à une déformation maximale au niveau du trou oblong de l'ordre du centième de picomètre. Celle-ci reste admissible d'un point de vue du cahier des charges défini pour le prototype de cette thèse (voir Annexe E).

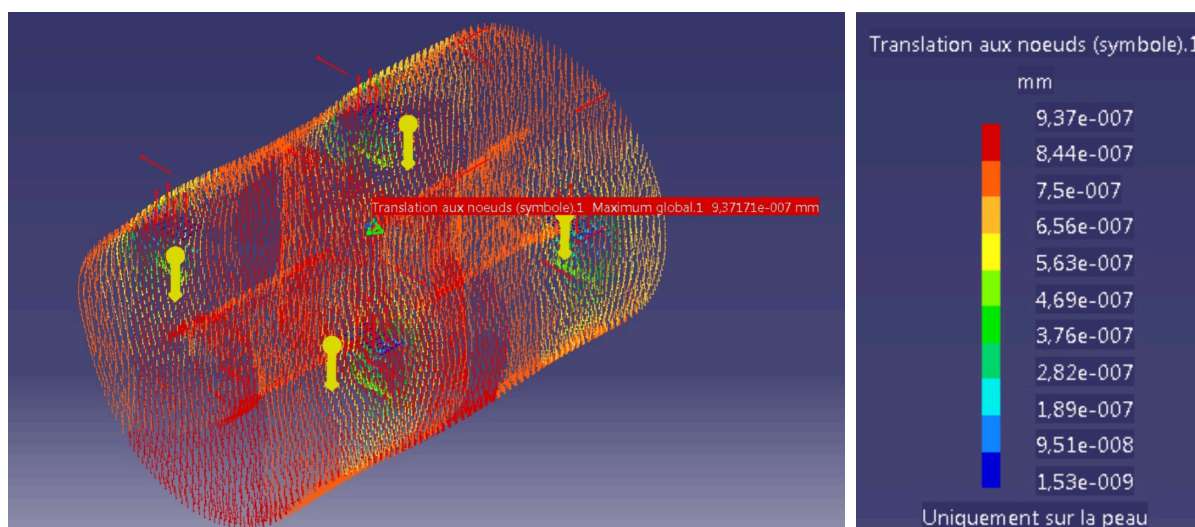


FIGURE 3.14 – Simulation ANSYS d'un modèle simplifié de la cavité mécanique, ne prenant pas en compte les taraudages, ni les congés et chanfreins afin de réduire les erreurs de maillage et donc de calcul. Le paramètre de maille considéré est de 2 mm et un chargement vertical réparti de 9,81 N a été appliqué sur la cavité cylindrique horizontale, de masse 1,04 kg et de diamètre 40 mm. A droite, l'échelle colorée des déformations verticales (en mm) est donnée.

A noter que l'isolation de la structure aux vibrations du sol de très basses fréquences sera

possible grâce à l'utilisation d'une isolation active, par exemple via une table asismique.

Les intérêts du design final de cette cavité (Figure 3.15) sont l'isolation des vibrations (au-dessus de 10 Hz) via les "plots" de type "silent blocs", sa standardisation avec les autres composants de l'expérience (collimateurs et lentilles notamment) étant également fixés sur une cage ThorLabs, et la coaxialité entre l'axe optique de la cavité et la cage facilitant ainsi les réglages de mise en position de l'ensemble.

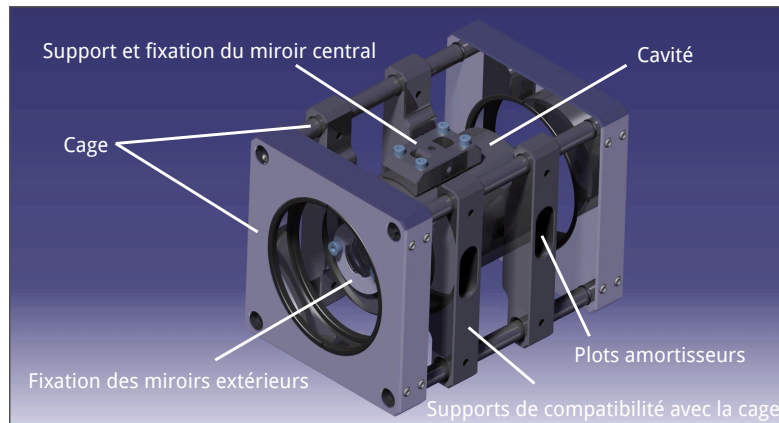


FIGURE 3.15 – Représentation CAO du design de la cavité mécanique finale. Le diamètre est de 40 mm et la longueur totale de 59,6 mm.

Les 4 "plots" isolants utilisés sont composés de caoutchouc et possèdent un filetage à une extrémité venant se visser dans la cavité cylindrique. L'autre extrémité, le patin en caoutchouc, repose dans un trou oblong pratiqué dans les supports de la Figure 3.16. Ces supports sont prévus pour s'interfacer avec le système de cage.

La méthode de positionnement précis des miroirs concaves a été choisie de manière à assurer le centrage du miroir par rapport à l'axe optique de la cavité, et un montage isostatique du miroir, minimisant les déformations possibles de la cavité (en Annexe E). Les deux miroirs plans centraux, placés dos à dos, s'insèrent dans la pièce centrale qui doit donc être placée de manière la plus symétrique possible par rapport aux deux miroirs courbes extérieurs. Leur méthode de positionnement est également décrite dans l'Annexe.

Une simulation des modes propres de la cavité a été réalisée sur le logiciel ANSYS grâce au design CAO préalablement réalisé de la cavité. Les caractéristiques des matériaux utilisés ont été prises en compte, ainsi que les contacts entre surfaces. La température de simulation choisie est de 22 °C. Le premier mode de résonance obtenu se trouve finalement à 1050 Hz ce qui garantit que les mesures ne seront pas impactées par un phénomène de résonance.

Finalement, ce design a été envoyé en usinage. Une photographie prise à la réception de l'ensemble permet d'observer deux des pièces principales (Figure 3.18).

3 Prototype de système de lecture optique pour sismomètre planétaire

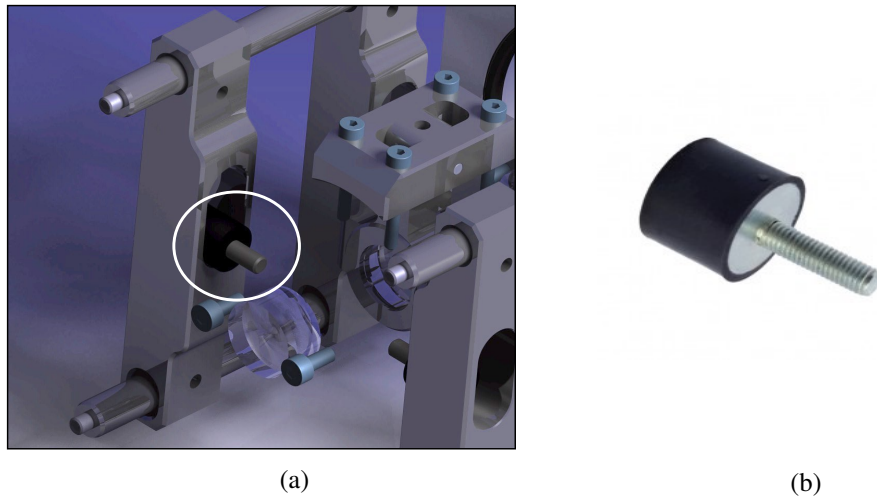


FIGURE 3.16 – A gauche, positionnement du "silent bloc" dans le design global de la cavité et à droite, photo du "silent bloc" seul.

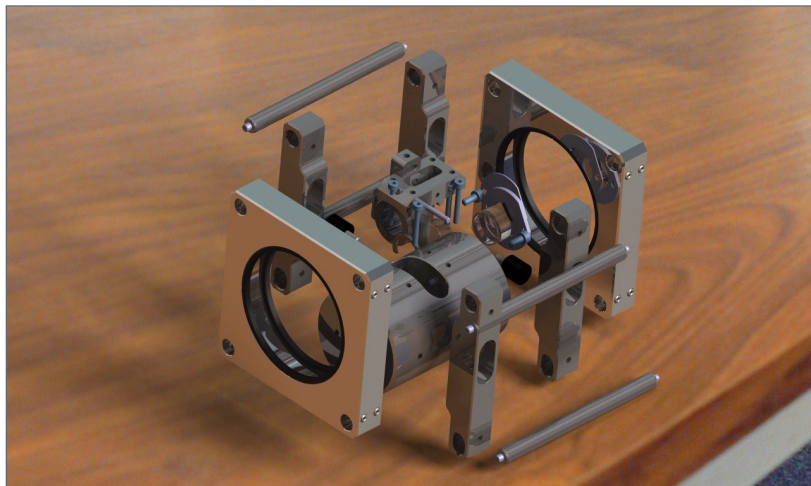


FIGURE 3.17 – Eclaté de la cavité mécanique finale. Cette vision permet d'identifier les systèmes de fixation des miroirs plans et concaves.

Après installation des miroirs, les dimensions finales des deux cavités optiques ont été mesurées. Elles sont indiquées sur la Figure 3.19.

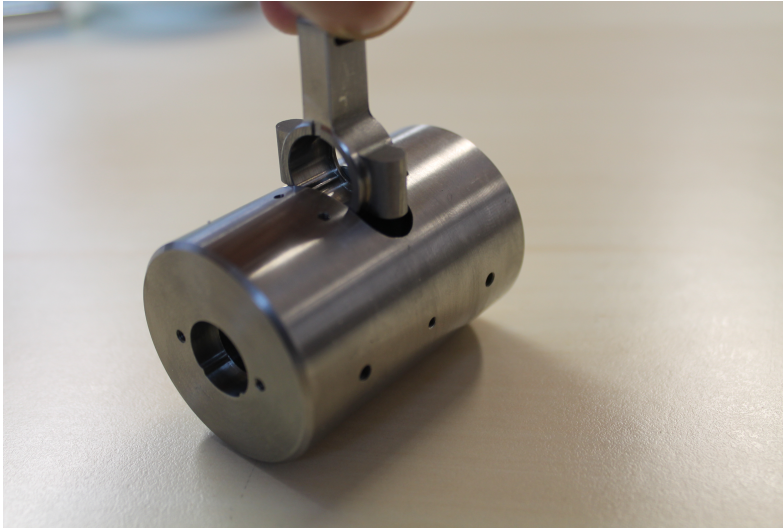


FIGURE 3.18 – Photographie des deux pièces principales (celles contenant les emplacements pour les miroirs) de la cavité mécanique.

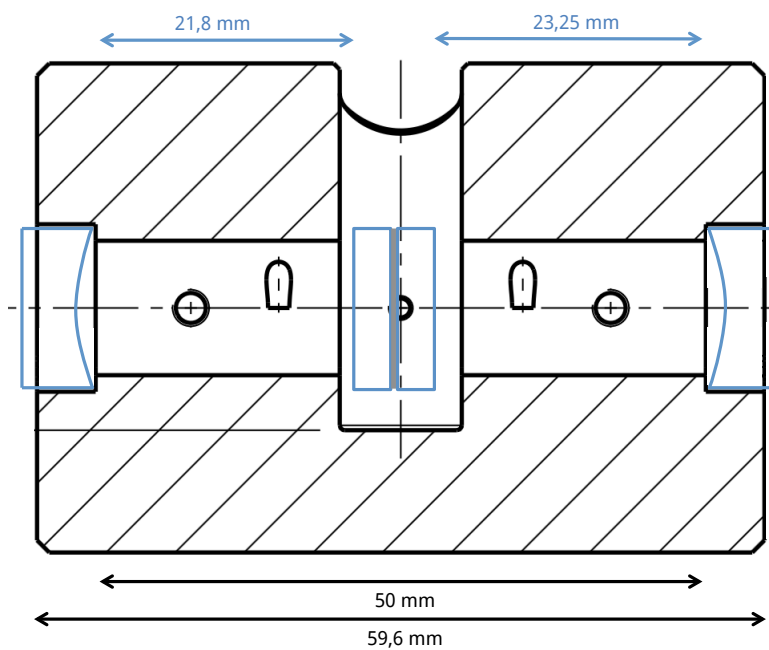


FIGURE 3.19 – Schéma en coupe, récapitulatif des dimensions de la cavité mécanique. En bleu sont représentés les miroirs courbes (un miroir à chaque extrémité) et plans (deux miroirs installés dos à dos) et les flèches indiquent les tailles des deux cavités.

3.3 Théorie et simulations

3.3.1 Modéle théorique

La première cavité installée sur l'expérience a finalement une longueur $L=21,8$ mm (mesures prises en salle blanche). C'est donc cette longueur qui est considérée pour l'étude théorique qui suit. La formule 3.44 est à nouveau utilisée pour recalculer l'ISL correspondant. Cela donne après application numérique :

$$ISL = 6,876 \text{ GHz} \quad (3.49)$$

La largeur à mi-hauteur des creux de réflexion de la cavité dépend de la valeur de l'ISL et celle-ci est donc à nouveau calculée. Cette fois-ci :

$$\Delta f = 328,3 \text{ MHz} \quad (3.50)$$

L'application numérique des formules théoriques du montage PDH (Black 2001) est ensuite réalisée. Tout d'abord, la puissance dans chaque bande latérale d'ordre 1 donne (pour une puissance en entrée cavité P_0 mesurée et égale à 0,89 mW) :

$$P_S = J_1^2(\beta)P_0 = 0,0522 \text{ mW} \quad (3.51)$$

Et dans la porteuse :

$$P_C = J_0^2(\beta)P_0 = 0,7839 \text{ mW} \quad (3.52)$$

Le signal d'erreur est ensuite déterminé théoriquement. Pour cela, deux cas d'étude sont distingués :

a - Fréquence de modulation supérieure à la largeur à mi-hauteur ($\Omega \gg \Delta f$)

Le signal d'erreur est en phase avec la modulation, donc proportionnel à $\sin(\Omega t)$. Après démodulation et à proximité de la résonance, celui-ci vaut :

$$\epsilon = -8\sqrt{P_C P_S} \frac{2LF}{\lambda} \left[\frac{\delta f}{f} + \frac{\delta L}{L} \right] \approx -958647 \left[\frac{\delta f}{f} + \frac{\delta L}{L} \right] \text{ mW} \quad (3.53)$$

b - Fréquence de modulation inférieure à la largeur à mi-hauteur ($\Omega \ll \Delta f$)

Le signal d'erreur est en quadrature avec la modulation de phase, donc proportionnel à $\cos(\Omega t)$. Après démodulation et à proximité de la résonance, celui-ci vaut :

$$\epsilon = 8\sqrt{P_C P_S} \frac{(2L)^2 RF}{\lambda c(1-R)} \Omega \left[\frac{\delta f}{f} + \frac{\delta L}{L} \right] \approx 397191 \left[\frac{\delta f}{f} + \frac{\delta L}{L} \right] \text{ mW} \quad (3.54)$$

Le signal d'erreur est dans ce cas proportionnel à la fréquence de modulation. La sensibilité en déplacement peut ensuite être déterminée :

$$\frac{\epsilon}{\delta L} = 8\sqrt{P_C P_S} \frac{4LRF}{\lambda c(1-R)} \Omega \approx 1,82 \cdot 10^{-2} \text{ mW/nm} \quad (3.55)$$

Et la sensibilité en fréquence :

$$\frac{\epsilon}{\delta f} = 8\sqrt{P_C P_S} \frac{(2L)^2 R F}{c^2(1-R)} \Omega \approx 2,04 \cdot 10^{-3} \text{ mW/MHz} \quad (3.56)$$

La fréquence de modulation choisie pour le montage est de 80 MHz et la valeur théorique de Δf est de 328,3 MHz ce qui place l'étude dans l'approximation basse fréquence. La suite montrera que les simulations numériques FINESSE prévoient une pente 2 fois moins importante que l'approximation basse fréquence. Cependant, les formules utilisées, déduites de Black (2001), ne considèrent pas l'effet de la démodulation (multiplication de deux cosinus) qui divise l'amplitude de la modulation initiale par 2 alors que FINESSE tient compte de cet effet. Les formules théoriques semblent donc en accord avec les simulations décrites plus tard.

La limite quantique classique ("shot noise") est également calculée :

$$S_e = 2\sqrt{\frac{hc}{\lambda}} P_S \approx 5,19 \cdot 10^{-9} \text{ mW}/\sqrt{\text{Hz}} \quad (3.57)$$

Il s'agit d'une valeur "pessimiste" qui considère les bandes latérales comme des signaux continus (et non alternatifs). En réalité, les bandes latérales impliquent un signal sous forme de battements. En considérant cette valeur Les simulations FINESSE décrites plus bas ont un bruit de photons 7 fois plus faible. La sensibilité maximale de détection en déplacement de ce cas pessimiste est alors déduite (dans la deuxième approximation), en considérant maintenant le facteur 1/2 de la démodulation :

$$S_L = \frac{S_e}{\epsilon/\delta L} = 1,43 \cdot 10^{-4} \text{ pm}/\sqrt{\text{Hz}} \quad (3.58)$$

Soit $0.14 \text{ fm}/\sqrt{\text{Hz}}$, ce qui est cohérent avec les exigences de départ concernant les performances d'un futur sismomètre planétaire ($40 \text{ fm}/\sqrt{\text{Hz}}$). A noter que FINESSE donne une valeur environ 20% moins bonne. La sensibilité en fréquence est aussi déterminée (toujours dans le cas "pessimiste") :

$$S_f = \frac{S_e}{\epsilon/\delta f} = 1,27 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}} \quad (3.59)$$

Cela permet d'en déduire l'équivalence entre la fréquence optique et la longueur de la cavité :

$$\frac{\delta f}{\delta L} = -\frac{f}{L} = -8,912 \text{ MHz/nm} \quad (3.60)$$

3.3.2 Simulations des performances du montage

Logiciel OptoCAD

Après le calcul théorique de tous ces paramètres du montage PDH, des simulations OptoCAD sont réalisées afin de confronter la théorie avec différents cas expérimentaux. La représentation graphique de la simulation de la cavité de l'expérience destinée au sismomètre optique est donnée sur la Figure 3.20 et les résultats numériques sont listés ci-dessous. Attention, l'origine des abscisses (z) se trouve au niveau de la face courbe du miroir d'entrée et le collimateur est donc placé à $z=-90,3 \text{ mm}$ de l'origine. Une lentille (de focale $f=-50 \text{ cm}$) est insérée dans le montage entre le collimateur et le miroir courbe d'entrée afin de rapprocher le waist du faisceau laser. Cette étape est expliquée plus tard dans le manuscrit. Le collimateur utilisé est un PAF-X-7-C

3 Prototypé de système de lecture optique pour sismomètre planétaire

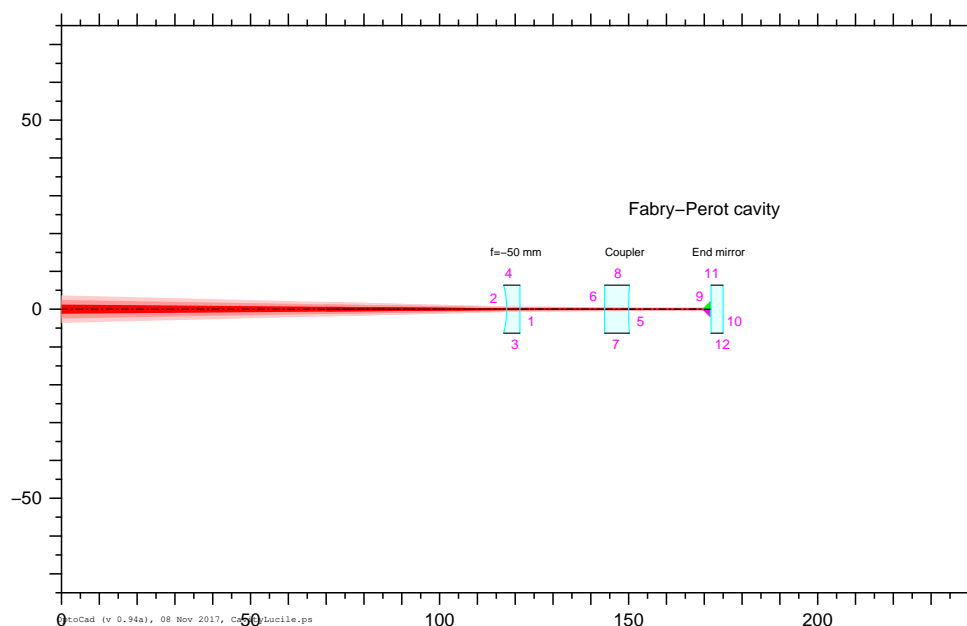


FIGURE 3.20 – Représentation graphique de la simulation OptoCAD de la cavité du montage expérimental. Cette cavité est placée à l'horizontale. Le faisceau laser en sortie du collimateur se trouve complètement à gauche du schéma, au point (0 ;0).

de chez Thorlabs et est complètement réglable. La face plane de la lentille (côté cavité) est placée à $z = -28,75$ mm (valeur issue des mesures en salle blanche). Résultats numériques :

Faisceau après le collimateur : $w_z = 0,059$ mm à $z = -3,5$ mm (soit à une distance de 86,8 mm du collimateur)

Faisceau après la lentille : $w_z = 0,128$ mm à $z = 23,8$ mm

Faisceau après le premier miroir : $w_z = 0,1425$ mm à $z = 22,16$ mm

Une simulation OptoCAD est également réalisée dans le but d'étudier l'effet d'un désalignement sur l'axe optique. Pour cela, la situation extrême suivante est imaginée :

Tilt du miroir plan = $0,5^\circ$

Tilt du miroir courbe = $-0,5^\circ$

Shift du miroir courbe $dy = +0,2$ mm

La représentation graphique de cette simulation est donnée sur la Figure 3.21. La simulation est réalisée de manière à ce qu'une tentative de récupération de la résonance soit faite en traduisant la lentille suivant l'axe vertical (y) et en ajustant l'angle du faisceau incident. L'ajustement est fait "à la main" sur OptoCAD suivant une procédure itérative qui consiste à considérer les valeurs de "position" et "d'angle" données en résultat par le logiciel, réduire cette position par le décalage de la lentille, puis réduire cet angle par une rotation du faisceau au niveau du collimateur. Le résultat final indique :

Décalage de la lentille $dy = -4,613$ mm

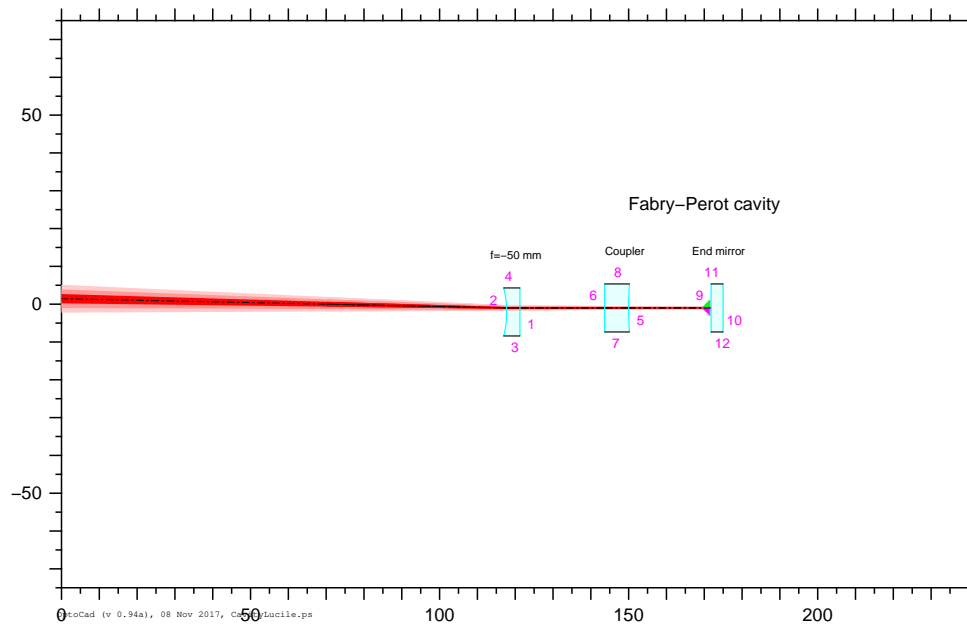


FIGURE 3.21 – Représentation graphique de la simulation OptoCAD d’une cavité désalignée de 1 mm sur l’axe vertical.

Rotation du faisceau d’entrée $\alpha = -1,9849^\circ$

En conclusion, la résonance de la cavité peut-être retrouvée même dans cette situation extrême mais avec un décalage vertical de la lentille important (4,6 mm) alors que la monture utilisée actuellement sur la table optique n’accepte des déplacements que de ± 1 mm. Il faudra donc garantir un alignement ~ 10 fois meilleur que dans cette simulation.

Logiciel FINESSE

Le signal d’erreur du montage peut être simulé avec le logiciel FINESSE et est représenté sur la Figure 3.22. La courbe violette qui représente le cas optimal permet de voir que pour un signal optique de 0,5 mW en entrée de cavité, l’amplitude maximale du signal AC observé sur l’oscilloscope sera de 0,037 mW. La pente du signal d’erreur est égale à $5,98 \cdot 10^{-4}$ mW/MHz. Cependant, la puissance du signal en entrée de cavité est en réalité égale à 0,89 mW ce qui donne alors une pente de $1,064 \cdot 10^{-3}$ mW/MHz. Pour rappel, la sensibilité en fréquence calculée théoriquement est de $2,04 \cdot 10^{-3}$ mW/MHz dans l’approximation d’une fréquence de modulation largement inférieure à la largeur à mi-hauteur du creux de réflexion de la cavité Fabry-Perot et sans prise en compte de la démodulation. Si cette dernière étape est incluse dans le calcul, la sensibilité en déplacement théorique est de $1,02 \cdot 10^{-3}$ mW/MHz qui est alors très proche de la valeur issue de la simulation FINESSE. L’absence des ordres supérieurs de modulation (bandes latérales d’ordre supérieur à 1) dans le calcul théorique peut aussi induire un petit écart entre la valeur calculée et celle issue de la simulation.

FINESSE calcule également le plancher de bruit en divisant le bruit de photons par la fonc-

3 Prototype de système de lecture optique pour sismomètre planétaire

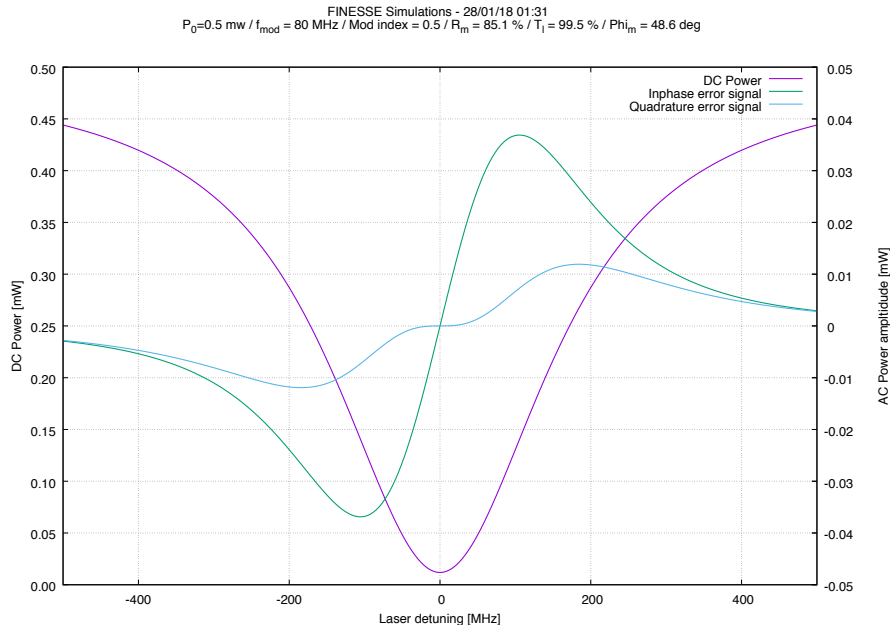


FIGURE 3.22 – Représentation graphique du signal d'erreur simulé par le logiciel FINESSE. Le signal optique d'entrée dans la cavité a, dans ce cas, une puissance de 0,5 mW. La courbe verte représente le signal d'erreur obtenu pour un déphasage nul entre la commande de modulation et le signal de sortie de la cavité. La courbe bleue représente un cas où ce déphasage est de 90° . La courbe violette représente la composante continue du signal récupéré en sortie de cavité.

tion de transfert de la cavité (Figure 3.23). La bande passante de la cavité est donc de l'ordre de 100 MHz et le plancher de bruit limite calculé en fréquence par FINESSE est d'environ $1,5 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ soit un tout petit peu plus (20%) que les estimations théoriques (qui, pour rappel, donnent $1,27 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ une fois la démodulation prise en compte). Cette sensibilité en fréquence est convertie en sensibilité de déplacement, ce qui donne $0,17 \text{ fm}/\sqrt{\text{Hz}}$ avec FINESSE. Les simulations indiquent alors également des performances meilleures que l'objectif attendu fixé à $40 \text{ fm}/\sqrt{\text{Hz}}$.

En conclusion, l'expérience mise en place n'est pas limitée par le bruit quantique de photons et ses performances théoriques et simulées sont meilleures que l'objectif défini au départ.

3.3.3 Estimation des bruits

Bruit dû à l'agitation thermodynamique

Les limites concernant la sensibilité d'un système de cavité Fabry-Perot viennent essentiellement des différentes contributions de bruit thermique dû à l'agitation thermodynamique (Numata et al. 2004). Dans le cas de cette thèse, les contributions fondamentales (pour ce qui est des limites intrinsèques) sont : le bruit "brownien" qui est dû au mouvement brownien des particules dans la cavité, le bruit "thermoréfractif" dû à la variation de l'indice de réfraction à cause de la température des parties optiques du système, et le bruit "thermoélastique" qui correspond à un excès de bruit thermique à la surface des miroirs conduit par le faisceau laser incident.

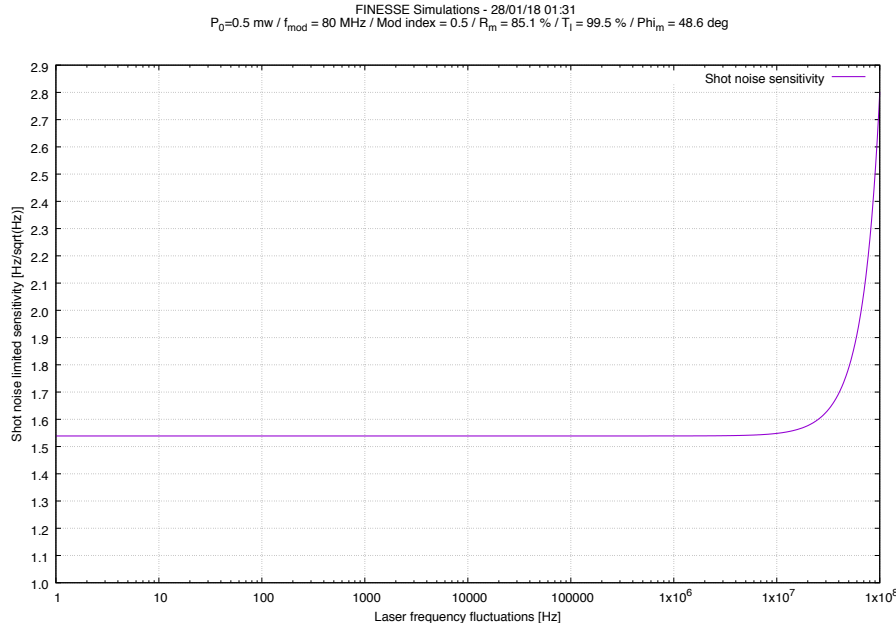


FIGURE 3.23 – Plancher de bruit en fréquence de la cavité au bruit de photon.

Les parties du système qui souffrent du bruit Brownien sont le barreau d’Invar, les miroirs, et leur revêtement. Le spectre de fluctuation thermique du spacer s’exprime ainsi :

$$G_{spacer}(\omega) = \frac{4k_B T}{\omega} \frac{L}{3\pi R^2 E} \phi_{spacer} \quad (3.61)$$

Où R et L sont respectivement le rayon et la longueur du spacer, E le module d’Young de son matériau, et ϕ_{spacer} son angle de perte. Le terme k_B correspond à la constante de Boltzmann et T à la température ambiante. Le spectre de fluctuation thermique du miroir (dû à son substrat) s’exprime de la façon suivante :

$$G_{substrate}(\omega) = \frac{4k_B T}{\omega} \frac{1 - \sigma^2}{\sqrt{\pi} E \omega_0} \phi_{sub} \quad (3.62)$$

Où σ est le rapport de Poisson du substrat du miroir, ϕ_{sub} son angle de perte, et ω_0 le rayon du faisceau sur le miroir. Un facteur de correction doit être appliqué sur cette dernière équation dû à la présence d’un revêtement sur les miroirs :

$$G_{mirror} = k \cdot G_{substrate} \quad (3.63)$$

Avec :

$$k \simeq \left(1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1 - 2\sigma}{1 - \sigma} \frac{\phi_{coat}}{\phi_{sub}} \frac{d}{\omega_0} \right) \quad (3.64)$$

Ici, d est l’épaisseur totale du revêtement, et ϕ_{coat} son angle de perte. Il faut noter que l’examen de l’angle de perte de ces matériaux a été défini indépendant de la fréquence pour la gamme 1-100kHz. La gamme de fréquence de cette étude de 1MHz à 100Hz n’a pas été étudiée, l’angle de perte est donc supposé constant sur toute la plage de fréquence.

Le bruit thermoréfractif est donné par Braginsky et al. (2000) :

3 Prototype de système de lecture optique pour sismomètre planétaire

$$G_{thermorefractive}(\omega) = \frac{\sqrt{2}\beta^2\lambda^2k_B T^2}{\pi\omega_0^2\sqrt{\omega C_v\kappa}} \quad (3.65)$$

Où β est la dépendance en température de l'indice de réfraction, C_v la chaleur spécifique par unité de volume, et κ la conductivité thermique.

Une approximation adiabatique du bruit thermoélastique est donnée par Braginsky et al. (1999) :

$$G_{thermoelastic}(\omega) = \frac{8k_B T^2 \alpha^2 (1 + \sigma)^2 \kappa}{\sqrt{2\pi} C_v^2 \omega_0^3 \omega^2} \quad (3.66)$$

Mais dans cette expérience à basse fréquence, cette hypothèse n'est pas vérifiée. La durée d'intégration est plus longue et donc la chaleur a suffisamment de temps pour arriver aux extrémités de la cavité. Il n'est pas possible de considérer que cette chaleur est gardée à l'intérieur de la cavité et c'est donc pour cette raison que la formule de Cerdonio et al. (2001) est utilisée pour corriger la première équation de Braginsky et al. (1999) :

$$G_{thermoelastic}(\omega) = G_{thermoelastic}(\omega) \cdot \int_0^\infty du \int_{-\infty}^\infty \frac{u^3 \cdot \exp^{-u^2/2}}{(u^2 + v^2)[(u^2 + v^2)^2 + \Omega^2]} dv \quad (3.67)$$

où :

$$\Omega = \frac{\omega}{\omega_c} \quad (3.68)$$

La fréquence de coupure ω_c est :

$$\omega_c = \frac{2\kappa}{C_v\omega_0^2} \quad (3.69)$$

En utilisant les données exactes des matériaux utilisés dans cette expérience (Invar pour le spacer et Silice pour les miroirs), les différentes contributions du bruit dû à l'agitation thermodynamique au sein de la cavité sont simulées et les résultats sont présentés sur la Figure 3.24.

Le bruit brownien s'avère donc être le bruit limitant la sensibilité de la cavité optique mais d'après ces simulations, les performances attendues restent garanties.

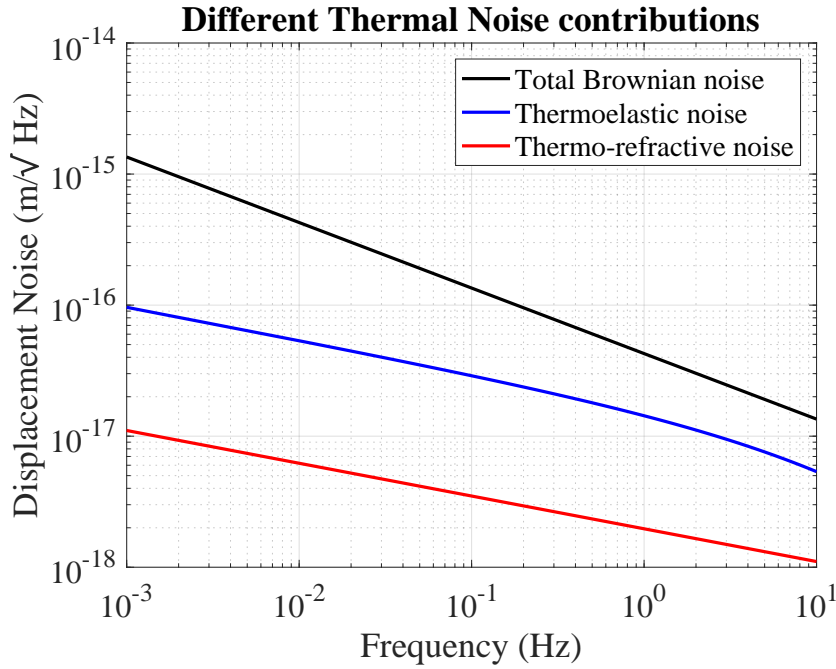


FIGURE 3.24 – Densité spectrale du bruit brownien total, du bruit thermoélastique et du bruit thermo-réfractif de la cavité optique utilisée en fonction de la fréquence.

Bruit thermique de la cavité en Invar

L'idée maintenant est d'étudier le comportement de la cavité en Invar sous l'influence des potentielles variations de température de son environnement.

a - Cas homogène

La fluctuation de température de la cavité est dans un premier temps notée ΔT et un cas de dilatation thermique homogène de celle-ci est étudié. De cette façon :

$$\Delta L_1 = \alpha \cdot L_1^0 \cdot \Delta T. \quad (3.70)$$

Le premier terme représente la variation de longueur de la cavité 1 et celle de la cavité 2, ΔL_2 , est définie de la même manière. Le terme α correspond au coefficient de dilatation thermique du matériau concerné, soit l'Invar dans ce cas d'étude. La longueur initiale de la cavité 1 est notée L_1^0 . La fluctuation de longueur entre les deux cavités $L_2 - L_1$ implique alors :

$$\Delta(L_2 - L_1) = \alpha \cdot (L_2^0 - L_1^0) \cdot \Delta T, \quad (3.71)$$

avec $(L_2^0 - L_1^0)$ la différence de longueur de réglage initial (avant mesure sismique) des deux cavités, notée aussi ΔL^0 . De plus, $\Delta(L_2 - L_1)$ est noté δL pour la suite et la densité spectrale qui lui est associée s'exprime donc ainsi :

$$\widetilde{\delta L} = \alpha \cdot \Delta L^0 \cdot \widetilde{\Delta T}, \quad (3.72)$$

soit :

$$\widetilde{\Delta T} \leq \frac{\widetilde{\delta L}}{\alpha \cdot \Delta L^0}. \quad (3.73)$$

Il est important d'estimer la stabilité thermique nécessaire en fonction des paramètres géométriques de la cavité. C'est-à-dire quelle est la fluctuation de température maximale acceptable pour garantir le plancher de bruit de mesure $\widetilde{\delta L}$ défini au départ ? $\widetilde{\Delta T}$ représente la densité spectrale de bruit de température de la cavité en Invar permettant de respecter la contrainte sur $\widetilde{\delta L}$ définie au début de cette thèse, soit $40 \text{ fm}/\sqrt{\text{Hz}}$. Après application numérique, en utilisant le cas pire du coefficient de dilatation thermique (c'est-à-dire $2 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) de l'Invar et la différence de longueur actuelle entre les deux cavités (c'est-à-dire 1,45 mm) : $\widetilde{\Delta T} \leq 0,014 \cdot 10^{-3} \text{ K}/\sqrt{\text{Hz}}$. Cette densité de bruit de température acceptable de $0,014 \text{ mK}/\sqrt{\text{Hz}}$ est beaucoup trop petite pour être réalisable (d'autant plus à basse fréquence). Cette contrainte est due à la pièce centrale de la cavité en Invar actuelle qui ne permet pas d'obtenir deux cavités Fabry-Perot dos à dos de longueurs suffisamment proches (moins d'un millimètre de différence). Son dimensionnement vient d'une erreur de définition du cahier des charges et d'une mauvaise estimation de l'épaisseur des miroirs centraux (avant réception). C'est cette pièce mécanique qui pose problème actuellement concernant la tolérance en température de l'expérience. Cependant, l'expérience mise en place en salle blanche actuellement n'est qu'un prototype ayant l'objectif de vérifier le bon fonctionnement du montage imaginé. Le design de la cavité sera amélioré dans le futur.

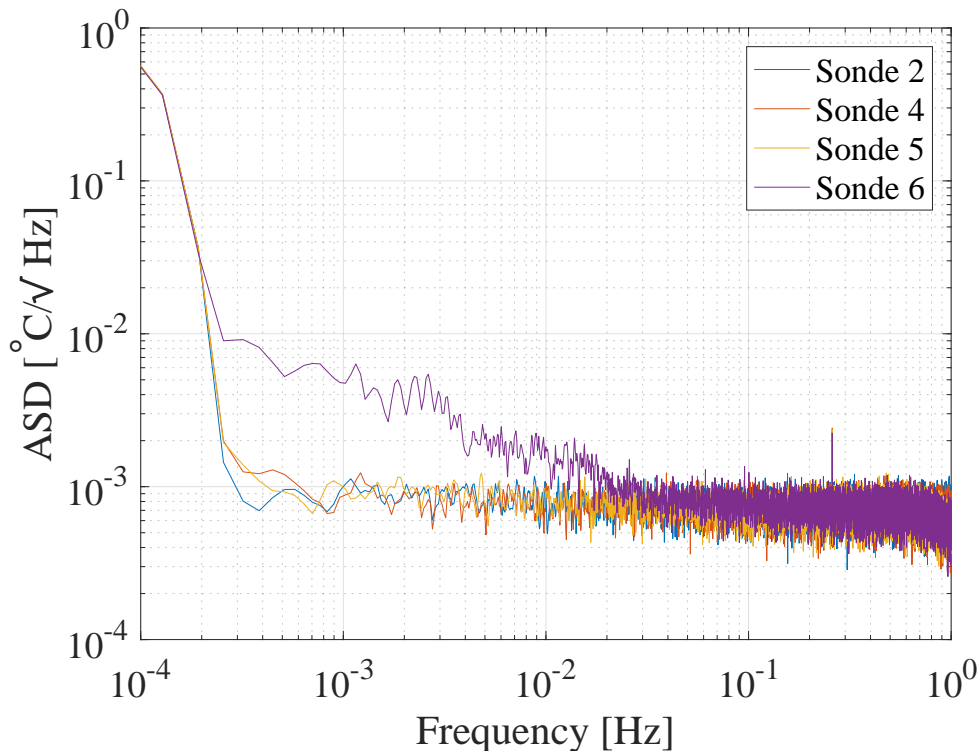


FIGURE 3.25 – Densité spectrale du bruit de température mesuré par 4 sondes PT100 pendant 12h au sein de la cuve à vide. La sonde numéro 6 montre un dysfonctionnement.

La densité spectrale de fluctuation de température $\widetilde{\Delta T}$ absolue dans la chambre à vide disponible au laboratoire est déterminée lors d'une acquisition de température de 12h (Figure 3.25). Le graphe tracé montre une densité spectrale limite de $1 \text{ mK}/\sqrt{\text{Hz}}$ mais qui correspond en réalité au bruit de mesure des sondes de température (PT100) utilisées. Cela signifie que la densité spectrale de la fluctuation de température au sein de la cuve à vide est inférieure à cette valeur mesurée de $1 \text{ mK}/\sqrt{\text{Hz}}$. En effet, le calcul de la différence de mesure entre les sondes ne change strictement rien au résultat et le bruit mesuré est bien celui des sondes PT100 et non pas le bruit réel de fluctuation de température dans la cuve. De plus, la chambre à vide à une constante de temps suffisamment grande pour que le bruit thermique soit plus faible.

Réciproquement, la tolérance sur la différence de longueur entre les deux cavités pour une fluctuation de température acceptable peut être déterminée. Les mesures de température réalisées pendant 12h dans la cuve à vide montrent donc qu'il est possible d'atteindre une densité spectrale meilleure que $1 \text{ mK}/\sqrt{\text{Hz}}$. Cette valeur est utilisée pour faire une application numérique de l'équation 3.73 qui donne alors une tolérance sur la différence de longueur entre les deux cavités $\Delta L^0=0,02 \text{ mm}$. Cette valeur est atteignable en utilisant de la mécanique de précision et ne semble donc pas impossible à atteindre pour une prochaine version de la cavité. De plus, cette cavité est en Invar mais il existe des matériaux avec de meilleurs coefficients de dilatation thermique (par exemple le Zerodur), qui amélioreraient ainsi cette contrainte sur la différence de longueur entre les deux cavités due à la thermique.

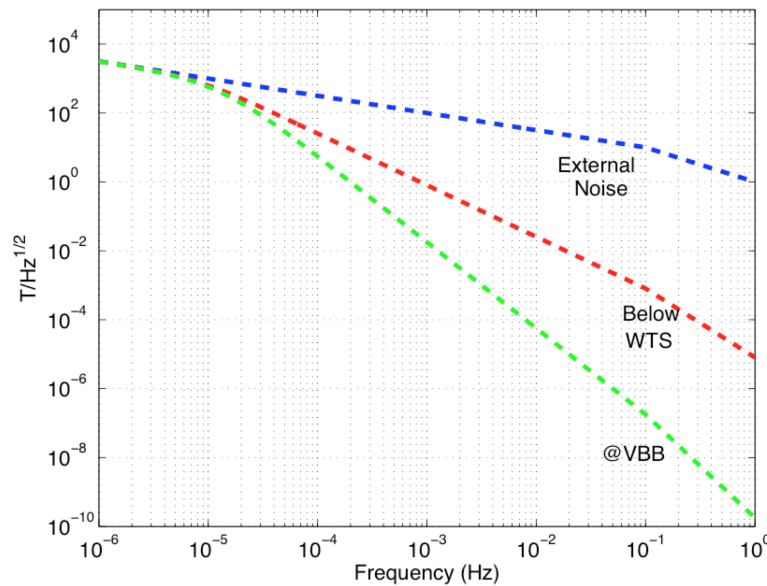


FIGURE 3.26 – Estimation de la densité spectrale du bruit de température sur Mars (courbe bleue), au sein du bouclier thermique et de vent de l'instrument SEIS de la mission InSight (en rouge), et au niveau des VBBs à l'intérieur de la sphère sous vide de SEIS (en vert).

La Figure 3.26 donne une estimation des densités spectrales de bruit de température sur Mars à différents niveaux de l'instrument SEIS de la mission InSight. Les capteurs sismiques (les VBBs, en vert sur le graphe) verront donc une fluctuation de température beaucoup plus faible que celle mesurée dans la cuve à vide (soit $0,1 \text{ mK}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 10 mHz). Dans le cadre de cette étude

3 Prototype de système de lecture optique pour sismomètre planétaire

expérimentale pour un sismomètre planétaire, une configuration similaire à celle des VBBs In-Sight relâche la contrainte de précision sur la différence de longueur entre les deux cavités optiques due à la thermique.

Il est par contre important de noter que s'il n'y avait qu'une seule cavité dans le design, l'absence de mesure différentielle impliquerait une contrainte sur la longueur de cavité impossible à réaliser (20 fois meilleure).

b - Cas non homogène

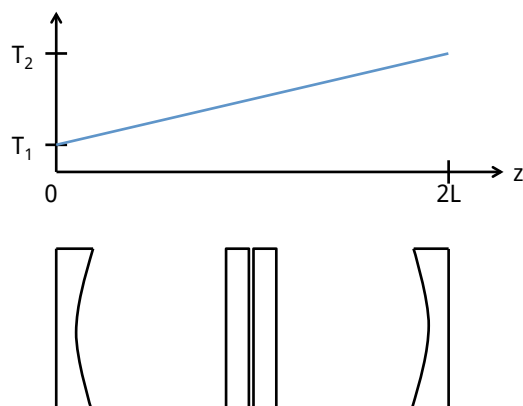


FIGURE 3.27 – Gradient de température entre une extrémité de la cavité et l'autre.

Le cas non homogène considérant un gradient de température entre une extrémité et l'autre de la pièce en Invar est également étudié (Figure 3.27). La cavité est supposée parfaitement symétrique, soit $L_1^0=L_2^0=L$. De plus, ΔL_1 s'écrit :

$$\Delta L_1 = \int_0^L \alpha.T(z)dz, \quad (3.74)$$

avec $T(z) = T_1 + \gamma.z$ et :

$$\gamma = \frac{T_2 - T_1}{L_1 + L_2}. \quad (3.75)$$

Attention, l'épaisseur des deux miroirs centraux est comprise dans les valeurs de L_1^0 et L_2^0 . Après développement, ΔL_1 peut être ré-exprimé :

$$\Delta L_1 = \alpha.\frac{3T_1 + T_2}{4}.L, \quad (3.76)$$

et de même, ΔL_2 :

$$\Delta L_2 = \alpha.\frac{3T_2 + T_1}{4}.L. \quad (3.77)$$

D'autre part,

$$\Delta(L_2 - L_1) = \frac{1}{2}\alpha.L.(T_2 - T_1), \quad (3.78)$$

soit :

$$\widetilde{\delta L} = \frac{1}{2} \alpha \cdot L \cdot \widetilde{\delta \Delta T}. \quad (3.79)$$

Dans ce cas non homogène, c'est la densité spectrale de bruit sur le gradient de température $\delta \Delta T$ qui est considérée. L'équation 3.79 peut être réécrite :

$$\widetilde{\delta L} = \alpha \cdot L^2 \cdot \widetilde{\delta \gamma}, \quad (3.80)$$

avec, pour rappel, $\gamma = \frac{\Delta T}{2L}$.

Considérant un $\widetilde{\Delta T}$ appliqué à une extrémité de la cavité (par exemple l'extrémité 2), alors $\widetilde{\Delta T}_1$ est égale à une certaine fonction de transfert H de $\widetilde{\Delta T}_2$. Sachant que $\widetilde{\delta \Delta T} = \widetilde{\Delta T}_2 - \widetilde{\Delta T}_1$, alors :

$$\widetilde{\delta \Delta T} = [1 - H(f)] \widetilde{\Delta T}. \quad (3.81)$$

Au premier ordre, la fonction de transfert $H(f)$ est un simple retard dont la constante de temps τ peut-être estimée. Cette approximation est faite à l'aide d'une analyse dimensionnelle de l'équation de la chaleur. Pour cela, un barreau en Invar de longueur $2L=59,6$ mm est considéré et τ est estimée ainsi :

$$\tau = \frac{\rho C_p (2L)^2}{\lambda} \quad (3.82)$$

Avec λ la conductivité thermique de l'Invar, ρ sa masse volumique et C_p sa chaleur spécifique. Cela donne après application numérique $\tau=1132$ s ce qui correspondant au temps que va mettre une extrémité pour avoir la même température que l'autre. Dans le pire des cas, la fréquence de mesure est de 100 mHz (soit 10 s) ce qui signifie que le barreau ne devrait pas être à l'équilibre thermique pour les mesures sismiques. Mais cette évaluation est très approximative et la résolution de l'équation de la chaleur semble plus judicieuse. L'équation de la chaleur s'exprime de la manière suivante :

$$\rho C_p \frac{\delta T}{\delta t} - \lambda \cdot \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} T = 0. \quad (3.83)$$

Dans ce cas, λ ne dépend pas de la distribution spatiale. Pour modéliser la cavité, un barreau de longueur $2L$ et de diamètre $2R$ est considéré. L'idée est de savoir combien de temps une fluctuation de température appliquée à une extrémité mettra pour arriver à l'autre extrémité, c'est-à-dire de trouver la fonction de transfert $G=[1-H]$.

En coordonnées cylindriques, le laplacien $\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} T$ s'écrit :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} T = \frac{1}{r} \frac{\delta}{\delta r} \left(r \frac{\delta T}{\delta r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\delta^2 T}{\delta \theta^2} + \frac{\delta^2 T}{\delta z^2}. \quad (3.84)$$

Deux hypothèses sont alors faites. La première concerne la symétrie cylindrique de la cavité, soit :

$$\frac{\delta T}{\delta \theta} = 0, \quad (3.85)$$

et la deuxième suppose une température uniforme sur la section $2R$, soit :

3 Prototype de système de lecture optique pour sismomètre planétaire

$$\frac{\delta T}{\delta r} = 0. \quad (3.86)$$

Ces deux hypothèses impliquent alors $\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} T = \frac{\delta^2 T}{\delta z^2}$ et l'équation de la chaleur s'écrit alors :

$$\frac{\delta T}{\delta t} - \kappa \frac{\delta^2 T}{\delta z^2} = 0, \quad (3.87)$$

avec $\kappa = \frac{\lambda}{\rho C_p}$. Ensuite, l'excitation thermique supposée sinusoïdale en z de la cavité s'exprime :

$$T(t, z) = T_0 e^{i\omega t} G(z). \quad (3.88)$$

Ainsi, l'équation de la chaleur devient :

$$G''(z) - \frac{i\omega}{\kappa} G(z) = 0. \quad (3.89)$$

Soit :

$$G(z) = G_0 e^{(kz+\phi)}, \quad (3.90)$$

ce qui donne après développement de l'équation de la chaleur : $k = \pm(1+i)\sqrt{\frac{\omega}{2\kappa}}$. Donc :

$$T(t, z) = T_0 e^{i\omega t} G_0 e^{-\sqrt{\frac{\omega}{2\kappa}}z} e^{-i\sqrt{\frac{\omega}{2\kappa}}z} e^{\phi}. \quad (3.91)$$

Une condition limite est posée à l'extrémité du barreau (en $z=0$) : $T(t, z=0) = T_0 G_0 e^{i\omega t}$ ce qui implique $\phi = 0$. Soit finalement :

$$T(t, z) = T_0 G_0 e^{i\omega t} H(\omega, z). \quad (3.92)$$

La fonction de transfert $\Gamma(\omega)$ s'exprime ainsi :

$$\Gamma(\omega) = \frac{T(z=2L) - T(z=0)}{T(z=0)} = H(\omega) - 1, \quad (3.93)$$

soit finalement :

$$||\Gamma(\omega)||^2 = 1 - 2 \cos\left(\sqrt{\frac{\omega}{2\kappa}} 2L\right) e^{-\sqrt{\frac{\omega}{2\kappa}} 2L} + e^{-2\sqrt{\frac{\omega}{2\kappa}} 2L}. \quad (3.94)$$

La Figure 3.28 donne la fonction de transfert $\Gamma(\omega)$ de la cavité en Invar (caractéristiques techniques données en Annexe E). Elle présente bien l'allure d'un passe-haut (comme attendu), ce qui atténue fortement les fluctuations de température à basse fréquence (les plus importantes). Cependant la transition est encore à trop basse fréquence ce qui laisse potentiellement une perturbation dans la bande de fréquence de mesure du sismomètre. Cela signifie que les deux extrémités de la cavité en Invar sont trop rapidement découplées (température différente) ce qui n'est pas bon pour la mesure de la différence de longueur entre les deux cavités Fabry-Perot à ces fréquences.

L'équation 3.81 est utilisée pour tracer la densité spectrale de bruit sur le gradient de température $\delta \widehat{\Delta T}$ en considérant la limite de densité spectrale du gradient de température $\widehat{\Delta T}$ déterminée par les mesures dans la cuve à vide (Figure 3.29). Pour rappel, ce résultat est une limite "haute" (autour du mK/\sqrt{Hz}) puisque limité par la résolution des sondes thermiques utilisées. De plus, cette étude est réalisée dans l'hypothèse où une excitation thermique est appliquée à

une extrémité de la cavité, qui correspond au pire cas possible, et celui-ci paraît peu plausible au sein de l'enceinte sous vide.

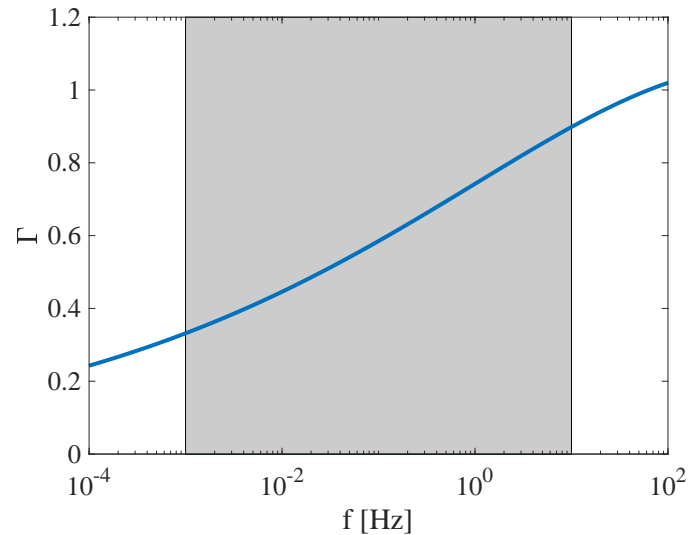


FIGURE 3.28 – Fonction de transfert du gradient de température entre les deux extrémités de la cavité en Invar en fonction de la fréquence. La zone grisée représente la gamme de fréquence des mesures sismiques.

Cependant, l'étude de cette fonction de transfert milite en faveur de l'utilisation d'un autre matériau pour une future version de la cavité mécanique. En effet, il semble nécessaire d'avoir un système qui se thermalise beaucoup plus vite et donc ayant une conductivité thermique plus grande et une capacité calorifique plus faible. Le carbure de silicium (de conductivité thermique comprise entre 360 et 490 W/m/K à 20°C) pourrait répondre à ce problème. Le Zerodur est aussi un matériau dont les propriétés mécaniques et thermiques doivent être étudiées pour répondre aux besoins de l'expérience car celui-ci est vraiment très résistant à la dilatation thermique. De plus, même si le coût est un peu plus élevé que pour l'Invar, ce matériau peut être usiné traditionnellement.

3 Prototype de système de lecture optique pour sismomètre planétaire

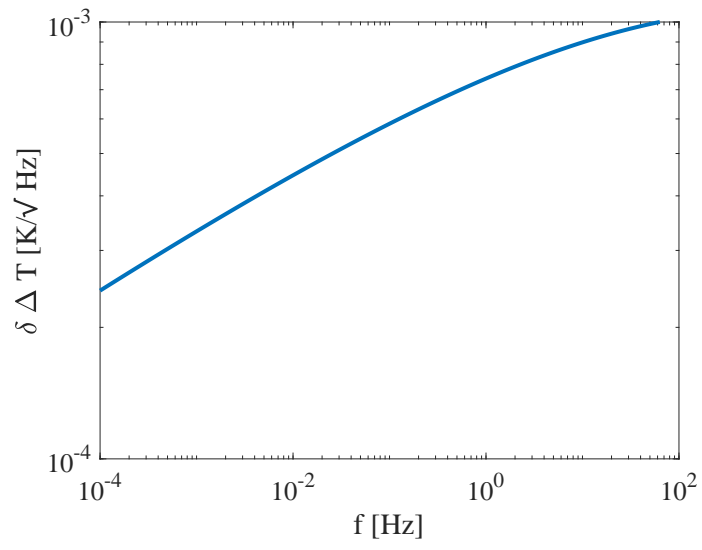


FIGURE 3.29 – Densité spectrale de bruit sur le gradient de température $\delta \widetilde{\Delta T}$.

3.4 Réalisation expérimentale et premiers résultats

3.4.1 Prise en main du montage initial

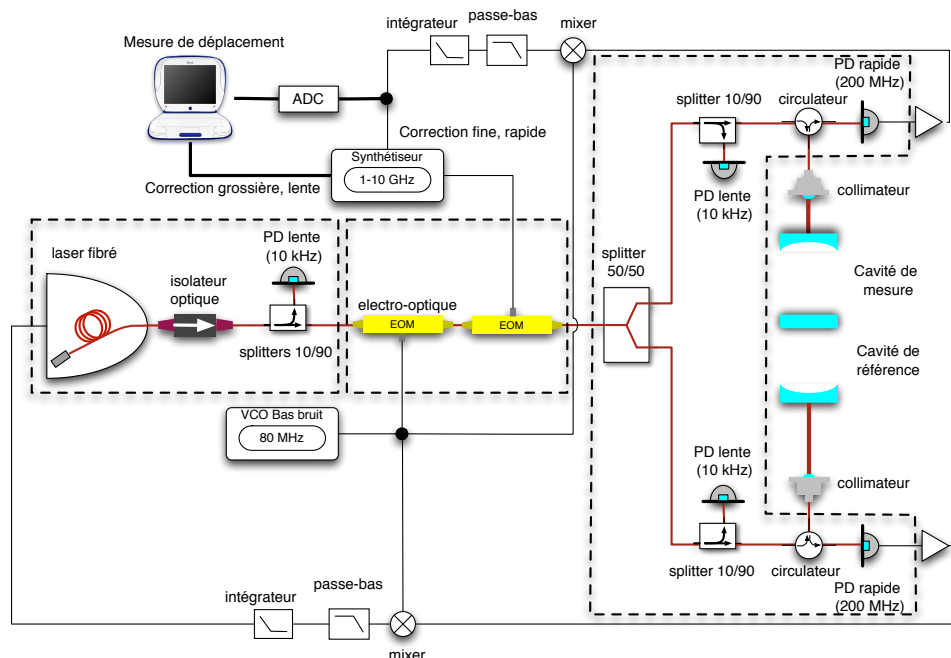


FIGURE 3.30 – Rappel du schéma général du système de lecture optique proposé pour un sis-momètre planétaire.

La première étape du travail en salle blanche sur le montage déjà présent a consisté à vérifier la puissance du signal au niveau des trois premières photodiodes (notées PD) de l'expérience, repérables sur la Figure 3.32. L'objectif était de s'assurer que l'ensemble de la partie fibrée fonctionnait encore. Pour cela, des circuits d'amplification ont dû être réalisés pour pouvoir observer le signal en sortie de ces trois photodiodes sur l'oscilloscope. A ce stade du circuit fibré, les photodiodes sont destinées à fonctionner à basse fréquence et sont appelées photodiodes "lentes". Un montage transimpédance est développé pour l'amplification du signal de ces photodiodes lentes. L'ensemble convertit le courant de la photodiode en tension puis l'amplifie. Le circuit électronique est détaillé dans l'Annexe F.

Finalement, après construction des amplificateurs et test des sorties des trois premières PD, les puissances mesurées au niveau de la PD n°1 (sortie du 1^{er} splitter), de la PD n°2 (sortie du dernier splitter, du côté de la cavité de référence) et de la PD n°3 (sortie du dernier splitter du côté de l'autre cavité) donnent les valeurs suivantes (à comparer aux valeurs théoriques données sur la Figure 3.32) :

- Pour 10 mW d'entrée : PD n°1=7,74 mW, PD n°2=0,923 mW et PD n°3=0,84 mW
- Pour 40 mW d'entrée : PD n°1=33,67 mW, PD n°2=4,11 mW et PD n°3=4,04 mW

Les pertes observées restent correctes, compte tenu de la transmission des modulateurs électro-optiques fibrés, de l'ordre de 50% par modulateur. L'ensemble du montage peut alors être utilisé.

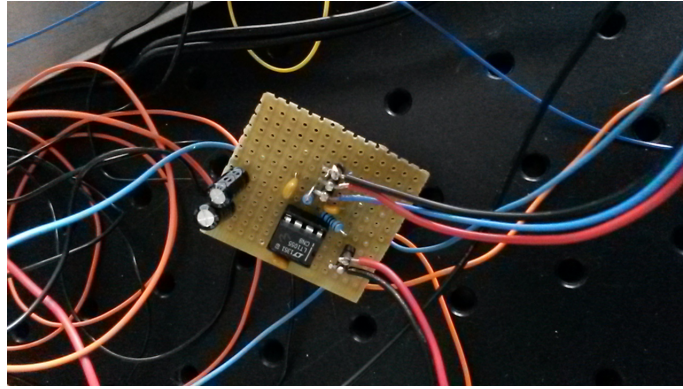


FIGURE 3.31 – Photographie du montage câblé d'un des trois amplificateurs lents.

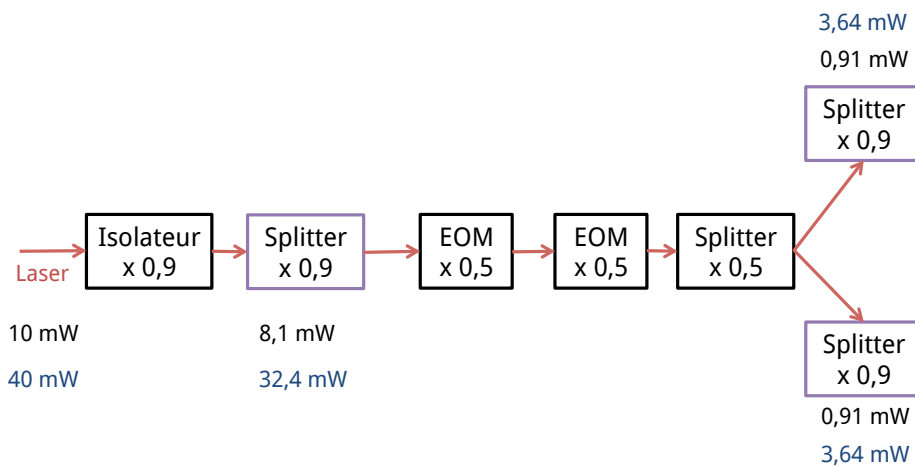


FIGURE 3.32 – Schéma de la première partie du montage du système de lecture optique. Les cadres violets représentent les composants au niveau desquels la puissance peut-être mesurée par une PD. Deux calculs théoriques de la puissance à ces endroits sont effectués pour deux cas d'études : une puissance laser de départ de 10 mW, ou une puissance laser de départ de 40 mW.

3.4.2 Implémentation du montage général

Réglage du faisceau

Pour donner au faisceau sa forme désirée dans la cavité, c'est-à-dire obtenir le waist minimum w_0 précédemment calculé théoriquement, celui-ci doit être collimaté avant son entrée dans la cavité. Pour cela, le collimateur utilisé pour l'expérience est préalablement réglé sans les miroirs, ce qui implique une première difficulté. En effet, pour son réglage sans miroir il faut préalablement déterminer le waist désiré lorsque le miroir courbe d'entrée de la cavité n'est pas encore installé. Pour rappel, les calculs théoriques ont été faits en ne considérant que l'intérieur de la cavité. Seulement, le passage du faisceau laser collimaté dans le miroir (qui a une certaine épaisseur) va modifier légèrement son parcours. Il est donc important de déterminer l'influence du miroir sur le profil du faisceau pour pouvoir prérégler le collimateur sans les miroirs. Après installation complète de la cavité, le dimensionnement devra évidemment être celui de la Figure

3.33, calculé théoriquement. Pour déterminer l'influence du miroir courbe (Figure 3.34), il faut calculer un ω' qui est donc le waist sans passage dans le miroir courbe, et un z' correspondant à la nouvelle distance à laquelle se trouve ce waist (Figure 3.34).

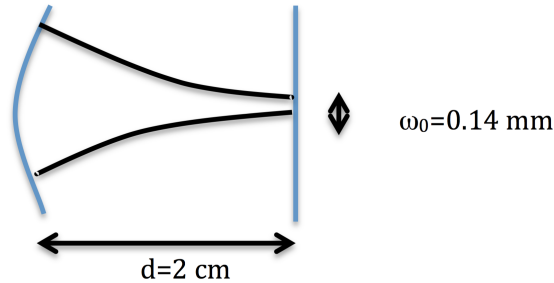


FIGURE 3.33 – Données récapitulatives du dimensionnement de la cavité optique finale.

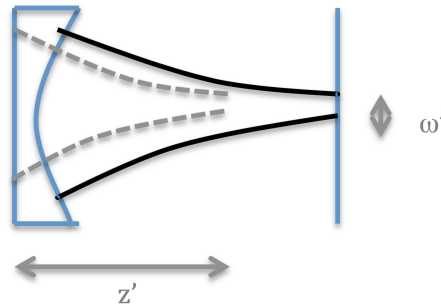


FIGURE 3.34 – Données récapitulatives du dimensionnement de la cavité optique avec influence du miroir courbe. Les pointillés représentent la forme qu'aurait le faisceau en l'absence de miroir courbe.

Une nouvelle matrice de transfert est déterminée au sein du miroir courbe, avec les étapes suivantes et leurs matrices de transfert respectives :

1. Surface plane entre un milieu d'indice 1 et un milieu d'indice n (dans le miroir) :

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/n \end{pmatrix} \quad (3.95)$$

2. Propagation dans le milieu d'indice n d'épaisseur e (intérieur du miroir courbe) :

$$\begin{pmatrix} 1 & e \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.96)$$

3. Passage d'une surface convexe entre le milieu d'indice n et celui d'indice 1 (air libre dans la cavité) :

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1-n}{R} & n \end{pmatrix} \quad (3.97)$$

3 Prototypé de système de lecture optique pour sismomètre planétaire

La matrice de transfert globale du système est le produit de toutes ces matrices de passage en partant de la fin. Ce qui donne finalement :

$$\begin{pmatrix} 1 & e/n \\ \frac{1-n}{R} & \frac{e(1-n)}{nR} + 1 \end{pmatrix} \quad (3.98)$$

D'après la fiche technique du miroir, $e = 6$ mm et $n = 1.52$, ce qui permet de trouver les valeurs numériques des paramètres A,B,C et D de la matrice de passage. L'effet de la traversée dans le miroir courbe sur le faisceau laser est similaire à un passage dans une lentille convergente c'est pourquoi le miroir est alors modélisé par cette dernière. L'analogie s'écrit de la manière suivante :

$$q_1 = \frac{B - D.q_2}{C.q_2 - A}, \quad (3.99)$$

avec :

$$q_1 = z' + i \frac{\pi.\omega'^2}{\lambda}, \quad (3.100)$$

ainsi que :

$$q_2 = d + i \frac{\pi.\omega_0^2}{\lambda}. \quad (3.101)$$

Le terme q_2 de l'équation 3.99 est remplacé par celui de l'équation 3.101. Ensuite, l'égalité entre les équations 3.99 et 3.100 permet d'identifier une partie réelle qui est égale à z' , puis une partie imaginaire qui par déduction donne ω' . Cela donne après application numérique : $z' = 2,01$ cm, au lieu de 2 cm, et $\omega' = 0.1248$ mm, au lieu de 0.14 mm.

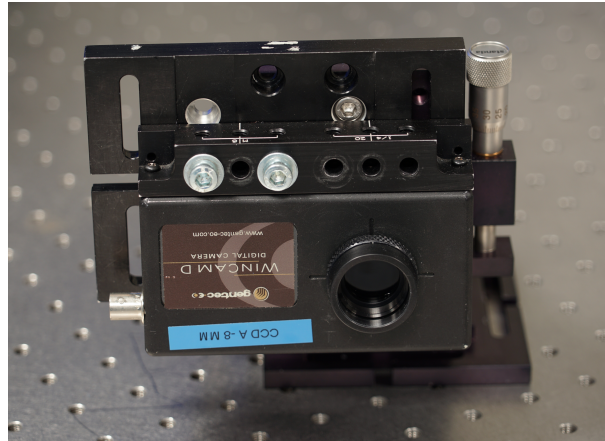


FIGURE 3.35 – Photographie de la caméra CCD utilisée pour visualiser le faisceau laser.

L'idée pour régler le collimateur afin d'obtenir le waist désiré à la distance voulue avec un faisceau le plus aligné dans l'axe possible, est de prendre plusieurs mesures de la taille du faisceau à différentes distances du collimateur à l'aide d'une caméra CCD. Cependant, la caméra CCD normalement utilisée au laboratoire (Figure 3.35) n'est pas sensible à la longueur d'onde du laser utilisé pour l'expérience (1542 nm). Pour cette raison, un adaptateur fluo a été acheté et installé sur la caméra afin de détecter le faisceau laser. Malheureusement, cet adaptateur n'a

pas fonctionné. La raison possible à ce dysfonctionnement serait un problème de diffraction de l'adaptateur. Le collimateur a donc été pré-réglé sur un autre laser, avec une longueur d'onde de 1064 nm à laquelle la caméra est sensible.

Cependant, la position du waist s'est avérée être très loin du collimateur, c'est-à-dire à plus de 30 cm. Pour le rapprocher, il a été décidé d'ajouter une lentille à la suite du collimateur, devant se situer par la suite entre celui-ci et le miroir courbe d'entrée de la cavité. Afin de déterminer la focale et l'emplacement de cette lentille, un relevé des mesures de taille du faisceau en fonction de la distance au collimateur a été effectué. Ces valeurs sont ensuite utilisées numériquement pour simuler l'effet sur le waist d'une lentille dans le montage optique. Au départ, une lentille de focale -25 cm placée à 6 cm du collimateur (Figure 3.36 (b)) permettait de rapprocher suffisamment le waist. Lors du montage global de la cavité la lentille s'est finalement retrouvée à 7,5 cm du collimateur. Les simulations ont donc été refaites et il s'est avéré que la lentille de focale égale à -25 cm n'était plus adaptée pour le montage final mais qu'une lentille de focale -50 cm par contre fonctionnait bien (Figure 3.36 (a)).

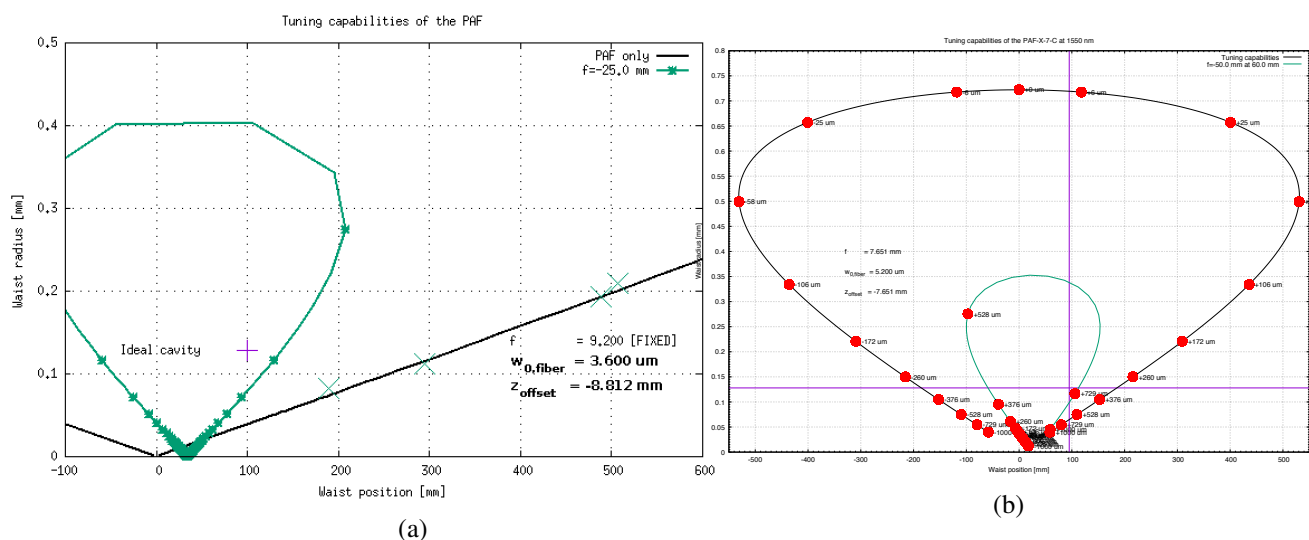


FIGURE 3.36 – Simulations du rayon du waist en fonction de sa position par rapport au collimateur. La courbe noire représente un cas sans lentille et la verte le cas où une lentille est placée entre le collimateur et le miroir courbe. La Figure de gauche est pour une lentille de focale -25 cm et celle de droite pour une lentille de focale -50 cm.

Le réglage du collimateur a ensuite dû être réajusté avec le faisceau laser de 1542 nm. Pour faire cela, un système de scan a été acheté, sur lequel une photodiode (sensible à cette longueur d'onde) peut être installée afin de scanner le plan perpendiculaire à l'axe optique dans les deux dimensions (Figure 3.37). Une interface LabView a été implémentée par H. Halloin pour commander ce système.

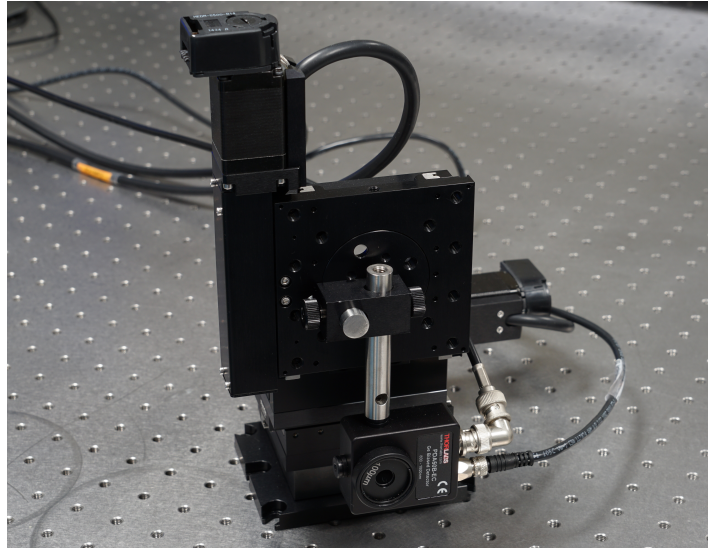


FIGURE 3.37 – Photographie du système de scan avec une photodiode sensible à la longueur d'onde de 1542 nm installée dessus.

Mise en place de la cavité

Une fois le faisceau laser proche du faisceau désiré, un miroir plan a été installé à la bonne distance du collimateur afin de voir si le faisceau était bien réfléchi au contact avec ce miroir et si cette réflexion était bien récupérée par le circulateur. Pour observer ce signal réfléchi sur l'oscilloscope, il a fallu concevoir les amplificateurs des deux PD prévues pour fonctionner à haute fréquence (Annexe F). Une fois le signal réfléchi observé à l'oscilloscope, un réajustement du réglage du collimateur a pu être réalisé afin d'optimiser la tension mesurée par l'oscilloscope avant d'installer la cavité finale.

La cavité en Invar conçue spécialement pour cette expérience a finalement été mise en place dans le système de cage ThorLabs avec l'ensemble des autres composants optiques nécessaires au fonctionnement de cette cavité (collimateur et lentille). Cet assemblage est montré sur la Figure 3.38.

Une feuille d'isolant optique a également été insérée entre les deux miroirs plans centraux de la cavité afin d'éviter tout couplage optique entre les 2 cavités.

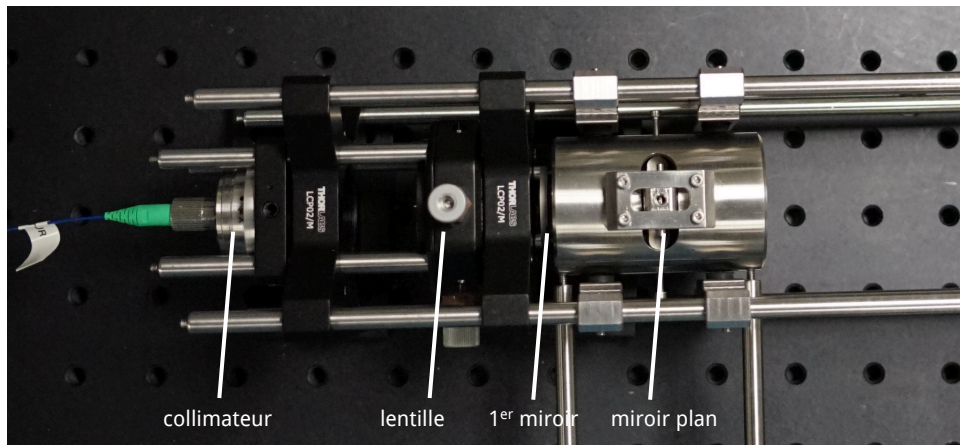


FIGURE 3.38 – Photographie prise en salle blanche de l’installation de la cavité optique et son ensemble mécanique. Le collimateur à l’extrémité gauche est réglable et la lentille est insérée dans un système permettant d’ajuster sa position sur le plan perpendiculaire à l’axe optique.

Mise en place du montage PDH

La Figure 3.39 présente le schéma du montage nécessaire à l’observation du signal d’erreur du PDH. Celui-ci sera ensuite suivi d’un circuit électronique de contre-réaction, préalablement calculé de façon à réaliser l’asservissement du laser à la fréquence de résonance de la cavité considérée. Le faisceau laser réfléchi par la cavité est envoyé dans une photodiode suivie d’un amplificateur (dont le gain est de 3135 V/W). Celle-ci est ensuite envoyée vers un "T" de polarisation permettant de séparer la composante continue (alors observée sur l’oscilloscope) de la composante alternative qui, elle, est envoyée sur un amplificateur augmentant alors la puissance du signal de 23 dB. Cela donne ainsi un signal d’environ 13 dBm dans le pire des cas (intensité max du signal de retour de la cavité). Le mixer qui suit ne peut qu’accepter, en mode saturé, une puissance de 9 dBm c’est pourquoi deux atténuateurs (un de 3 dB et un de 1 dB) sont placés entre cet amplificateur et le mixer. Ceux-ci ne sont pas représentés sur le schéma. Le mixer permet ensuite de multiplier ce résultat avec le signal venant de l’oscillateur local (puissance de 10 dBm, déphasé par rapport au signal envoyé sur l’EOM). La sortie du mixer passe ensuite par un filtre passe-bas pour garder la composante continue qui est alors observée à l’oscilloscope. La courbe obtenue est le signal d’erreur du montage PDH et doit avoir une forme relativement proche de la courbe FINESSE tracée dans la partie précédente.

3 Prototype de système de lecture optique pour sismomètre planétaire

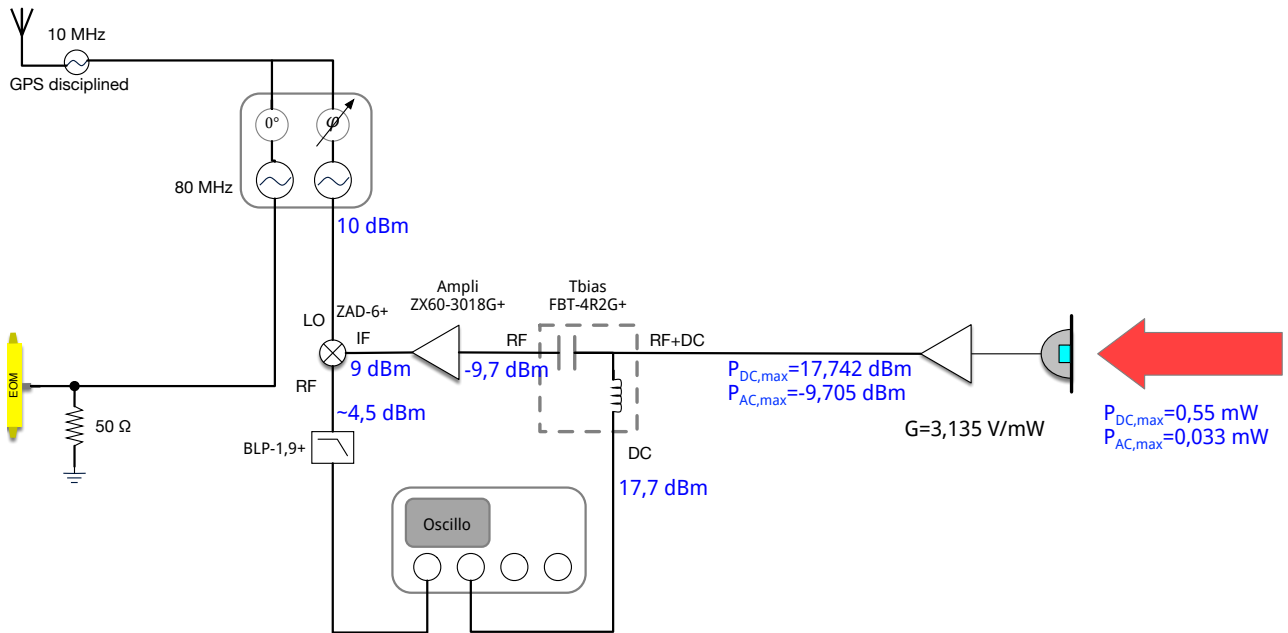


FIGURE 3.39 – Schéma global d'une partie du montage PDH sans l'électronique de contre-réaction. Les deux puissances inscrites en bleu à droite correspondent aux puissances DC et AC optimales, données par la simulation (courbe FINESSE). Les valeurs en bleu en dessous correspondent aux mesures réelles en salle blanche du signal maximum obtenu en sortie de la cavité optique. Toutes les autres puissances sont données pour la partie AC du signal (si non précisé) et sont déduites des fiches techniques des différents composants.

3.4.3 Premiers résultats

Observation de la résonance

Une fois la cavité optique mise en place et les composants optiques ajustés de façon à obtenir un axe optique confondu au maximum pour tous les éléments, la résonance de la cavité a été recherchée. Ce travail nécessite un réglage spécifique du piezo du laser, et une certaine excursion de sa température. En effet, la première courbe caractéristique du laser de l'expérience (donnée dans l'Annexe G) montre que son piezo fonctionne à 0,13 pm/V. Or :

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = -\frac{df}{f} \quad (3.102)$$

Avec $f = \frac{c}{\lambda}$. Ce qui permet d'en déduire que le piezo fonctionne avec un $df = -16$ MHz/V. D'après la fiche technique, le réglage du piezo ne peut se faire qu'entre 0 et 150V. L'ISL étant d'environ 6,9 GHz il n'est donc pas possible de le parcourir entièrement grâce au piezo du laser. C'est pourquoi il est nécessaire de régler également la température du résonateur du Laser. L'Annexe G fournit aussi la courbe de dépendance de la fréquence du faisceau laser par rapport à ce réglage en température. La documentation permet alors d'en déduire que pour parcourir un

ISL, la température doit varier de 1,36 °C.

Finalement, la méthodologie utilisée consiste à régler l'amplificateur du piezo sur une rampe de 121 V pic à pic (soit 1,94 GHz parcouru) et de changer la température progressivement à la main avec un pas de 0,2 °C. La largeur sur l'axe des temps (abscisse de l'oscilloscope) de la résonance qui doit être observée est estimée ainsi : la fréquence du piezo étant de 100 Hz ce qui correspond à une demi-période de $0,5 \cdot 10^{-2}$ s et l'amplitude pic à pic de la rampe du piezo étant de 121 V, cela donne une pente sur l'oscilloscope de $2,42 \cdot 10^4$ V/s, finalement le rapport du ΔU (tension du piezo correspondant à une largeur à mi-hauteur de 328,37 MHz) sur cette valeur de pente donne une largeur de résonance sur l'oscilloscope de 0,85 ms.

Lorsque la résonance a été aperçue sur l'oscilloscope (de largeur environ égale à 0,85 ms), le collimateur a été re-réglé pour essayer de l'optimiser au maximum. Finalement, les données observées sur l'oscilloscope pour chaque température sont enregistrées puis combinées. Attention, les valeurs de la fiche technique du laser concernant la calibration du piezo (16 MHz/V) et de la température du résonateur (5,07 GHz/°C) sont réajustées numériquement pour obtenir une résonance unique, visible sur la Figure 3.40. La formule ci-dessous est utilisée pour chaque fraction de signal mesurée :

$$U(f) = (\text{Signal mesuré} - p \cdot h) \cdot \text{Piezo} + (T - T_{ref}) \cdot \text{Temp} - F_{ref} \quad (3.103)$$

avec p la pente du piezo sur cette fraction du signal de résonance, h l'hystérésis du piezo, Piezo la valeur de calibration du piezo, Temp la valeur de calibration du réglage en température, T la température à laquelle cette fraction du signal de résonance est mesurée, T_{ref} une température de référence définie aléatoirement avant l'assemblage de tous les signaux mesurés, et F_{ref} une fréquence de référence définie de la même manière. Après obtention de la figure 3.40, la valeur de calibration du piezo optimale est donc de 11,2 MHz/V et celle de la température de 4,61 GHz/°C. L'ISL expérimental peut alors être déterminé et est égal à 6,91 GHz ce qui est très proche de la valeur théorique de 6,876 GHz. Et la finesse est égale à 19,19 à comparer à la valeur théorique de 20,94 : soit une toute petite différence. Le contraste est également calculé :

$$C = \frac{U_{max} - U_{min}}{U_{max} + U_{min}} \quad (3.104)$$

avec U_{max} la tension maximale mesurée sur l'oscilloscope lorsqu'il n'apparaît aucune résonance, et U_{min} la tension mesurée sur l'oscilloscope au niveau de la résonance. L'offset est également mesuré lorsqu'il n'y a aucun signal optique au niveau de la photodiode. Le contraste est donc égal à $0,934 \pm 0,005$ (erreur due à la lecture de l'oscilloscope) ce qui signifie moins de 7% de pertes. La valeur expérimentale de la finesse implique un coefficient de réflexion des miroirs $R=83,6\%$ qui est très proche de la valeur demandée au constructeur.

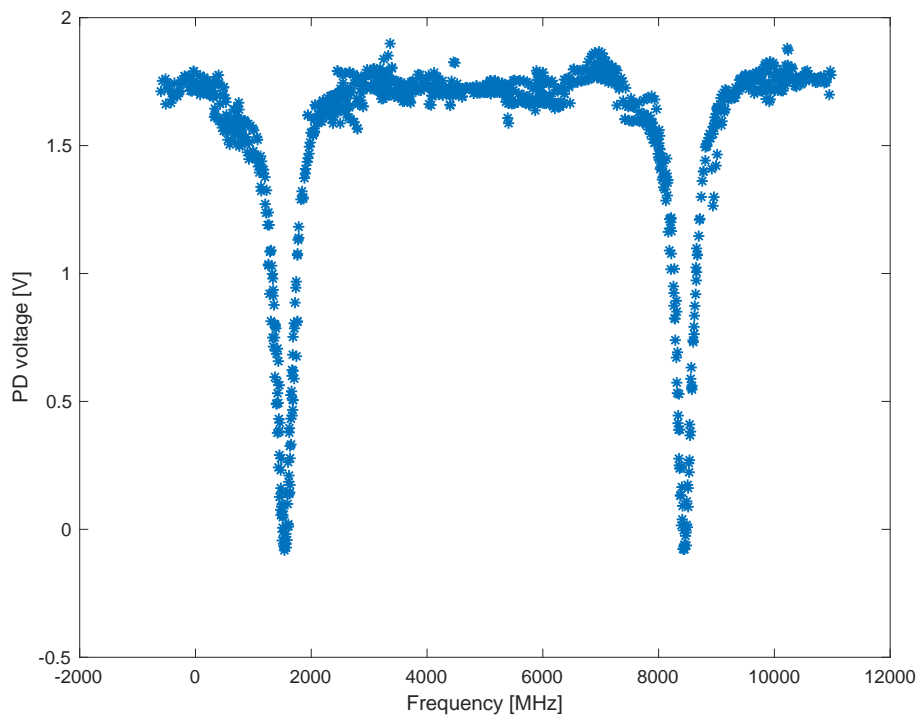


FIGURE 3.40 – Amplitude (en V) du signal DC réfléchi par la cavité reçu sur l’oscilloscope en fonction de la fréquence du laser (en MHz).

Signal d'erreur du PDH

Pour rappel, le schéma du montage PDH en sortie cavité permettant l'observation du signal d'erreur est donné sur la Figure 3.39. Dans un premier temps, l'EOM destiné à fonctionner à basse fréquence pour réaliser le circuit PDH de la cavité de référence est mis en fonctionnement. Pour rappel, sa fréquence de modulation est de 80 MHz et sa profondeur de modulation de 0,5 rad. Le signal retour de la cavité est ensuite observé sur un analyseur de spectre. Si la cavité n'est pas bien alignée et donc qu'elle ne résonne pas, celui-ci doit pouvoir voir les bandes latérales du faisceau à 80 MHz. De plus, leur amplitude doit disparaître pile au niveau de la résonance et complètement en dehors du pic. L'idée est donc de faire varier la fréquence du laser (via son piezo) afin d'observer l'apparition et la disparition de ces bandes. L'analyseur de spectre, réglé en mode logarithmique, ne permet cependant pas de voir une disparition totale des bandes puisque celui-ci fait ressortir toute modulation, même minuscule. De plus, la finesse de ce montage est petite et la résonance large. L'amplitude la plus faible finalement mesurée de la composante à 80 MHz est égale à -29 dBm. En glissant une feuille entre le collimateur et la cavité le signal disparaît, ce qui confirme alors que les bandes latérales observées viennent du signal optique. Les bandes latérales sont donc toujours observées mais leur amplitude varie lorsque la fréquence du laser s'approche ou s'éloigne de la résonance de la cavité.

Afin de vérifier pour plus tard que l'EOM haute fréquence fonctionne bien, le piezo du laser est réglé sur son excursion maximale (pour rappel, 121 V pic à pic). La température est alors elle aussi réglée pour que la résonance se trouve au centre de la rampe du piezo. La fréquence de modulation de l'EOM est ensuite réglée sur 2 GHz. Pour rappel, celle-ci a été choisie de manière à ce que les bandes latérales ne se trouvent pas dans la résonance (soit $f_{EOM} \gg \Delta f$), mais aussi qu'elles soient totalement réfléchies (soit $f_{EOM} \ll ISL/2$). Une profondeur de modulation β de 0,5 rad est choisie provisoirement. Lorsque l'EOM est en marche, la profondeur du pic de résonance observé sur l'oscilloscope doit normalement diminuer d'une fraction de $2J_1(\beta)^2$ et c'est bien ce qui est observé sur l'oscilloscope. L'EOM haute fréquence est donc prêt à fonctionner lorsque la deuxième partie du montage sera installée.

Le montage complet détaillé sur la Figure 3.39 est installé en salle blanche et le déphasage entre l'oscillateur local (commande de l'EOM) et le signal LO du Mixer est réglé de manière à optimiser au maximum le signal d'erreur observé (Figure 3.41).

Afin d'anticiper sur la suite du montage et la construction du correcteur PI, la pente du signal d'erreur (en V/s) est observée à l'oscilloscope et convertie en V/MHz via la valeur de bande de fréquence parcourue grâce au piezo. Finalement, le gain de la cavité en est déduit :

$$G_{cav} = G_b * \frac{1}{G_{piezo} * G_{pramp} * G_{ampli} * G_{att} * G_{mixer}} \quad (3.105)$$

Avec G_b le gain de boucle, c'est-à-dire le rapport entre la sortie et l'entrée de la boucle d'asservissement de ce stade de l'étude. Ici la sortie correspond à la pente du signal d'erreur et l'entrée à celle de la rampe du piezo. Le gain du piezo G_{piezo} est égal à 11,2 MHz/V et a été déterminé lors de l'observation de la résonance. Le gain de l'amplificateur de la photodiode G_{pramp} est également connu et égal à 3135 V/W. Ensuite, G_{ampli} correspond au gain de l'amplificateur ZX60, G_{att} au gain des atténuateurs traversés (un atténuateur de -3 dB puis un de -1 dB) et finalement G_{mixer} au gain du mixer ZAD6+. Après application numérique le gain de la cavité s'avère être égal à $8,96.10^{-4}$ mW/MHz.

3 Prototype de système de lecture optique pour sismomètre planétaire

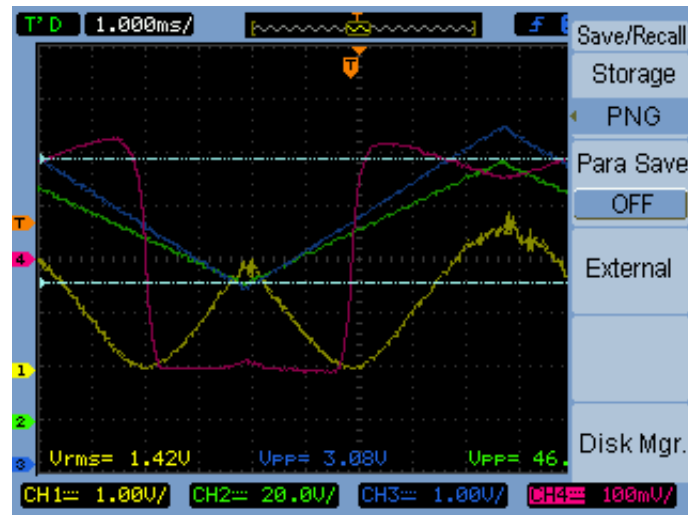


FIGURE 3.41 – Ecran de l’oscilloscope permettant d’observer le signal DC de réflexion par la cavité en jaune, la commande du piezo en vert (ici, la rampe n’est que de 46 V) ainsi que le signal d’erreur en rose. Dans ce cas, la pente est maximale.

Le calcul théorique effectué précédemment dans le manuscrit donne un gain de cavité de $1,02 \cdot 10^{-3}$ mW/MHz et les simulations réalisées sur le logiciel FINESSE indiquent un gain de $1,064 \cdot 10^{-3}$ mW/MHz ce qui est proche de la valeur expérimentale ($8,96 \cdot 10^{-4}$ mW/MHz).

3.5 Conclusion et perspectives

Cette partie de la thèse a donc permis de mettre en place les premiers concepts d'un système de lecture optique pour sismomètre planétaire en mettant en place un premier prototype. Ce travail a consisté dans un premier temps à prendre en main la méthode du Pound-Drever-Hall, le design complet du système avec deux cavités placées dos à dos, ainsi que la partie fibrée du montage déjà présente en salle blanche. Les choix concernant les caractéristiques du montage PDH ainsi que de la deuxième boucle d'asservissement ont été faits dans l'objectif de garantir une optimisation des performances de la lecture optique. La cavité (optique et mécanique) a ensuite été conçue pour répondre au même but final. Leurs caractéristiques techniques ont permis de réaliser une étude théorique puis numérique des performances du système, et son implémentation en salle blanche a déjà permis d'en valider plusieurs.

En effet, l'étude théorique s'est révélée consistante avec l'étude numérique (réalisée via le logiciel FINESSE) ainsi qu'en concordance avec les premières mesures réelles du montage réalisé en salle blanche. En effet, le gain de la cavité optique est égal à environ $1,02 \cdot 10^{-3}$ mW/MHz en théorie et à $1,064 \cdot 10^{-3}$ mW/MHz via la simulation numérique. Les mesures du signal d'erreur faites ensuite en salle blanche ont révélé un gain de $9 \cdot 10^{-4}$ mW/MHz, dont la valeur est proche des simulations numériques du logiciel FINESSE et de la théorie. Ces similitudes sont donc de bonne augure concernant les futures performances du système. De plus, la simulation FINESSE indique une valeur de sensibilité au déplacement du miroir de $0,17 \text{ fm}/\sqrt{Hz}$ et la théorie de $0,14 \text{ fm}/\sqrt{Hz}$. Celles-ci se trouvent dans les exigences de départ concernant les performances d'un futur sismomètre planétaire (pour rappel, $40 \text{ fm}/\sqrt{Hz}$). Une étude thermique a également été réalisée et montre que, même si certaines améliorations sont à prévoir pour une future version du système, le montage actuel respecte encore les exigences de départ.

L'étude du design a permis à de nombreuses reprises de valider la disposition de deux cavités Fabry-Perot dos à dos. Ce premier travail promet de bons résultats pour la suite et le montage global du système doit maintenant être terminé. Pour cela, l'asservissement du laser via la première cavité Fabry-Perot doit dans un premier temps être mis en place. L'observation de la stabilité de cette correction de la fréquence laser permettra alors d'avoir une première estimation du bruit de ce prototype. La deuxième boucle devra par la suite être câblée. Celle-ci permettra alors de réaliser les premières mesures de bruit du système de lecture optique final. Plus tard, le miroir central de la cavité devra être mis en mouvement (à l'aide d'un actuateur piezo) afin d'effectuer les toutes premières mesures d'une différence de longueur entre les deux cavités optiques, et ainsi de déterminer les performances de ce prototype.

Cependant, même à ce stade du travail quelques améliorations ont déjà été identifiées pour la suite. Premièrement, si la distance entre les fréquences de résonance des deux cavités est trop faible, le signal d'erreur de la cavité de référence observé ne sera pas exactement celui du PDH mais la somme de celui-ci et d'une perturbation des bandes latérales, trop proches, de la deuxième cavité. Cette problématique est représentée sur la Figure 3.42. Ce phénomène ne peut malheureusement pas être étudié sur le logiciel FINESSE (qui ne sait pas simuler deux modulations à la fois) mais devrait être testable sur l'expérience en baissant la fréquence et en augmentant la profondeur de modulation de l'EOM haute fréquence. Deux solutions sont possibles pour remédier à ce problème et devront être considérées pour une future version du système : augmenter l'ISL afin d'écartier les résonances (et donc concevoir des cavités plus petites), ou augmenter le coefficient de réflexion des miroirs afin de diminuer la valeur de la

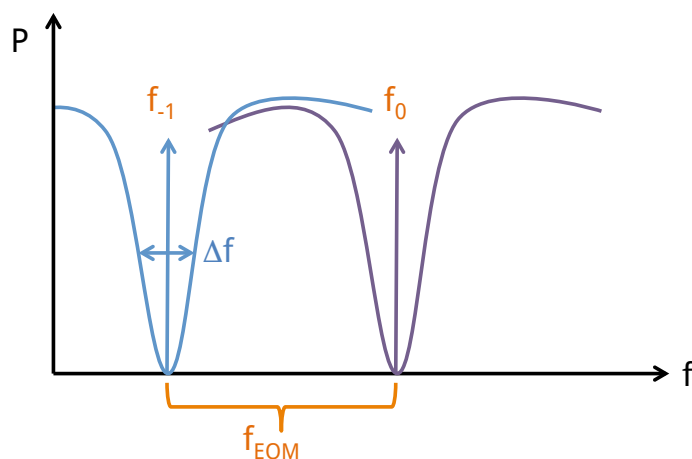


FIGURE 3.42 – Zoom schématisé de la Figure 3.9. Les résonances des deux cavités sont représentées : la fréquence porteuse du laser est asservie sur la cavité de référence (en violet) et sa première bande latérale sur la cavité de mesure (en bleu). f_{EOM} correspond à la fréquence de modulation du deuxième EOM.

largeur à mi-hauteur des creux de réflexion des cavités. Attention, cette deuxième solution implique une légère perte de tolérance sur le tilt des miroirs centraux. Elle permet d'obtenir un signal d'erreur plus pentu et donc de meilleures performances mais avec davantage d'instabilité.

L'étude thermique a montré que dans des conditions similaires à celles des VBBs InSight sur Mars, les performances attendues sont garanties avec le montage actuel. Mais les calculs ont cependant remis en cause l'utilisation de l'Invar (facilement usinable et à moindre coup). En effet, un matériau doté d'une conductivité thermique plus élevée serait plus adapté afin d'améliorer les performances du système à haute fréquence. Le carbure de silicium semble être un bon candidat. Cependant, le Zerodur a un coefficient de dilatation thermique très faible ce qui est également un très bon point. Un compromis doit donc être fait entre les propriétés thermiques et mécaniques afin de choisir le matériau le plus adapté au montage des cavités optiques de l'expérience.

La pièce centrale d'insertion des miroirs plans devra également être changée pour garantir une différence de longueur entre les deux cavités beaucoup plus faible (de l'ordre de 0,02 mm au moins).

En conclusion, cette étude a démontré que les sources de bruit intrinsèques identifiées dans le système de lecture optique pour sismomètres planétaires proposé ici restent en dessous des spécifications. Il apparaîtra sûrement d'autres limitations lorsque l'ensemble de l'expérience sera installé mais pour l'instant, les bruits fondamentaux ne sont pas limitant concernant les performances du système.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Le 5 mai 2018 à 4h du matin (UTC-8), une fusée Atlas V décollera de la base militaire de Vandenberg en Californie. Sa charge utile contiendra l'atterrisseur InSight, prévu pour effectuer la première investigation géophysique in-situ de la planète Mars. Son atterrissage est prévu pour le 28 novembre 2018. La sonde aura alors environ 3 mois pour prendre connaissance de son environnement, vérifier son bon fonctionnement, et déployer ses instruments. Parmi eux se trouve SEIS avec ses capteurs sismiques et son LVL, concerné par l'un des travaux de cette thèse. En effet, un modèle analytique simple de la structure du LVL a été développé puis implémenté numériquement afin de prédire son comportement mécanique sur Mars. Après avoir écrit les équations de Newton en translation et en rotation de chaque partie composant le LVL, sa fonction de transfert a été déterminée numériquement. Celle-ci fut alors comparée aux fonctions de transfert mesurées lors de tests en laboratoire effectués sur le modèle de vol dans différentes conditions environnementales. La grande similitude de nos résultats avec ceux des expériences a ainsi permis de valider notre modèle. Son objectif de départ est alors rempli puisque les deux fréquences situées en-dessous du Nyquist de 50 Hz de l'instrument SEIS, observées par les mesures, sont également retrouvées via le modèle. Cela prouve sa capacité à prédire fidèlement le comportement mécanique de la structure du LVL. Par contre, les valeurs de ces fréquences de résonance se sont avérées très sensibles à deux de ses paramètres d'entrée : la raideur horizontale du sol notée k_h^g , et le couple du sol induisant un mouvement de tilt sur les jambes du LVL noté C_h^g . Une étude d'inversion a été réalisée dans le but d'observer si la mesure des fréquences de résonance une fois sur Mars pourrait permettre d'estimer les propriétés du sol martien. Ces deux paramètres se sont montrés intimement liés et l'inversion ne peut finalement contraindre qu'un couple de valeurs de ces deux paramètres. Mais leur estimation peut également permettre de remonter aux valeurs du coefficient de Poisson ν et du module de Young E du sol martien via l'utilisation de formules analytiques déterminées à l'aide d'une ancienne étude sur la mécanique des sols. Les performances de l'instrument complet SEIS ont également pu être estimées grâce à notre modèle. En effet, la modélisation numérique des 3 VBBs et des 3 SPs sur le LVL a permis de prouver que la recombinaison des réponses des 6 instruments permet de déterminer les 3 composantes de translation et les 3 composantes de rotation de SEIS lors d'un mouvement du sol (c'est-à-dire d'une perturbation au niveau des pieds du LVL). De plus, l'utilisation des données de bruit des 6 capteurs a également permis de calculer le bruit de la réponse globale de l'instrument en translation et en rotation. Comme prévu, en translation la réponse est limitée à basse fréquence par le bruit des SPs et à haute fréquence par le bruit des VBBs. En rotation, le bruit de réponse est comparé à celui d'un sismomètre rotationnel (BlueSeis) vendu dans le commerce et SEIS s'avère être bien meilleur (jusqu'à un ordre de grandeur de moins) à partir de 0,5 Hz. Finalement, grâce à cette étude, une autre application du modèle s'est avérée possible. Celle-ci consiste à faire de la "rotational seismology", c'est-à-dire à étudier les mouvements sismiques de rotation au niveau de l'instrument. Cette application est importante puisque une association de la réponse en translation avec la réponse en rotation peut permettre de déterminer la vitesse de phase c des ondes de surface, qui ensuite peut donner des informations sur la

composition de la subsurface. Cette détermination de la vitesse de phase peut être réalisée une fois sur Mars grâce à l'autre instrument principal de la mission : HP³. En effet, lorsque cette sonde de chaleur pénétrera dans le sol de Mars, un signal sismique sera émis et son passage au niveau de l'instrument SEIS pourra permettre de déterminer c . Une simulation de cette expérience sismique active est réalisée à l'aide du modèle et montre que c peut-être déterminé avec environ 10% d'erreur.

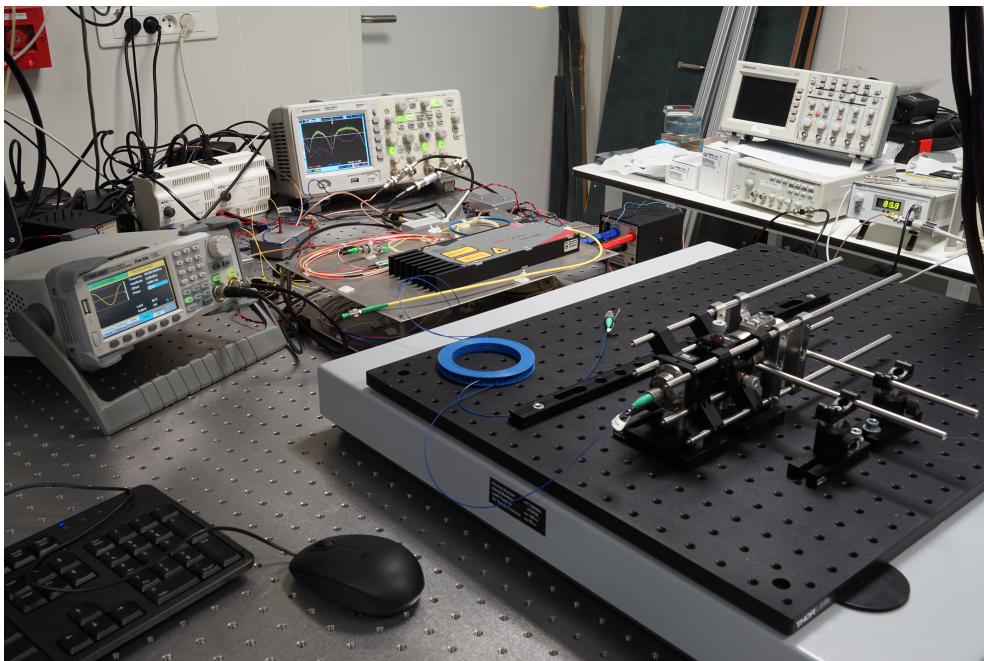
Même si ce modèle offre déjà un bon nombre d'applications possibles, celui-ci peut encore être amélioré. En effet, le LVL de l'instrument SEIS est relié électroniquement à l'atterrisseur InSight par un câble, appelé "tether", fixé sur le LVL par le LSA (Load Shunt Assembly). Ce dernier doit permettre, grâce à un petit système pyrotechnique, de découpler au maximum le tether du LVL afin d'éviter toute perturbation de la mesure pouvant venir des mouvements du câble. Une amélioration possible du modèle serait donc d'y ajouter le tether et le LSA afin d'observer leur influence sur les fréquences de résonance et la fonction de transfert du LVL. Cependant, quelques tests effectués en laboratoire semblent montrer que leur présence ne change pas de manière significative la fonction de transfert du LVL. Concernant l'inversion des résonances, les deux formules analytiques permettant de retrouver ν et E et déduites d'un cas simple de disque appliquant une charge sur une masse semi-infinie, devront être par la suite complexifiées à cause de la présence d'un cône sur les pieds du LVL. L'effet du disque sur le sol sera différent avec ce cône ce qui nécessite de réaliser un modèle en éléments finis des pieds du LVL. Une expérience supplémentaire consistant à poser un tripode avec des pieds coniques sur du sable ayant des propriétés proches du régolithe martien peut aussi être réalisée. De plus, les gammes de valeurs du coefficient de Poisson et du module de Young estimées par l'étude d'inversion pourront ensuite être comparées aux résultats d'une autre étude qui sera réalisée sur le sol de Mars grâce au bras robotique de l'atterrisseur. En effet, une expérience prévue une fois sur Mars consiste à appuyer plusieurs fois sur le sol, à proximité de SEIS, à l'aide de la pelle fixée à l'extrémité du bras robotique. L'inclinaison résultante de SEIS permettra alors de calculer la déformation élastique de la surface martienne et ainsi d'estimer ses propriétés élastiques.

L'autre partie du travail effectué lors de cette thèse a permis de mettre en place les prémices d'un prototype de système de lecture optique pour sismomètre planétaire. En effet, les interféromètres réalisés ces dernières années pour la détection des ondes gravitationnelles ont prouvé leur efficacité pour la mesure de signaux de très faible amplitude. L'utilisation d'une cavité optique comme détecteur d'ondes sismiques est donc une idée qu'il a fallu étudier. Dans un premier temps, la méthode de stabilisation d'une fréquence laser, appelée PDH, a été étudiée, et notamment dans un système "double" avec deux cavités Fabry-Perot disposées dos à dos. Il a été montré que ce choix de deux cavités rend le dispositif moins sensible à la fluctuation de température environnementale, ainsi qu'à la fluctuation propre de la fréquence laser ce qui permet ainsi de s'affranchir des modes communs. Les calculs et choix technologiques pour la mise en place de ces deux cavités et la construction de leur structure mécanique ont également été réalisés dans le but de minimiser le bruit et maximiser les performances de la mesure. Puis l'ensemble a peu à peu été monté en salle blanche. Lors de cette thèse, une seule partie du système a pu être mise en place, c'est-à-dire une seule cavité et son circuit associé. Une grosse partie du travail expérimental a consisté à régler le faisceau laser avant son arrivée dans la cavité optique afin d'obtenir ensuite le signal de résonance de celle-ci. Ensuite, l'ensemble du montage PDH a été installé afin d'obtenir de premiers résultats. Des simulations précises du système optique ont également été effectuées et ont permis de confirmer que l'ensemble fonctionnerait. Les premiers calculs théoriques ont montré que le système ne serait pas limité par le bruit de photons et

une autre étude a été réalisée pour observer l'influence du bruit thermique sur les performances globales du système. Le bruit le plus limitant semble ainsi être le bruit brownien mais celui-ci ne devrait pas impacter les performances attendues du système.

Tout ce travail expérimental permet d'avoir aujourd'hui une première idée des performances d'un tel système de mesure. De plus, la mise en place de la moitié du montage et l'expérience acquise lors des nombreuses difficultés rencontrées va permettre d'installer rapidement la deuxième partie du système par la suite. Dans un futur proche, le bruit de mesure pourra être déterminé et plus tard, la mise en place d'un mouvement du miroir central pourra permettre de déterminer la fonction de transfert du système. Ensuite ces données pourront être comparées aux performances des VBBs InSight dans une configuration terrestre. Grâce à cette comparaison, et aux améliorations nécessaires déjà identifiées, des investigations plus approfondies de cette technologie pourront être entreprises à l'aide du développement d'un nouveau prototype.

Il y a environ 4,6 milliards d'années notre Système Solaire naissait. Aujourd'hui, les scientifiques tentent jour après jour de comprendre les processus de sa formation et de son évolution via l'étude des planètes qui le compose. Pour cela, leurs études s'appuient sur des observations et des mesures qui ne sont possibles que grâce au développement d'instruments performants. Cette thèse instrumentale s'inscrit ainsi au coeur de cet objectif puisqu'elle participe, grâce à l'étude du bruit, au nettoyage des mesures sismiques qui seront effectuées sur Mars. De plus, le travail instrumental réalisé entre entièrement dans le processus de recherche de nouvelles technologies permettant d'améliorer de façon considérable les performances des futurs sismomètres planétaires.



Appendices

ANNEXE A : VERSION SOUMISE DE L'ARTICLE SUR LE MODÈLE DU LVL INSIGHT

A numerical model of the SEIS leveling system transfer matrix and resonances: application to SEIS rotational seismology and dynamic ground interaction

Lucile Fayon · Brigitte Knapmeyer-Endrun · Philippe Lognonné ·

Marco Bierwirth · Aron Kramer · Pierre Delage · Foivos

Karakostas · Sharon Kedar · Naomi Murdoch · Raphael Garcia ·

Nicolas Verdier · Sylvain Tillier · William T. Pike · Ken Hurst ·

Cédric Schmelzbach · William B. Banerdt

Received: date / Accepted: date

Lucile Fayon

Institut de Physique du Globe de Paris-Sorbonne Paris Cité, Université Paris Diderot, Paris, France

E-mail: fayon@ipgp.fr

Brigitte Knapmeyer-Endrun

Department of Planets and Comets, Max Planck Institute for Solar System Research, Göttingen, Germany

Philippe Lognonné

Institut de Physique du Globe de Paris-Sorbonne Paris Cité, Université Paris Diderot, Paris, France

Marco Bierwirth

Max Planck Institute for Solar System Research, Göttingen, Germany

Aron Kramer

Max Planck Institute for Solar System Research, Göttingen, Germany

Pierre Delage

Ecole des Ponts ParisTech, Laboratoire Navier (CERMES), Paris, France

Foivos Karakostas

Institut de Physique du Globe de Paris-Sorbonne Paris Cité, Université Paris Diderot, Paris, France

Sharon Kedar

Abstract Both sensors of the SEIS instrument (VBBs and SPs) are mounted on the mechanical leveling system (LVL), which has to ensure a level placement on the Martian ground under currently unknown local conditions, and provide the mechanical coupling of the seismometers to the ground. We developed a simplified analytical model of the LVL structure in order to reproduce its mechanical behaviour by predicting its resonances and transfer function. This model is implemented numerically and allows to estimate the effects of the LVL on the data recorded by the VBBs and SPs on Mars. The model is validated through comparison with the horizontal resonances (between 35 and 50 Hz) observed in laboratory measurements. These modes prove to be highly dependent of the ground horizontal stiffness and torque. For this reason, an inversion study is performed and the results are compared with some experimental measurements of the LVL feet's penetration in a martian regolith analog. This comparison shows that the analytical model can be used to

Jet Propulsion Laboratory (JPL), California Institut of Technology, Pasadena, USA

Naomi Murdoch

Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE-SUPAERO), Université de Toulouse, 31400 Toulouse, France

Raphael Garcia

Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE-SUPAERO), Université de Toulouse, 31400 Toulouse, France

Nicolas Verdier

Centre National d'Etudes Spatiales (CNES), Toulouse, France

Sylvain Tillier

Institut de Physique du Globe de Paris-Sorbonne Paris Cité, Université Paris Diderot, Paris, France, Paris, France

William T. Pike

Imperial College, London, United Kingdom

Ken Hurst

Jet Propulsion Laboratory (JPL), California Institut of Technology, Pasadena, USA

Cédric Schmelzbach

ETH, Zurich, Switzerland

William B. Banerdt

Jet Propulsion Laboratory (JPL), California Institut of Technology, Pasadena, USA

estimate the elastic ground properties of the InSight landing site. Another application consists in modeling the 6 sensors on the LVL at their real positions, also considering their sensitivity axes, to study the performances of the global SEIS instrument in translation and rotation. It is found that the high frequency ground rotation can be measured by SEIS and, when compared to the ground acceleration, can provide ways to estimate the phase velocity of the seismic surface waves at shallow lengths. Finally, synthetic data from the active seismic experiment made during the HP³ penetration and SEIS rotation noise are compared and used for an inversion of the Rayleigh phase velocity. This confirms the perspectives for rotational seismology with SEIS which will be developed with the SEIS data acquired during the commissioning phase after landing.

Keywords InSight · Mars · Regolith

1 Introduction

NASA's InSight mission, scheduled to launch in May 2018, will for the first time perform a detailed, surface-based geophysical investigation of planet Mars. The primary goals of the mission are the determination of Mars' internal structure and thermal state in order to understand the fundamental processes guiding the formation and evolution of terrestrial planets, and the measurement of the present level of Mars' tectonic activity and the impact flux on the planet (Banerdt et al. 2013). The mission consists of a single lander, built by using operational experience inherited from Phoenix and MER (Mars Exploration Rover), upgraded with Juno and GRAIL (Gravity Recovery And Interior Laboratory) avionics. This lander carries two main payloads, SEIS (Seismic Experiment for Interior Structure) and HP³ (Heat flow and Physical Properties Probe), as well as auxiliary meteorological sensors, a magnetometer, two colour cameras, and RISE (Rotation and Interior Structure Experiment), which will use the X-band communication link for precise Doppler tracking of the lander's location.

The SEIS instrument is composed of two independent three-axis seismometers: a Very Broad Band (VBB) and a MEMS (Micro-Electro-Mechanical System) short-period (SP) sensor (Lognonné et al. 2018). The measurement ranges of the two 3-axis seismometers partially overlap, allowing for some redundancy, inter-sensor cross-calibration, as well as measurements of the accelerations at the location of the 6 sensors. SEIS will accordingly measure seismic activity over a very broad frequency range, from 0.01 Hz up to 10 Hz and 0.1 Hz to 50Hz for the VBBs and SPs respectively, extended to longer periods for the position output of the VBB (Lognonné and Pike 2015). Both sensors are mounted on the mechanical leveling system (LVL), on which the present study is focused. The complete SEIS sensor assembly will be placed on the Martian ground by a robotic arm after landing, and a Wind and Thermal Shield (WTS) will protect it

from Martian weather. The purpose of the LVL is two-fold: it will level the SEIS sensors on the Martian ground under currently unknown local conditions, a requirement that needs to be fulfilled for proper operation of the highly sensitive VBB seismometer, and subsequently help to monitor the tilt of the sensor assembly. In addition, it will provide the mechanical coupling of the seismometers to the ground. The direct placement of SEIS on the Martian surface comprises a huge improvement compared to the only previous seismic experiment on Mars performed during the Viking missions (Anderson et al. 1977): the Viking seismometers were located on top of their respective lander decks, which induced a high level of noise due to wind-driven lander vibrations (Nakamura and Anderson 1979), and at the same time degraded the mechanical coupling of the seismometers to the ground. The deployment of the seismometers directly on the Martian surface with the help of the LVL is expected to improve the quality of the resulting seismic recordings significantly (Lognonné et al. 1996).

As all ground motion is transferred to the SEIS sensors via the LVL, it is important to understand its characteristics and possible influences on the recorded waveforms. Horizontal resonances of the LVL were observed in the laboratory during qualification tests at the subsystem and system level and occurred at frequencies between 35 and 50 Hz, depending on the LVL configuration. Here, we develop a simplified analytic model of the LVL structure that reproduces its mechanical behavior as accurately as possible in order to predict its transfer function and its effect on VBB and SP data recorded on Mars. As the transfer function, i.e. the frequencies and amplitudes of the horizontal resonances, depends not only on the LVL configuration, but also on the coupling between the LVL and the ground, the resonances observed in the seismograms from Mars will allow us to constrain the elastic properties of the shallow subsurface at the landing site. Additional information on subsurface properties can be derived by using HP³ signals and the spatial distribution of the six SEIS components on the LVL. The HP³ "mole", a subsurface heat flow probe that will penetrate the Martian ground up to 5 m deep using a self-hammering mechanism, will generate thousands of seismic signals that will be recorded by SEIS (Kedar et al. 2017). The high frequencies of the mole-generated signals and the spatial distribution of the six SEIS sensors on the LVL permit the application of the principles of rotational seismology to SEIS by calculating the spatial derivatives of the wavefield (Spudich et al. 1995; Sollberger et al. 2016).

In this paper, we first provide details about the SEIS instrument and the LVL structure. Then, we describe the laboratory tests during the LVL resonances were observed. Afterwards, the model construction is presented with its validation process. Finally, we outline the different possible applications of the model. We conclude by explaining how the analytical LVL model will be applied when the instrument is deployed on Mars and by showing the performance

of the combination of the six seismic sensors to obtain translational and rotational information, and, after additional analysis, the phase velocity of high frequency surface waves excited by the HP³ "mole".

2 The SEIS instrument and its leveling system

The LVL consists of a mechanical part, the leveling structure, which we model in detail here, and the motor drive electronics (MDE) board, that, in addition to commanding the LVL structure during leveling, can perform readings on two independent sets of tilt meters on the LVL. The main parts of the LVL structure are three linear actuator legs that hold a structural ring of 25 cm diameter (Fig. 1). The legs are screwed to the ring at two places near its upper and lower rim. They consist of a fixed outer tube and a moveable inner tube that can be extracted and retracted up to 59 mm via motion along a spindle guided by a spring and ball bearing system within the leg (Lognonné et al. 2018). This allows for level placement of the sensor assembly on slopes of up to 15°, the maximum local ground tilt expected within the InSight landing ellipse (Golombek et al. 2017), by driving the legs independently. Both the VBB and SP sensors as well as their proximity electronics are mounted on the structural ring (Fig. 1) and contained within the Remote Warm Enclose Box (RWEB).

The VBB consists of three inverted mechanical pendulums which are kept in their mean positions using a magnetic force feedback in a closed loop (Lognonné et al. 2018; De Raucourt et al. 2012). The sensitivity axes (U,V,W) of the pendulums are inclined at 30 deg from the horizontal, and the sensors are located in an evacuated container with the center of gravity of the proof masses half way to the centre of the structural ring at 120° separation from each other. The SP sensors, on the other hand, are mounted on the outside of the structural ring at 120° intervals at a distance of 21.65 cm from each other, with an SP sensor to the right of each LVL leg when viewed from the top (Fig. 1). The position of each sensor (VBBs and SPs) is represented in Fig. 2.

During cruise, the LVL is fixed on the lander deck by dampers attached to the structural ring that will be released before deployment. A hook interface on top of the LVL structure allows the grapple on the lander's robotic arm to grab and deploy the sensor assembly on the ground (Fig. 1). The design of the LVL feet is based on penetration experiments in Martian regolith simulants performed at Ecole des Ponts ParisTech. The LVL feet need to provide a stable contact and good coupling between the SEIS instrument assembly and the Martian surface at the landing site, where a regolith cover consisting of cohesionless sand or low-cohesion soil with a very low percentage of rocks is expected (Golombek et al. 2017; Warner et al. 2017). Early on, it became clear that cone-shaped feet, as usual for Earth-based seismometers, can result in uncontrolled sinking if deployed on a sandy surface. To prevent sinking further than a pre-determined point and

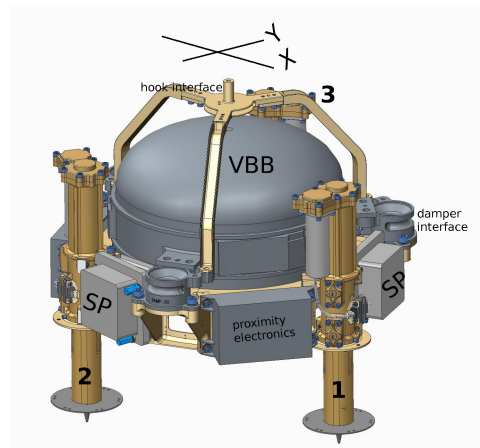


Fig. 1 Design drawing showing the complete instrument assembly including the LVL structure, VBB sphere, and SP boxes. Conventions for coordinate system and numbering of legs are indicated.

to provide better coupling, it was decided to add a round metal disk at the upper end of each foot (Fig. 1). The optimum dimensions of the foot cone were determined by dedicated measurements and tests, ensuring the full penetration of the cone in Mars simulant under the weight of SEIS under Martian gravity, and led to cones of 10 mm maximum diameter and 20 mm length.

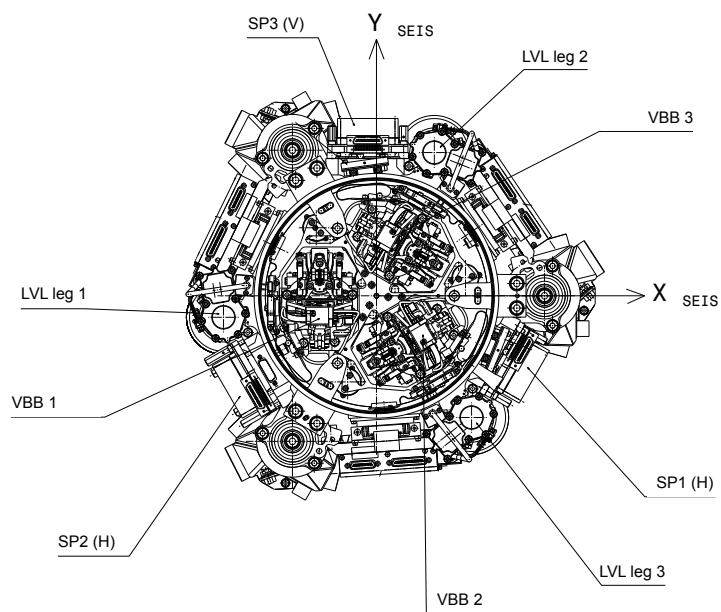


Fig. 2 Top view of the LVL structure around the sphere interior (CNES 2017). The X_{SEIS} and Y_{SEIS} axes, defined with respect to the SEIS hardware, are used in the model.

When describing the horizontal orientation of the LVL, we use an X-Y reference coordinate system as indicated in Fig. 1 and Fig. 2. To distinguish between the individual legs, they are numbered clockwise, starting (LVL leg 1) at the interface for the tether cable at the structural ring (Fig. 2).

The effect of the LVL on SEIS recordings has previously been studied theoretically by regarding the filtering effect of the three-legged geometry on high-frequency signals generated by the HP³ (Kedar et al. 2017). Furthermore, Teanby et al. (2017) performed field experiments on basaltic sands in Iceland to investigate the transfer of wind noise from the WTS feet to the LVL feet and to SEIS through a regolith analogue at 5 Hz, using rigid tripods to simulate the WTS and the LVL, and an active spring source. This work was extended to a broader frequency range by Myhill et al. (2018), who observe an effect of the tripod on signal polarization as well as a vertical resonance at frequencies above 20 Hz attributed to forced harmonic oscillations of the tripod on unconsolidated regolith. However, these field experiments did not use an actual LVL including the moveable legs, and were conducted with a mass of about one third the flight mass of the sensor assembly, a tripod leg spacing about 40% larger than that of the actual LVL, and differently shaped foot cones (almost twice as broad, but shorter). The lab tests described below used the actual LVL flight model (FM) for the most part, but had to be conducted in a clean environment, which prevented the use of a regolith analogue. The use of the actual LVL allows horizontal resonance effects unique to the structure to be observed, though, and some tests done with a qualification model (QM) on sand can provide at least an indication of any additional regolith effects not covered by the FM tests.

3 Observation of resonances

Seismic testing and transfer function measurements of the LVL structure were done under different test scenarios, with an increasingly more complete integration of the system. Firstly, transfer functions were measured during forced excitation in dedicated measurements during vibration tests of the LVL structure FM at test facilities of DLR Bremen. Then, seismic transfer functions were determined using ambient vibrations as an excitation source for different configurations (different floor materials and leg extensions) of the LVL, described in Tab. 1. In the first two cases, the transfer function of the LVL FM was determined in the MPS (Max Planck Institute for Solar System Research) clean room on two different supports: the floor coating and a granite plate. In both scenarios, the measurements were done without the actual SEIS sensor assembly, so configurations deviate somewhat from the deployment on Mars. Another measurement of the seismic transfer function of the LVL FM, but not described in the table, was again made using ambient vibrations at CNES Toulouse for a single configuration, including further parts of the sensor assembly (tether with closed LSA,

dampers, lower part of the RWEB enclosure), but a lower total mass. In the third measurement of Tab. 1, CNES Toulouse also performed three measurements at variable ground tilt with the LVL QM in a sand box. Again, the setup included the tether (but with the open LSA) and parts of the RWEB. Finally, the transfer function was also determined using the horizontal SP sensors installed on the LVL FM, including the VBB sphere, proximity electronics boxes, tether with closed LSA, dampers, and the lower part of RWEB. In the following, we briefly describe each of these sets of measurements and outline how the actual LVL transfer function can be determined when SEIS is deployed on Mars.

3.1 *Seismic transfer function measurements on shaker*

The LVL FM seismic transfer function was first determined on a shaker with an input acceleration of $0.1 g$ (g being the earth gravity acceleration, equal to 9.8 m/s^2) using a sweep signal between 5 and 200 Hz with a sweep rate of two octaves per minute. The resulting acceleration at various points of the LVL was recorded with miniature accelerometers attached to the LVL structure with glue. The tips of the LVL feet were glued to the shaker's metal table to prevent any motion between LVL and the table during vibration. A metal disk was screwed to the damper interface points, similar to where the VBB sphere is connected in the final SEIS setup, and the hook interface attached. The total mass of the system is 5300 g in this configuration. The LVL legs were extracted to an intermediate length comparable to the stowed configuration during cruise. Two measurements were conducted, one for acceleration in the X direction, and the other for acceleration in the Y direction, both directions being horizontal. The output of the shaker was monitored with two control sensors directly attached to the shaker's table. The transfer function is determined by dividing the acceleration recorded at a given position on the LVL by that recorded by the control sensor. The second control sensor provides a verification of the first control sensor's output in that a division of their spectra should lead to a flat line at unity. A close agreement between the two sensors was achieved to at least 100 Hz during both measurements.

This measurement is not used for further detailed modeling as the total system mass is much lower than that of the SEIS sensor assembly, and both the gluing of the feet to the shaker table and the extraction of all legs to a half-way position is unlike the deployment situation of SEIS. Still, it provides some first-order insights into the LVL's resonance behaviour: During acceleration in the X direction, only accelerometers pointing in that direction recorded any significant signal amplification within the whole frequency band covered. The same is true for accelerations in the Y direction and accelerometers oriented the same way. The resonance peak frequencies observed for sensors at different locations on the LVL, i.e. on the hook interface, on the LVL leg, and on the damper interface, are identical in each of the two

configurations, whereas the resonance amplitude varies with location. The peaks are comparatively broad, with a plateau covering about 10 Hz, and slightly shifted between X and Y directions, i.e. centered at 50 Hz vs. 48 Hz, respectively.

3.2 *Seismic transfer function measurements using ambient noise*

3.2.1 *Measurement campaign at different ground tilts*

We used a configuration typical in seismometer calibration to derive the seismic transfer function of the LVL FM in the lab (Holcomb 1989; Pavlis and Vernon 1994): We recorded ambient vibrations with a broad-band "test" sensor placed on the LVL and compared the data to that recorded by a "reference" sensor located on the ground close enough to assume that both sensors experience the same ground motion (Fig. 3). The sensors used are Trillium compact 120 s seismometers, connected to a six-channel 24-bit Centaur data logger (Fig. 3(a)). A metal disk was attached to the damper interface points, similar to where the VBB sphere is connected in the final SEIS setup, to provide a platform for the placement of the Trillium compact. Additional masses were also screwed to this baseplate to achieve a total mass similar to the SEIS deployed mass. The hook interface could not be connected to the LVL structure as it would have inhibited the placement of the seismometer.

The tests had to be performed in the MPS clean room. As the original Trillium compact covers are not compatible with clean room regulations, we used simple plastic buckets with a weight on top to cover the sensors and provide insulation from the air currents in the room (Fig.3(b)). The forced venting and air-conditioning otherwise drastically increases the noise level below about 0.2 Hz.

The actual deployment conditions of the LVL are currently unknown, but the seismic transfer function strongly depends on the extracted lengths of the three linear actuators. To better understand this dependence, we determined the transfer function under a variety of surface inclinations in both X and Y directions using a polished piece of granite with a slope of 15° (Fig. 3(a)). The slope covers a square area of 30 x 30 cm, and the flat lower edge of the granite extends over 15 cm of length at 3 cm thickness. These dimensions allow for a maximum total inclination of 15° (e.g. 15° in X-direction and 0° in Y-direction, or 7.5° in both directions simultaneously, but not 15° in both directions simultaneously). Measurements at very low angles, below 5° , are not possible with the given configuration as this would require moving the LVL more than 15 cm away from the lower edge of the slope. In addition to the measurements on the slope, we performed baseline measurements with complete retraction of all three legs at the beginning and end of the test cycle (Tab. 1) and one measurement at zero tilt with all legs extracted to 87.5mm. During these measurements, the LVL was

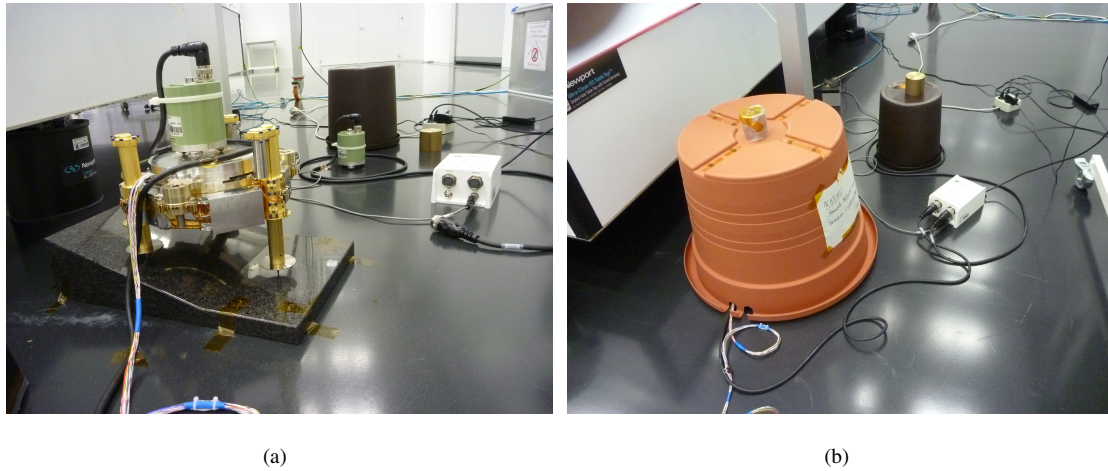


Fig. 3 LVL structure during seismic transfer function tests in the MPS clean room. a) Setup with a Trillium compact seismometer on the metal disk at the center of the LVL structure, which is placed on a granite rock to simulate ground tilt. The second ("reference") sensor is visible in the background. b) Configuration after covering the system with weighed-down plastic buckets for actual measurement.

not placed on the granite, but directly on the clean room floor, which is covered by a plastic coating. This coating has been observed to deform elastically, i.e. it sinks in slightly under the weight of the LVL and recovers after the LVL has been removed.

In total, we performed measurements in 22 different configurations by leveling the LVL on the granite slope for various amounts of ground tilt between 5° and 15° and different orientations of the LVL with regard to that tilt (Fig. 4). As the LVL design is symmetrical with respect to tilts in the $\pm Y$ direction, we only conducted a limited number of measurements at the same angles in both $+Y$ and $-Y$ directions to confirm that this symmetry also appears in the resonance frequencies. The test seismometer on the LVL structure was oriented in the LVL coordinate system during each measurement, and the orientation of the reference sensor adjusted accordingly. Data were sampled at 200 Hz. Due to time constraints, the minimum duration of recordings in any configuration was only one hour of usable data. This is significantly shorter than the 10 hours of recording time suggested by Ringler et al. (2011) for instrument self-noise estimation by a similar method. However, the main interest of the measurements was the characterization of the transfer function at high frequencies (> 1 Hz), as any influence of the LVL is expected to show there, and the achieved measurement duration still allows for sufficient averaging at these frequencies. For each measurement, we calculated the power spectral densities for the three components of the reference as well as the test sensor. The alignment of the two sensors was adjusted by minimizing the incoherent noise in the frequency domain, and the relative transfer functions calculated by division of the power spectral densities in the aligned system.

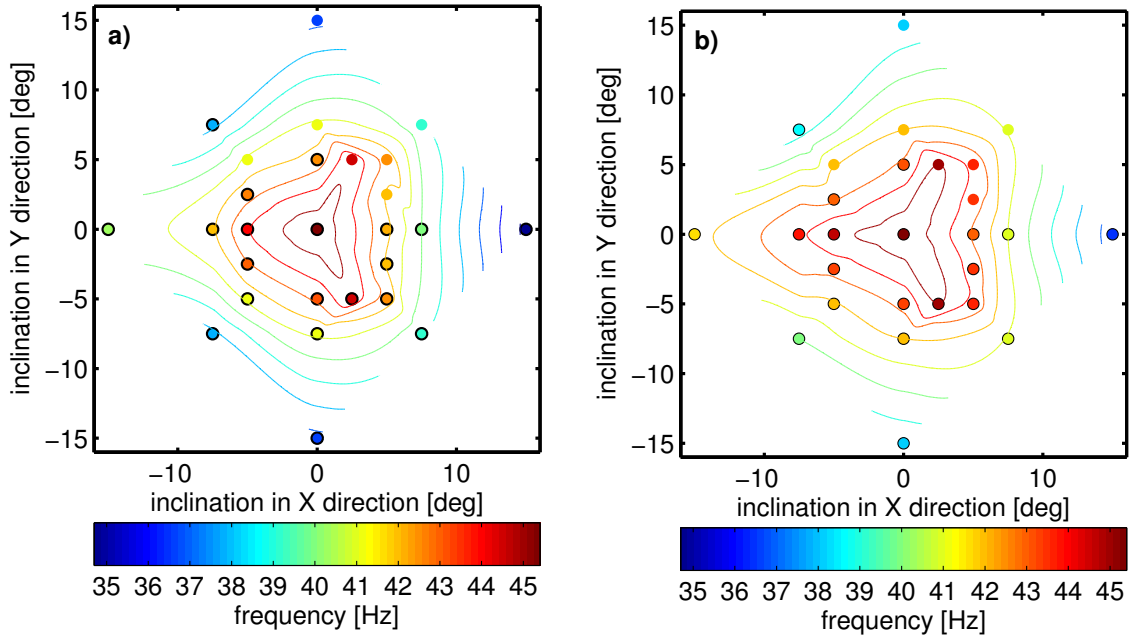


Fig. 4 Summary of LVL FM transfer function measurements at MPS. Both horizontal resonance frequencies are color-coded for a given inclination in X and Y directions, with (a) depicting the lowest resonance frequency and (b) showing the highest resonance frequency. Actual measurements were done at points circled in black; points without a black border are mirrored assuming symmetry in the Y-direction. Contour lines are based on a cubic interpolation.

The measurements performed to check the symmetry of the system in Y-direction generally showed good agreement, i.e. less than 0.3 Hz of difference. Calculating the transfer function for each hour of data during 42 hours of continuous recording in an untilted configuration shows variations in the peak frequency in the same range, so this is within the uncertainty of the measurements themselves. We also previously performed measurements with an engineering model of the LVL in which we repeated the installation on the granite slope between measurements without driving the linear actuator legs. The observed change in measured frequencies was twice as large, ± 0.2 -0.3 Hz. This may indicate an additional influence of variable coupling between the feet and the ground for different installations.

In all cases where all three legs are not of equal length, there are two different resonance frequencies that, depending on configuration, either do or do not align with the X and Y axes of the system. Results are summarized in Fig. 4, which uses the symmetry in the Y-direction to predict additional data points. The three-legged structure of the LVL is readily apparent in the shape of the contour lines for both upper and lower resonance frequency. No distinct influence of the LVL on the vertical component and no clear phase effect was observed. However, deviations of the phase from zero generally occur at frequencies above 40 Hz on all three components, coinciding with a strong decrease in coherence between the signals recorded by the reference and the test sensor. For the horizontal components in particular, the phase of the

estimated transfer function rapidly oscillates between $+180^\circ$ and -180° . An increased variability in the phase has also been observed by Pavlis and Vernon (1994) during seismometer calibration in cases where the coherence drops at high frequencies. Ringler et al. (2011) describe how Earth signals can become incoherent at high frequencies, even at directly adjacent sensors with well under 1 m separation, due to highly local linear and nonlinear elastic effects, which leads to a poorly determined phase estimate. We thus conclude that the unstable phase estimates at high frequencies are caused by the measurement conditions and the loss of signal coherence at high frequencies and do not reflect actual properties of the LVL's seismic transfer function.

3.2.2 *Individual measurements with a more complete sensor assembly*

Additional measurements of the seismic transfer function based on ambient noise were performed at CNES Toulouse during performance testing. Both the LVL FM with the test sensor on top and the reference sensor were placed on an aluminium plate and covered by a thermal and air flow protection made from polystyrene and fiber glass. All legs were extracted about half-way to an equal length and placed within metal foot wedges; the mass for this configuration was about 1350 g less than during the MPS measurements. This measurement is not representative of SEIS deployment on Mars as the aim was to level as low as possible. Additionally, the foot wedges likely influence the measurements, not only in terms of coupling to the ground, but also in terms of tether routing. However, this test allows the influence of a more complete sensor assembly to be investigated, including the bottom plate of the RWEB, the dampers, and the tether. The same horizontal resonance frequency was observed in X- and Y-directions, with no obvious influence of the tether attached to one side of the LVL on the symmetry of the system. It has to be noted, though, that the load shunt assembly (LSA) of the tether, which is supposed to decouple the cable effects on the LVL, was closed during the measurements. As observed previously, no clear LVL effects are apparent on the vertical component and the loss of coherence between test and reference sensors leads to rapid oscillations in the phase of the transfer function above about 40 Hz.

To study the influence of regolith on the seismic transfer function, the LVL QM was set up in a sandbox, again beneath a thermal and air flow protection. Tests were done in a flat and two tilted configurations (Tab.1), with a total system mass closer to the one used during the MPS campaign and the tether with closed LSA attached to the LVL. Again, the LVL configurations used here do not correspond to the planned deployment configuration of SEIS, which is at the lowest possible height (i.e., with the shortest LVL legs possible), but they are the only measurements with a representative LVL on a regolith analogue material currently available. The noise level for these measurements was rather high and the coherence was not as stable as in the previous setups. Data were only sampled at 100 Hz, and no vertical resonance can

be confidently identified within the highly coherent part of the measurements (0.05-25 Hz for the vertical component).

Finally, during performance tests with the integrated sensor assembly at CNES Toulouse (line number 6 in Tab. 1), the seismic transfer function of the LVL FM was determined using the horizontal SP sensors. As they are tuned to Martian gravity, the VBB sensors are saturated when the sensor assembly is standing on the LVL feet and is level to the ground on Earth. This does not apply to the horizontal SP sensors, though, and a dedicated measurement was done. As frequencies above 30 Hz are affected by the resonances, they they are expected to be observed on the SP channels in SEIS data from Mars, too, so this is a realistic scenario. The LVL legs were again half-way extracted to equal length, which is an unlikely deployment scenario on Mars. The sensor assembly was placed on an aluminum plate and covered by the thermal and air flow protection. The tether (LSA closed), bottom panel of the RWEB, the VBB sphere, the proximity electronics boxes, and the SP boxes were attached to the LVL. The measured resonance frequencies are identical within the measurement uncertainty (Tab. 1) and again indicate no symmetry-breaking effect of the tether LSA in the closed configuration.

Location	Surface	Mass [g]	Length Leg 1 [mm]	Length Leg 2 [mm]	Length Leg 3 [mm]	Tilt X [deg]	Tilt Y [deg]	LSA status	fx [Hz]	fy [Hz]
MPS	Floor coating	9082	75.5	75.5	75.5	0	0	no LSA	45.4	45.4
MPS	Granite	9082	75.5	125.7	125.7	15	0	no LSA	36.5	34.7
CNES	Sand	8924	104.7	113.0	107.6	1.7	1.4	open	34.8	34.0
CNES	Sand	8924	89.4	121.4	112.9	8.4	2.2	open	33.0	30.9
CNES	Sand	8924	78.8	133.3	110.0	12.9	6.1	open	36.1	37.6
CNES	Aluminium	~9000	104.5	104.5	104.5	0	0	closed	40.2 ^(*)	40.1 ^(*)

Table 1 Summary of measurements of the LVL transfer function using ambient noise. The two representative measurements from the MPS data set that are used for the modeling described below are listed, as well as all measurements performed at CNES. The mass of the complete system and length of all three legs, measured from the tips of the feet to the point where the leg is screwed to the ring, as well as the resulting tilt in X and Y direction and the observed resonance frequencies in the two directions, fx and fy, are given. ^(*) indicates that SP sensors were used in the last experiment, so the measurement directions are not X and Y, but correspond to the orientation of the horizontal SPs with an angular difference of 120°.

3.3 Determination of resonances on Mars

When analysing the data recorded by SEIS on Mars, the LVL seismic transfer function will have to be determined from ambient noise in order to both correct the data for LVL resonances, and invert the observed resonances for regolith prop-

erties with the help of the model developed below. During all of the lab tests described here, the resonance frequencies and amplitudes were determined by calculating the relative transfer function of the LVL with respect to a reference sensor placed close to the LVL. This kind of reference will not be available when SEIS is deployed on Mars. The resonances produce clearly identifiable peaks in the horizontal component power density spectra, though. We took readings of these peak frequencies for the sensor on the LVL from all 22 FM lab measurements and compared them to the resonance frequencies determined from the corresponding relative transfer functions. The frequencies obtained from the two different measurements show a close agreement, with a maximum deviation of 0.3 Hz (Fig. 5). Comparing the frequencies obtained for the SP measurement from the relative transfer function with those derived from power density spectra of the SP data gives a similar agreement. This indicates that we should be able to determine the LVL resonance frequencies with a high confidence from SEIS data recorded on Mars.

Accurately predicting the resonance amplitudes without a reference to give the background level of seismic noise will be more challenging, though. During the test measurements, amplitudes at the resonance frequencies were found to vary by an order of magnitude. Precisely determining the amplitudes is difficult for the short-duration measurements where the gain of the transfer function shows considerable spread around the peak frequency, so longer-duration measurements are preferable. Besides, the observed amplitudes appear to depend strongly on the precise coherence between reference and test sensor around the resonance peak. Without a reference sensor, the background level of the spectrum will need to be estimated from either the horizontal components around the peak or the vertical component that does not contain the peak. However, in our lab tests, spectral amplitudes were not the same on the horizontal and vertical components. The missing reference information could lead to an underestimation of the resonance amplitudes, which might need to be adjusted iteratively when removing the resonance effects from data measured on Mars.

4 Analytical Model

4.1 Construction

In modeling the LVL, we follow the method to detect and compensate for inconsistent coupling conditions during seismic acquisition with short-period sensors presented by Bagaini and Barajas-Olalde (2007). In their study, they analyse the coupling performances of three-component geophones, mounted on a baseplate with three spikes with a spacing of 50-65 mm. This mounting leads to resonances at frequencies of about 100 Hz for the geophones supported by the spikes. The analysis of this study is applied here to the case of the SEIS leveling system to reproduce its mechanical behavior

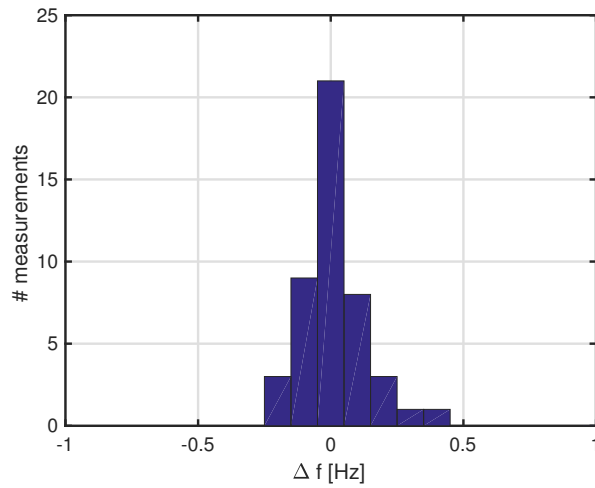


Fig. 5 Histogram of differences between the resonance frequencies obtained from the calculated transfer function and from the power density spectrum of the data recorded on the LVL. All data are from the MPS campaign with the LVL FM are used.

by predicting its resonances and transfer function, and to infer the strength of coupling with the ground.

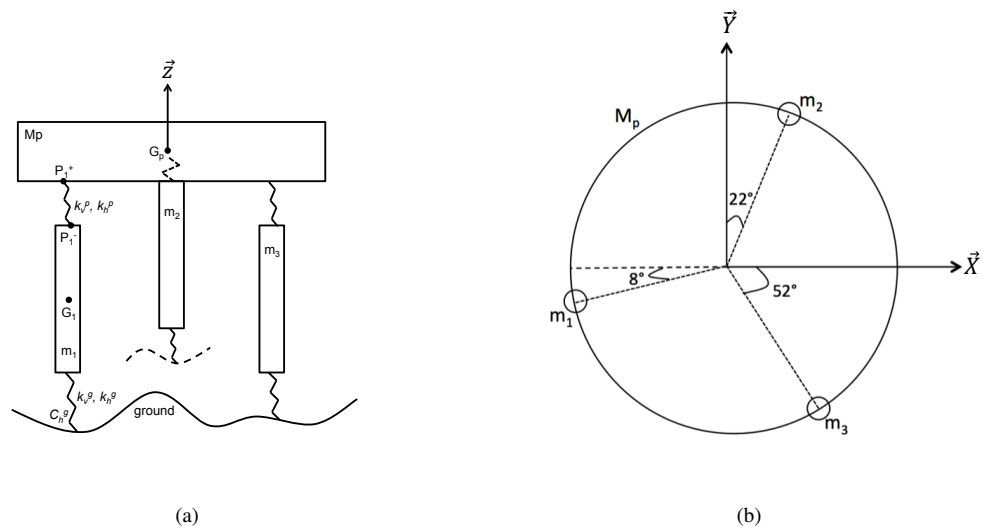


Fig. 6 A schematic view of the modeled LVL structure on which the study is based. (a) shows the LVL structure in the leg 2 direction and (b) the bottom view. The coordinate frame used is the same than in Fig. 1 and Fig. 2.

Four main elements characterize the LVL model: one platform and three legs, as depicted in Fig.6(a). Each 3D platform-leg coupling phenomenon is modelled by one vertical spring with a rigidity constant k_v^p , and two horizontal ones with a representative constant k_h^p . Likewise, each 3D foot-ground coupling phenomenon is described by constants k_v^g and k_h^g . All of these rigidity constants are associated to design requirements. Equivalent masses for the platform subsystem M_p and the three legs m_1 , m_2 and m_3 are used to complete the system. This configuration permits six degrees of freedom for each subsystem. However, as the complete instrument configuration does not allow for a rotation of the

legs around the vertical axis, the final system has, in total, 12 degrees of freedom in translation and 9 in rotation. The infinitesimal oscillating rotation of the LVL around the Z axis around the reference position can however be made mostly through the deformations of the three contact points. All parameters of the model, including their values are listed in the Table 2.

Parameter	Description	Value	Unit
M_{tot}	Total mass	9.082	kg
m_i	Legs mass	0.052 - 0.098	kg
J_{tot}	Total Moment of Inertia Matrix	0.237 -0.012 -0.002 -0.012 0.244 -0.001 -0.002 -0.001 0.108	kg·m ²
k_v^p	Platform-leg vertical spring constants	$3.3 \cdot 10^6$	N/m
k_h^p	Platform-leg horizontal spring constants	$4 - 12.5 \cdot 10^5$	N/m
k_v^g	Leg-ground vertical spring constants	?	N/m
k_h^g	Leg-ground horizontal spring constants	?	N/m
C_h^g	Ground torque induced on the legs	?	N·m/rad

Table 2 Parameters of the model as well as typical values used in the numerical applications. Question marks indicate values that are unknown for the tests reported here as well as for the deployment on Mars and need to be derived from the observed resonances. Note that M_p is not an adjustable parameter and is deduced from M_{tot} and m_i values.

Newton's second law is applied for each subsystem of the global structure in both translation and rotation. For the LVL platform this gives :

$$M_p \frac{d^2}{dt^2} \overrightarrow{\Delta G_p} = \sum_{i=1}^3 \overrightarrow{\Delta F_i^+}, \quad (1)$$

where M_p represents the mass of the platform and the second derivative term is the platform's center of mass acceleration in translation. Here and in the next equations, Δ is used for all forces and positions measured with respect to the reference position of the SEIS instrument. This also explains why neither weight nor ground reaction in the equilibrium state appear in these equations. Finally, the term $\overrightarrow{\Delta F_i^+}$ is the force linked to the relative displacement between the two ends P_i^+ and P_i^- of the spring which is placed on top of the leg i , given by:

$$\overrightarrow{\Delta F_i^+} = -k^p (\overrightarrow{\Delta P_i^+} - \overrightarrow{\Delta P_i^-}), \quad (2)$$

where k^p corresponds to the platform-leg spring constant. Knowing that the platform is a non-deformable solid, the displacement of point P_i^+ can be defined as

$$\overrightarrow{\Delta P_i^+} = \overrightarrow{\Delta G_p} + \overrightarrow{\Omega_p} \times \overrightarrow{G_p P_i^+}, \quad (3)$$

$\overrightarrow{\Omega_p}$ represents the platform rotation, the symbol \times is the curl product and $\overrightarrow{G_p P_i^+}$ corresponds to the vector between the platform's center of mass and the top of the considered spring. The same definition is used for the expression of the displacement of point P_i^- . Next, Newton's second law is also written for the translation of each leg:

$$m_i \frac{d^2}{dt^2} \overrightarrow{\Delta G_i} = -\overrightarrow{\Delta F_i^+} + \overrightarrow{\Delta F_i^S}. \quad (4)$$

The second derivative term in (4) represents the considered leg's center of mass acceleration in translation and m_i is the mass of the considered leg's. The force linked to the relative displacement between the two end points of the bottom spring S_i^+ and S_i^- , $\overrightarrow{\Delta F_i^S}$, can be expressed as:

$$\overrightarrow{\Delta F_i^S} = -k^g (\overrightarrow{\Delta S_i^+} - \overrightarrow{\Delta S_i^-}), \quad (5)$$

where k^g corresponds to the leg-ground spring constant. The term $\overrightarrow{\Delta S_i^-}$ is equal to zero because this point is on the ground, and as in Eq.(3) the displacement of S_i^+ is given by:

$$\overrightarrow{\Delta S_i^+} = \overrightarrow{\Delta G_i} + \overrightarrow{\Omega_i} \times \overrightarrow{G_i S_i^+}, \quad (6)$$

where $\overrightarrow{\Omega_i}$ represents the rotation of the considered leg and $\overrightarrow{G_i S_i^+}$ corresponds to the vector between the considered leg's center of mass and the top of the considered spring on the ground. However, each of the elastic links is not isotropic. However, the elastic contacts with ground are not assumed to be isotropic. We therefore model them with two different stiffness constants for the springs: one for the vertical and a second for the horizontal. Considering this new information and knowing that only the leg tilts are considered (i.e. no rotation around the vertical axis), $\overrightarrow{\Delta F_i^+}$ can be corrected:

$$\overrightarrow{\Delta F_i^+} = -k_h^p (\overrightarrow{\Delta G_p} + \overrightarrow{\Omega_p} \times \overrightarrow{G_p P_i^+} - \overrightarrow{\Delta G_i} - \overrightarrow{\Omega_i} \times \overrightarrow{G_i P_i^+}) - (k_v^p - k_h^p) (\overrightarrow{\Delta G_p} \cdot \mathbf{n} + \overrightarrow{\Omega_p} \times \overrightarrow{G_p P_i^+} \cdot \mathbf{n} - \overrightarrow{\Delta G_i} \cdot \mathbf{n}), \quad (7)$$

where the symbol \cdot corresponds to the scalar product. The different stiffness constants are detailed in Table 2 and \mathbf{n} is the unit vector in the vertical direction. In the same way, $\overrightarrow{\Delta F_i^S}$ is corrected. Twelve translation equations are finally written: three equations for the platform and three for each leg of the LVL structure. Then, the platform rotation is defined as:

$$[J_p] \frac{d^2}{dt^2} \overrightarrow{\Omega_p} = \overrightarrow{G_p P_1^+} \times \overrightarrow{\Delta F_1^+} + \overrightarrow{G_p P_2^+} \times \overrightarrow{\Delta F_2^+} + \overrightarrow{G_p P_3^+} \times \overrightarrow{\Delta F_3^+}, \quad (8)$$

where $[J_p]$ represents the platform's moment of inertia matrix, the second derivative term is the platform's center of mass rotation. Then, the leg rotations are defined in the same way:

$$[J_i] \frac{d^2}{dt^2} \overrightarrow{\Omega_i} = -\overrightarrow{G_i P_i^-} \times \overrightarrow{\Delta F_i^+} + \overrightarrow{G_i S_i^+} \times \overrightarrow{\Delta F_i^S}, \quad (9)$$

where $[J_i]$ represents the moment inertia matrix of the feet, and the following expression for the restoring torque (on the feet) when the rotation is perpendicular to \mathbf{n} :

$$\overrightarrow{G_i S_i^t} \times \overrightarrow{\Delta F_i^t} = \overrightarrow{C_i} = -C_h^g (\overrightarrow{\Omega_i} - (\overrightarrow{\Omega_i} \cdot \mathbf{n}) \mathbf{n}). \quad (10)$$

Like for the platform, every term is written in the associated leg's frame. Finally, three equations are written to define the platform rotation, and two for each leg's rotation, because a rotation of the legs around the vertical axis is not possible. To compute the LVL response by using the model, different inertias must be defined. The total inertia is known from the overall SEIS model and delivered hardware, and inertias of the legs can be found by using their characteristics. Indeed, it is known that:

$$[J_{leg_i/platform}] = [J_{leg_i/CG}] - [J_{onlyleg}] \quad (11)$$

where $[J_{leg_i/platform}]$ is the inertia of the leg i in the platform's frame and the term $[J_{leg_i/CG}]$ represents the inertia of the leg i relative to the leg's center of mass which can be expressed as:

$$\begin{bmatrix} 4m_i(Y_i^2 + Z_i^2) & -4m_i Y_i Z_i & -4m_i Z_i X_i \\ -4m_i X_i Y_i & 4m_i(X_i^2 + Z_i^2) & -4m_i Z_i Y_i \\ -4m_i X_i Z_i & -4m_i Y_i Z_i & 4m_i(X_i^2 + Y_i^2) \end{bmatrix}, \quad (12)$$

where X_i , Y_i and Z_i are the coordinates of the considered foot's center of mass. A leg inertia $[J_{onlyleg}]$ is expressed as:

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{4}m_i r^2 + \frac{2}{3}m_i H^2 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{4}m_i r^2 + \frac{2}{3}m_i H^2 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2}m_i r^2 \end{bmatrix}. \quad (13)$$

The terms H and r are the concerned leg's height and radius, respectively. Finally, the platform's inertia can be defined as the total moment of inertia less the sum of the 3 legs' moments of inertia (Eq. 11).

Combining all equations, the mass (which includes also the moment of inertia matrices) and rigidity matrices, $[M]$ and $[K]$, respectively (both size 21 x 21), are defined and implemented numerically. This allows the eigenmodes of the global structure to be found. The adjustable parameters in the model are the various masses, the length of each leg, the stiffness of the springs and the torque induced by the ground on the legs C_h^g . Once the extracted lengths of the LVL legs are known, this also sets their masses and the horizontal stiffness k_h^p between them and the platform thanks to their mechanical characteristics. Values for k_v^p and k_v^g can be selected arbitrarily as some numerical simulations show that they do not significantly influence the results. The main parameters to adjust because of their considerable influence on the calculated resonances, are k_h^g and C_h^g .

We perform two last modifications in our model and associated equations: although the center of mass of the total

assembly (noted CoG) is close from the center of mass of the platform, slight movements are expected due to the slight non-rigidity of the feet to platform links. We therefore first consider the center of gravity of the assembly as coordinate origin and express both the platform and feet positions with respect to the SEIS center of mass. Secondly, we do have attenuation processes in the ground deformation. We introduce an attenuation quality coefficient Q of the elastic forces against the ground in the resonance determination. This parameter is also adjustable in the model. It allows the eigenresonance amplitudes in the transfer function to be changed. The LVL response $[R]$ is then calculated with the matlab "eig" function which solves the problem of eigen values:

$$[R] = [P]^{-1}([K] - [M] \cdot [\Omega^2])^{-1} \cdot [P][D], \quad (14)$$

where $[P]$ is the transfer matrix toward the eigenvector base, $[\Omega]$ corresponds to the eigenpulsation matrix, and $[D]$ represents the three vectors of ground displacement applied to the three feet in contact with the ground (ΔS_i^+). This response can then be used to compute either the 3D velocity translation and rotation rate of the LVL generated by the feet displacement, or the acceleration measured by the six axis sensors on their mounting locations on the LVL, and therefore the transfer function of SEIS with respect to ground displacement or ground acceleration.

4.2 Validation

Eigenmodes are determined with a matlab software that we have developed by coding the matrices. A verification process is performed step by step, gradually increasing the complexity of motions of the system, namely releasing at each new step one more degree of freedom. Results of all steps are represented in Fig. 7. First, a translation-only configuration is chosen; rotation is not modeled. To begin, all stiffness are considered infinite except k_h^g , which is zero. Under these conditions one would expect to find two orthogonal modes at $f=0$ Hz corresponding to horizontal displacement of the center of gravity. These two modes of the platform's translation along the x and y axes are also found in the numerical solution (Fig. 7(a)). One additional mode appears at less than infinite frequency (smaller than $5 \cdot 10^5$ Hz), caused by the parallel springs.

The second step of the validation process consists of releasing the vertical motion between the ground and the feet, so that $k_v^g = 10^6$ N/m. One vertical mode must be found at:

$$\omega = \sqrt{\frac{3 \cdot k}{M}}, \quad (15)$$

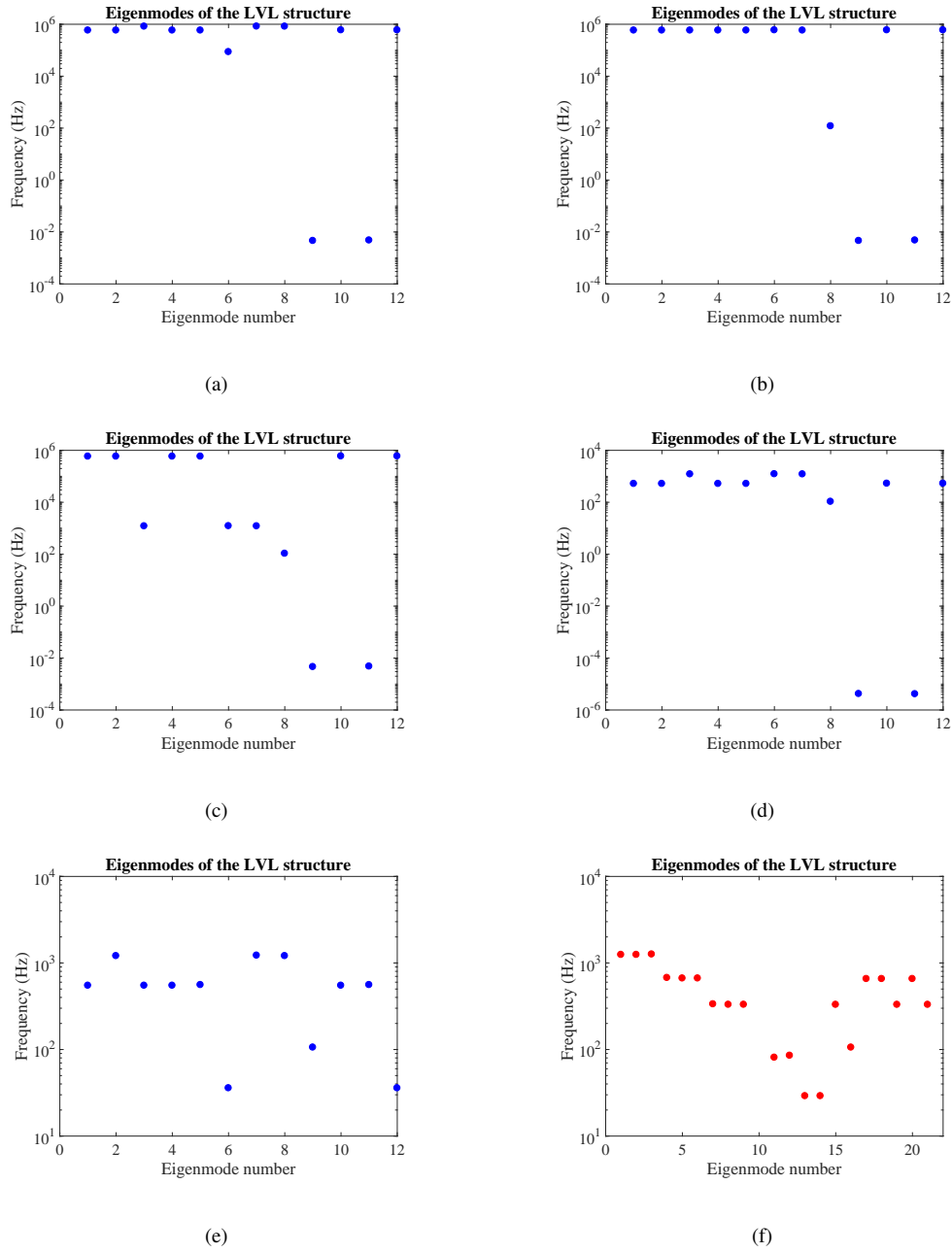


Fig. 7 Figures (a) to (e) are the results of the first five steps of model validation, only for translation, showing all the frequencies of the determined twelve eigenmodes. Figure (f) represents the same configuration with rotation movements added.

which induces:

$$f = \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \sqrt{\frac{3 \cdot k}{M}}, \quad (16)$$

where M is the total mass of the LVL and is equal to 5.3 kg in this example, resulting in $f = 119.7$ Hz. Fig. 7(b) shows this mode well (number 8), and a glance at the eigenvector indicates that it is a vertical downward translation of the platform.

Next, the vertical displacement between feet and the platform is released, putting k_v^p at its minimum value. This time, the old vertical mode must match with a configuration of two springs in series, thus with a lower frequency than before: $f = 104.9$ Hz. This frequency is readily observed in Fig. 7(c) (mode number 8). Moreover, we also observe the frequency decrease of three modes (modes number 3, 6 and 7) which appears with the release of the complete vertical stiffness of the system. They correspond to vertical translations of the different feet.

The fourth step of the validation consists in releasing k_h^p , considering a mean extraction of feet, namely $k_h^p = 7.9 \cdot 10^5$ N/m which stems from the mechanical properties of the LVL's legs and is determined by their length. All high frequencies which correspond to translations of the feet in $\pm X$ and $\pm Y$ direction decrease (Fig. 7(d)). This is due to a lower horizontal rigidity of the structure.

Finally, k_h^g is set to 10^5 N/m, which means that horizontal translation is more constrained. Thus, Fig. 7(e) shows the disappearance of the $f=0$ Hz modes. This is a configuration for a structure embedded in the martian ground, i.e. feet cones penetrating the regolith. Indeed, for the first four steps of the validation process, k_h^g was zero, which means that the structure could translate horizontally freely on the ground. This is not possible anymore with the current setting of k_h^g , and the $f=0$ Hz modes can not exist.

The next step consists in looking at this model with rotational motions added. The twelve first modes correspond well to the translation modes observed in the previous step, but they are mixed. This means that, when using identical parameters but adding the rotation equations into the model, we find the same translation modes, but not positioned at the same mode numbers, and neither with exactly the same frequencies. An individual analysis of each rotation modes informs us on the coherency of these modes with our modeled LVL structure.

Fig. 8 shows an example of these first results of the model. The figures show all the LVL's vibration modes: resonances in a), and all the structure's mode displacements b) and c). The two horizontal modes observed in Fig. 8 have a frequency within the range covered by the measurements previously detailed. Indeed, the seismic transfer function measurements made on the shaker and during the tests using ambient noise listed in Tab. 1 also reported two vibration modes in translation of the upper part of the LVL structure. This good agreement with the laboratory results is a first indication that the model is indeed reproducing the correct behaviour.

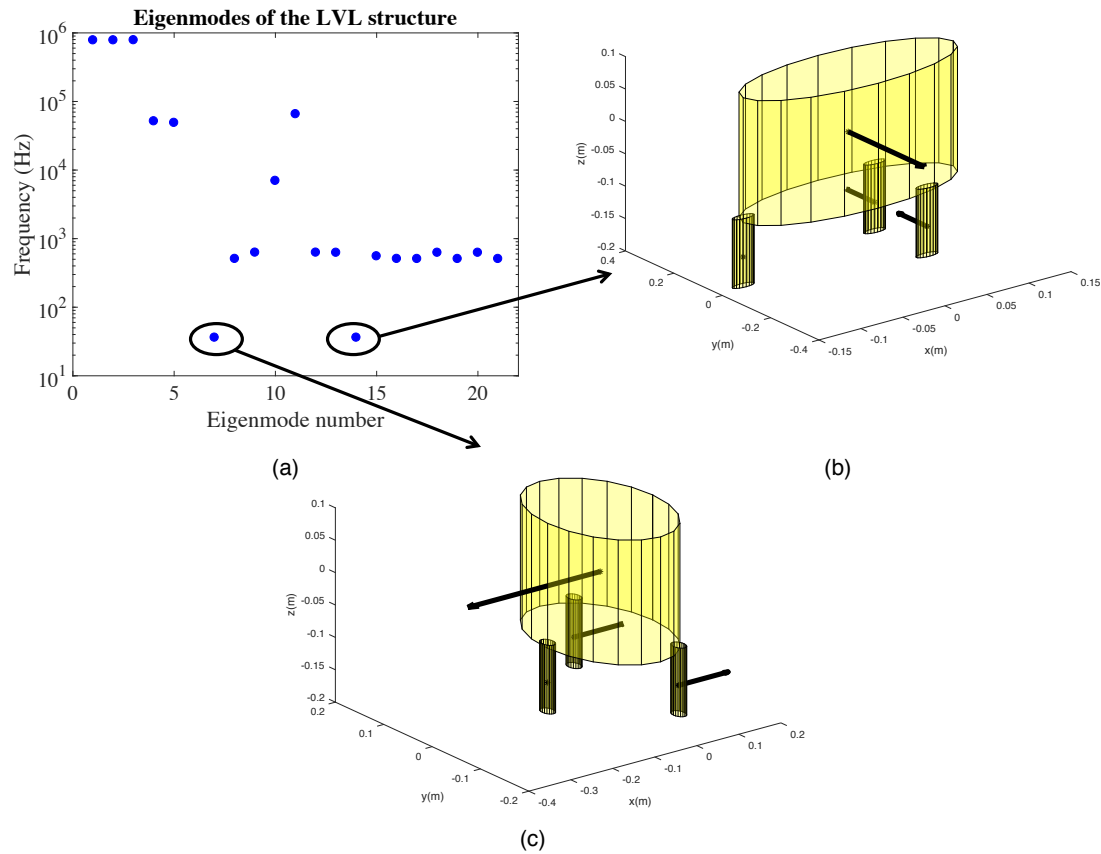


Fig. 8 Model results including both translational and rotational motion of the LVL. (a) Resonance frequencies of all 21 modes. (b) Horizontal translation mode (mode number 14) of the platform along the x-axis. (c) Horizontal translation mode (mode number 7) of the platform along the y-axis.

A further validation of the model was done by only changing the mass of the platform or the leg lengths (same length for all three legs). When either of these parameters increases, the horizontal frequencies decrease (see Fig. 9). The same evolution is observed in all of the different tests performed in laboratories and listed in Tab.1. However, we cannot add their resonance values to our figures and compare them to our simulations. Indeed, the only way to find exactly the same resonances values is to change k_h^g and C_h^g in the code, which means that the different leg lengths induce different coupling conditions between the feet and the ground in a real configuration, which are not quantified. Moreover, no measurements with different masses and exactly the same leg lengths are available for the LVL QM or FM.

The model can also describe the complete LVL transfer function as determined during test measurements in the laboratory. Fig. 10 shows an example for the baseline configuration (lowest LVL height, with all legs at the same length) for which the measurements correspond to the first case of Tab. 1. The superposition of both curves confirms that the model can faithfully predict the real LVL behavior. This is also observed in Fig. 11. This curve shows the LVL transfer function in a tilted configuration on sand (fifth experiment of Tab. 1), which can also be explained by the model. Finally, the last

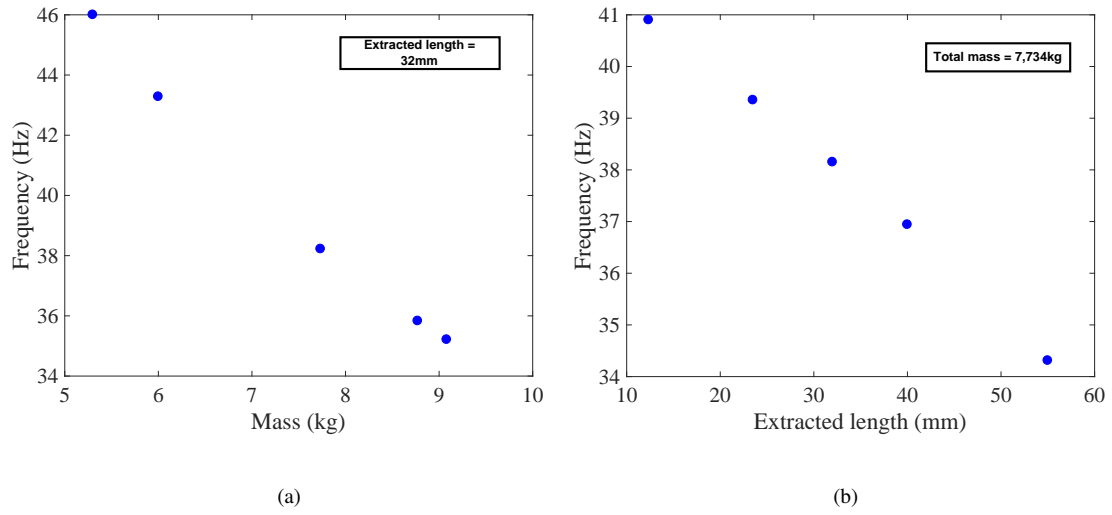


Fig. 9 Frequency of the horizontal translation modes of the LVL platform found with the model as a function of the mass (a) or the legs length (b), without a change of any other parameters ($k_v^p = 3.3 \cdot 10^6$ N/m, $k_v^g = 1 \cdot 10^6$ N/m, $k_h^g = 3 \cdot 10^5$ N/m and $C_h^g = 5.73 \cdot 10^3$ N·m).

laboratory measurement which was realized on the LVL FM (number 6 in Tab.1) with the two horizontal SP sensors is also reproduced well by the modeled transfer function (Fig. 12).

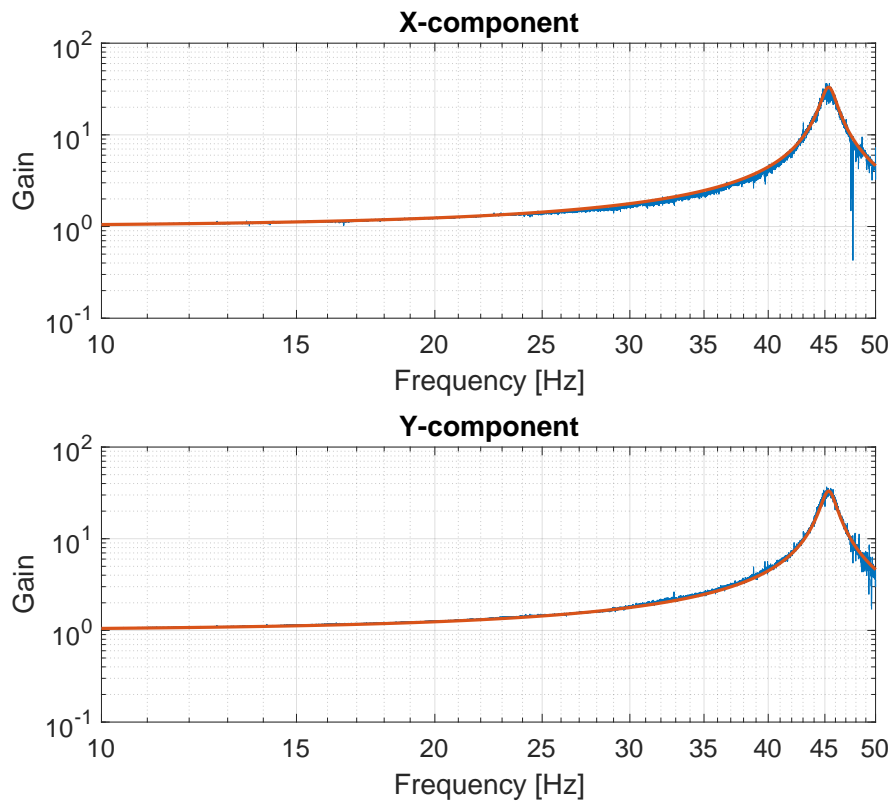


Fig. 10 Measured (in blue) and modeled (in red) gain of the horizontal transfer functions on x-axis (top curve) and y-axis (bottom curve) in the LVL FM baseline configuration (all legs extracted by 0.5 mm). This test corresponds to the first one in Tab.1. Masses, extracted lengths of the legs, and k_h^p values were set to those of the measurement configuration, whereas the other parameters were adjusted to fit the data: $Q = 33$, $k_h^g = 3.15 \cdot 10^5 N/m$ and $C_h^g = 3.7 \cdot 10^4 N \cdot m/rad$.

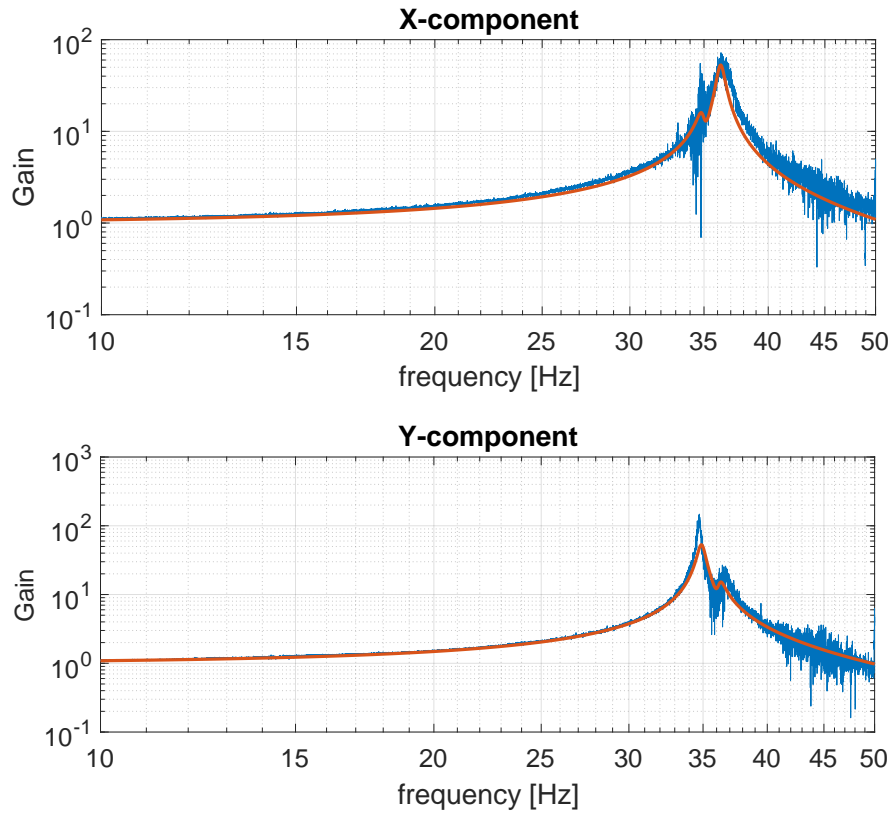


Fig. 11 Measured (in blue) and modeled (in red) gain of the horizontal transfer functions on x-axis (top curve) and y-axis (bottom curve) in one 15° tilted configuration of the LVL QM on sand (test number 5 in Tab.1). Masses, extracted lengths of the legs, and k_h^p values were set to those of the measurement configuration, whereas the other parameters were adjusted to fit the data: $Q = 60$, $k_h^s1 = 1.3 \cdot 10^5 N/m$, $k_h^s2 = 6.1 \cdot 10^5 N/m$, $k_h^s3 = 0.63 \cdot 10^5 N/m$, $C_h^s1 = 6.88 \cdot 10^4 N \cdot m/rad$, $C_h^s2 = 6.3 \cdot 10^4 N \cdot m/rad$ and $C_h^s3 = 1.1 \cdot 10^4 N \cdot m/rad$.

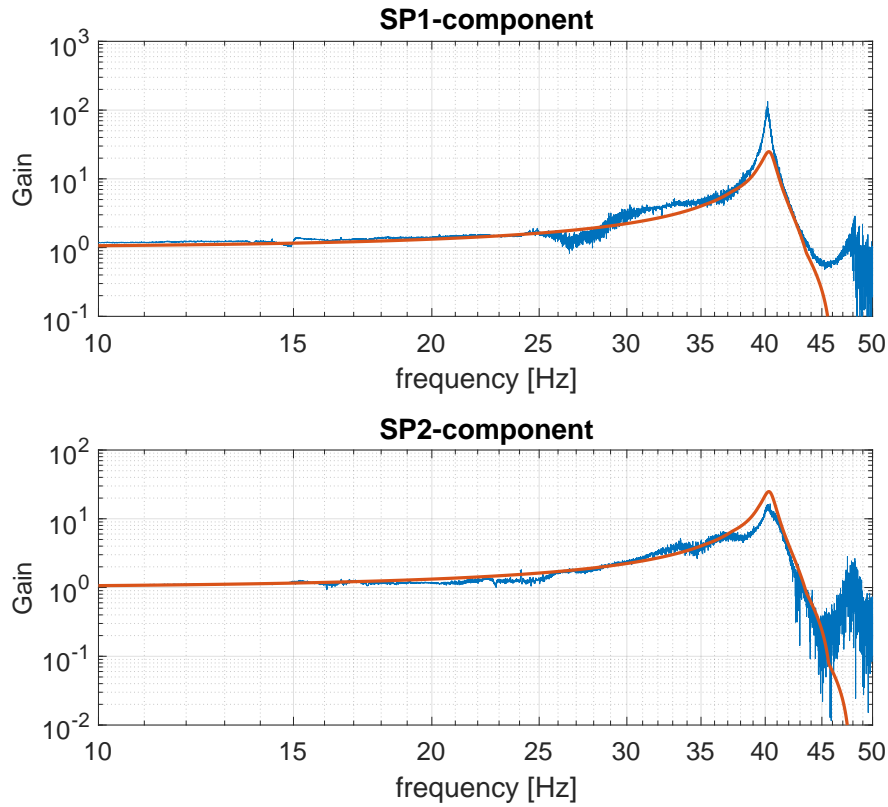


Fig. 12 Measured (in blue) and modeled (in red) gain of the transfer functions of the two horizontal short period sensors on the LVL FM: SP1 (top curve) and SP2 (bottom curve), corresponding to the sensor locations given in Fig.2. Masses, extracted lengths of the legs, and k_h^p values were set to those of the measurement configuration, whereas the other parameters were adjusted to fit the data: $Q = 40$, all $k_h^s = 2.9 \cdot 10^5 N/m$ and all $C_h^s = 1.72 \cdot 10^4 N \cdot m/rad$.

5 Application

The translation part of the model was verified by considering an embedded structure, progressively released, and the rotation modes were then found to be consistent. The two horizontal translation modes of the platform, always observed between 35 and 50 Hz in both the model results and the laboratory measurements, give evidence of the model's fidelity to reality. In addition, the same evolution of eigenfrequencies with mass and leg lengths between the measured and modeled resonances is a further indication that this model can be used to estimate the LVL's mechanical modes. Finally, the transfer function similarity between the real measurements and this numerical model guarantees that it can be used to study the seismic response of SEIS on Mars in the future.

5.1 LVL resonance on Mars

One obvious application of this model is to predict resonances of the LVL which could affect SEIS measurements and inversely, from the observed resonances, to constrain the properties of the ground. With a sampling rate of 100 Hz, the Nyquist frequency of the SEIS sensors in nominal operations is 50 Hz. By using a bandpass filter between 50 Hz and 100 Hz, the SP bandwidth will even be extended to 100 Hz during HP³ penetration (Golombek et al. 2018). This means that resonances below these frequencies will be seen on the seismic signal of the instrument and could disturb SEIS measurements. Depending on the adjustable parameter values, sometimes the results can give 50 to 100 Hz resonances. But the major way in which the LVL affects the records is by horizontal resonances of the system due to the details of the leg structure. These resonances were first observed during the test of the LVL structure on a shaker. During a more thorough investigation of the LVL's seismic transfer functions using ambient noise, horizontal resonance frequencies were located between 34.7 and 46.4 Hz, depending on the LVL configuration. When calculating all of the 21 LVL vibration modes (resonances and displacements of the structure) with the analytical model, only two of the obtained frequencies are below 50 Hz. Figure 8 shows that they also correspond to horizontal translations of the platform in X- and Y-directions, respectively, which is in good agreement with the laboratory results.

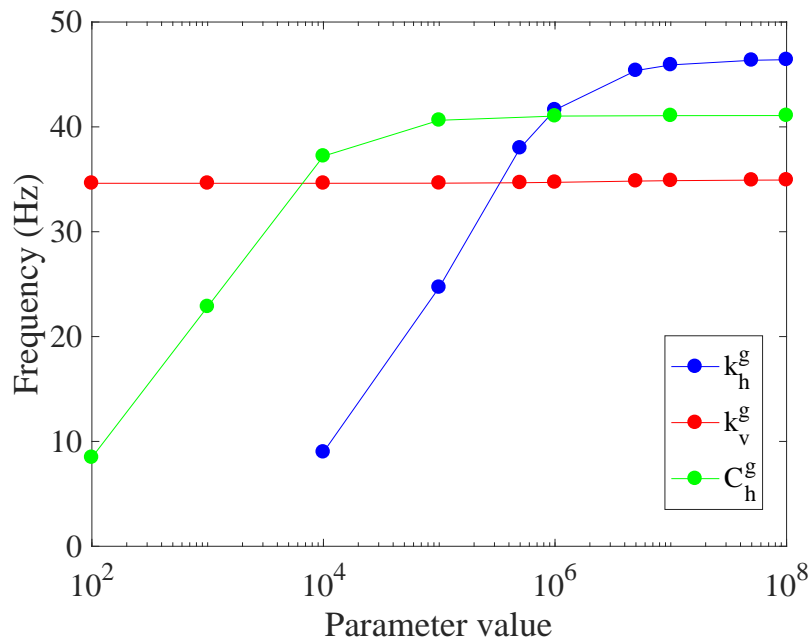


Fig. 13 Sensitivity of the LVL resonance frequencies to the values of the elastic stiffness of the ground material in contact with the LVL's feet (k_h^g (in blue) and k_v^g (in red), both in N/m and related to horizontal and vertical forces, respectively), and the torque C_h^g (in green) in N-m/rad, with respect to a rotation perpendicular to the foot direction.

The model also indicates that the horizontal resonance frequencies of the LVL are highly dependent on ground properties. Indeed, when the masses and the leg lengths are set (and therefore also k_h^p because of its dependence on the extracted length of the legs), the parameter space of the other rigidity constants can be explored: the vertical and horizontal elastic stiffness between the feet and the ground k_v^g and k_h^g , and the torque induced on the feet by the ground C_h^g . Note that the value of the vertical stiffness between the platform and the legs k_v^p is provided by the engineering team: at $3.3 \cdot 10^6 \text{N/m}$. By changing only one of the other model parameters per simulation, it is shown that only two of them can significantly change the horizontal resonance frequencies: k_h^g and C_h^g . For example, if k_v^g increases by six orders of magnitude, neither of the horizontal resonance frequencies are impacted, whereas an increase in k_h^g or C_h^g considerably increases the frequency values. This is shown in Figure 13.

5.1.1 Resonances prediction from laboratory analog measurements

The laboratory investigation of the interaction between one SEIS foot and possible Martian regolith simulants was carried out by using a specifically developed system, in which a replica of the SEIS foot was slowly penetrated into a mass of Martian regolith simulant of controlled density under the self-weight supported by one of the three SEIS feet. Properties of the Martian regolith simulant are described in Delage et al. (2017).

Once the foot had penetrated the regolith, cyclic loading at small strain were carefully conducted so as to identify the elastic interaction between the foot and the simulant. The detailed shape of the SEIS foot is presented in Fig. 14. It is composed of a 60 mm diameter disk on which a cone is fixed. The shape of the cone was designed by carrying out penetration tests to make sure that full penetration would be reached under the SEIS self-weight under Mars gravity. This resulted in designing a 20 mm long cone with 10 mm maximum diameter (Delage et al. 2017).

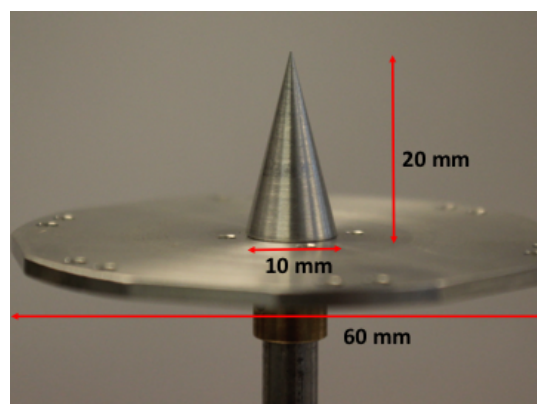


Fig. 14 Design of the SEIS foot, composed of a cone (10 mm diameter, 20 mm length) fixed on a 60 mm disk.

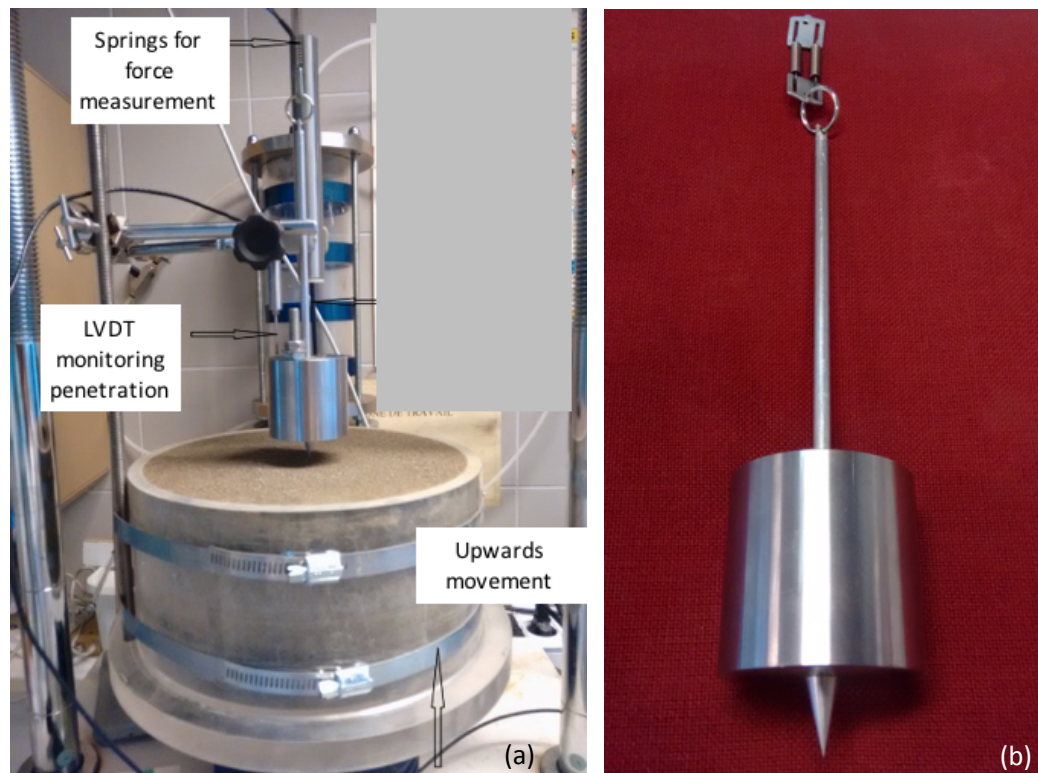


Fig. 15 a) Testing device with the container full of Martian Mojave sand regolith at controlled density. The container is placed on the pedestal of a triaxial press and slowly driven up at a controlled upwards speed. Once the tip of the cone comes in contact with the soil, penetration starts and the corresponding force resulting from the cone/soil interaction is monitored by the change in length of the spring. b) SEIS foot fixed at the bottom of a steel cylindrical mass corresponding to the weight supported by one of the three SEIS feet under Mars gravity (1 kg). The diameter of the plate is 60 mm. The upper diameter of the cone is 10 mm and its height is 20 mm. One can see the pair of springs used to suspend the mass. The force resulting from the contact between the cone and the soil during penetration and elastic loading tests is monitored by measuring the changes in length of the calibrated spring by means of a LVDT (Linear Variable Differential Transformer) displacement measuring device.

Fig. 15 a. shows the device used to investigate the foot/simulant interaction. As seen in the Figure, a cylindrical container (239 mm diameter, 108 mm height) full of a Martian regolith simulant called Mojave simulant, placed at controlled density, is put on the pedestal of a triaxial press, that can be slowly moved upwards. This simulant, provided by JPL, is a mix of MMS simulant (Peters et al. 2008) with some natural Mojave sand from the same area. Its characteristics and mechanical properties have been investigated by Delage et al. (2017). The medium D50 diameter of the simulant is equal to $300 \mu\text{m}$. As seen in Fig. 15 b, the SEIS foot shown in Fig. 14 is fixed to a 1 kg cylindrical steel mass corresponding to the average weight supported by one of the three SEIS feet under Mars' gravity. The photo also shows the two calibrated springs used to suspend the foot and mass to the bracket of a triaxial press, as seen in Fig. 15 b.

Measuring the changes in the springs' length thanks to a LVDT (Linear Variable Differential Transformer) provides the force resulting from the penetration of the cone into the simulant. Penetration is made possible by gently moving the pedestal of the press upwards. In other words, the springs initially support the whole suspended mass, that is progressively released during cone penetration by the increasing upwards axial vertical force supported by the simulant. Another LVDT sensor provides the change in axial penetration with time, allowing the penetration curve to be monitored in terms of changes in force with respect to penetration depth. Once the cone is fully penetrated and the disk is in contact with the simulant, one can then measure the axial elastic constant characterising the axial simulant/foot elastic interaction, by applying small upwards and downwards movements to the pedestal. Some tests were performed on a soil specimen prepared at a controlled density of 1640 kg/m^3 . To do so, the simulant was placed in the container by pouring successive 30 mm thick layers, that were carefully compacted to the required density by using a tamping system shown in Fig. 16. To determine the elastic axial response once full cone penetration under the self-weight supported by the SEIS foot is

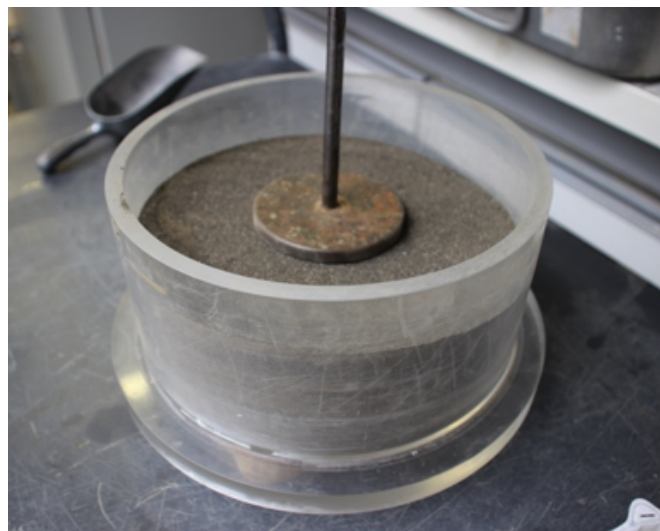


Fig. 16 Tamping procedure to obtain the required density.

reached, the axial force was slowly cycled between its maximal value (10 N) and a minimal value of 8 N. As seen in Fig. 17, the values obtained with a simulant density of 1640 kg/m^3 are between $5.54 \cdot 10^5$ and $8.03 \cdot 10^5 \text{ N/m}$, from successive loading cycles carried out with the disk only. The unloading path from 10 down to 8 N carried out with the model of SEIS foot provides a value of $5.5 \cdot 10^5 \text{ N/m}$, showing little effect of the cone. Note that the displacement involved in the tests are rather within the range of $3 \mu\text{m}$, not far from the accuracy limit of the LVDT used. The horizontal stiffness has not yet been determined by laboratory measurements. The link between the parameters k_h^g and C_h^g and the elastic ground properties (Poisson's ratio ν and Young's modulus E) can however be expressed analytically for the case of a simple

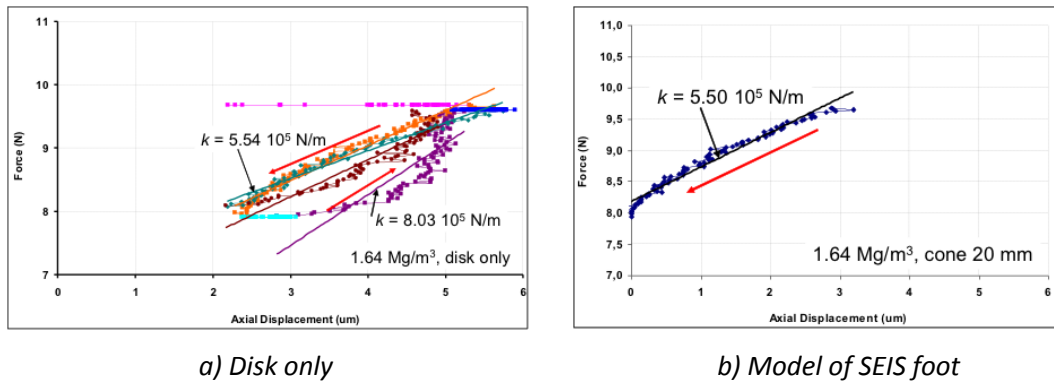


Fig. 17 Determination of the elastic axial constant between a specimen of Mars Mojave simulant compacted at a density of 1640 kg/m^3 and a 60 mm diameter plate (a) and a model of the SEIS foot with the 10 mm diameter and 20 mm high cone (b). The axial force is cycled between 10 and 8 N and the resulting displacements are in the $3 \mu\text{m}$ range, close to the resolution limit of the LVDT system. The successive tests carried out with the disk only provide a constant between $5.54 \cdot 10^5$ and $8.03 \cdot 10^5 \text{ N/m}$ whereas the test run for the full SEIS foot (with cone) found a value of $5.50 \cdot 10^5 \text{ N/m}$, showing a negligible effect of the cone.

circular plate of radius a on a semi-infinite elastic mass as follows (Poulos and Davis 1974):

$$\begin{aligned}
 k_h^g &= \frac{16(1-\nu)Ea}{(7-8\nu)(1+\nu)}, \\
 C_h^g &= \frac{4Ea^3}{3(1-\nu^2)}, \\
 \frac{k_h^g}{C_h^g} &= \frac{12(1-\nu)^2}{(7-8\nu)a^2}. \tag{17}
 \end{aligned}$$

For $a=3 \text{ cm}$ and $\nu=0.22$, this leads to a ratio of about $1548 \text{ rad}\cdot\text{m}^{-2}$. The spikes will likely increase this ratio further and this suggests that the resonance frequencies will therefore be most sensitive to C_h^g . For a density ranging from 1300 to 1500 kg/m^3 and a shear wave velocity between 110 and 164 m/s , this leads to $13.8 < E < 35.3 \text{ MPa}$ and to a value of the horizontal stiffness k_h^g between $8 \cdot 10^5$ and $2 \cdot 10^6 \text{ N/m}$. With the uncertainty on the ν value, this is in good agreement with the figures 10, 11 and 12. C_h^g values are comprised between $5 \cdot 10^2$ and $1.4 \cdot 10^3 \text{ N}\cdot\text{m}/\text{rad}$ which is smaller than the model values but the elastic solutions of Poulos and Davis (1974) don't take into account the fact that the sand is loaded by the weight of SEIS which can increase the Young modulus at the LVL feet. Moreover these formula only consider a disk and not our foot design with a spike.

5.1.2 Inversion perspectives

When the resonance frequency will be measured, an inversion of its value will be possible with the goal to better constrain the ground properties. In order to test such future work with Mars observations, an inversion test has been made,

but using the model in different experimental configurations that were used on the LVL QM and FM. The idea is to search for the values of the adjustable parameters that give the same horizontal resonance frequencies as in the laboratory data. To do this inversion, we randomly draw values for the adjustable parameters one million times and we calculate the χ^2 for each of these value sets as follows (Fig. 18):

$$\chi^2 = \frac{(f_{model} - f_{data})^2}{\sigma^2}, \quad (18)$$

where f_{model} and f_{data} represent the resonance frequencies calculated with the model and found in the experiment, respectively, and σ is the measurement uncertainty (equal to 0.3 Hz as discussed in section 3.2.3). The results in Fig. 18 give a clear trade-off curve between the two parameters, and the best solutions are found around a curve which can be expressed as:

$$(k_h^g - A)(C_h^g - B) = A B$$

$$\frac{B}{C_h^g} + \frac{A}{k_h^g} = 1. \quad (19)$$

where A and B are constant found from data matching. This can be interpreted as a system where both the horizontal stiffness and the torque are in parallel for generating the tilt resonance.

As seen from Eq. 17, these parameters are directly related to both the Young's modulus and Poisson ratio and the numerical model presented here could be used to invert for ground properties at the InSight deployment site once SEIS data from Mars are available. However, the presence of the cone on the LVL's feet, which are not just circular disks, complicates the application of these formulas. Hence, more complete expressions are needed, which could be provided by additional experiments in which a model of the SEIS foot is penetrated into a Martian regolith simulant with a precise measurement of the axial force and elastic displacement once the foot is penetrated. On the other hand, thanks to Eq. 17, the ratio k_h^g/C_h^g can be determined solely depending on the Poisson ratio. Using a reasonable range of this coefficient (e. g. 0.1 to 0.4), this can already give narrow limits on the possible range of k_h^g vs C_h^g values. This should be compared to the experimental results done with the real shape of the feet. Another possibility is to combine the results of this model with other experiments realized in order to determine the regolith properties of the InSight landing site (Golombek et al. 2018).

Results of the laboratory measurements show that in cases where the three legs are not of equal length (tilted LVL configurations), two different frequencies for the horizontal modes are observed (Tab. 1, lines 2 to 5). Depending on configuration, the resonances either do or do not align with the X- and Y-axes of the system. In this analytical model, we need to set different rigidity constants at ground level between the three legs to obtain two different frequency values for X and Y horizontal mode resonances. This would mean that the three feet couple to the ground differently. Things will

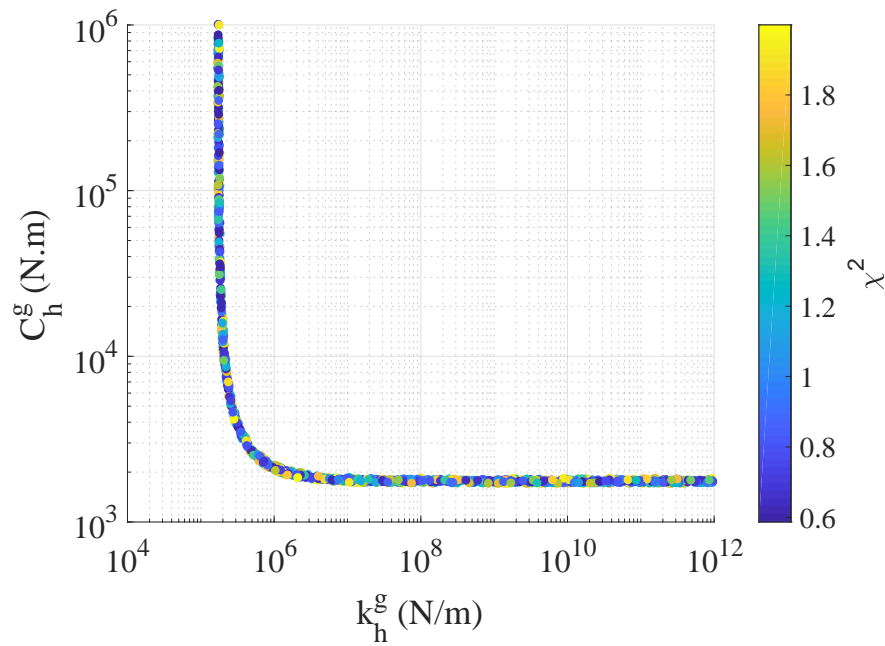


Fig. 18 C_h^g as a function of k_h^g and χ^2 for the case number 3 of Tab.1.

then depend a lot on the actual deployment (i.e. local interaction between the feet and soil which is very hard to know) of SEIS on Mars. The fact that two frequencies with a difference of up to 1.8 Hz were not only observed with the LVL on sand, but also on rock (case number 2 of Tab. 1), may be explained by the fact that, depending on the test configuration, one or two feet were located on the sloping part of the rock, whereas the other feet were on the horizontal part. This could make a difference for the interaction between a foot and the ground.

5.2 6 axes seismometer measurement with SEIS

As SEIS has 6 axes, this allows measurements to be made of both the vertical and horizontal accelerations at different distances from the center of mass of the LVL: the three VBBs recombine for example the vertical axis in the center of the LVL while the vertical SP (noted SPZ) measures the vertical acceleration on the ring. Moreover, the three VBBs measure the horizontal acceleration at mid distance from the Sphere Center of Gravity, while the two horizontal SPs are again located just outside the ring, at a distance twice larger from the Sphere center. SEIS is therefore able to work in a way similar to a rotaphone (Brokešová et al. 2012), although reduced to the strict minimum number of sensors, and not originally designed for this purpose or optimized in terms of sensors placement for rotation measurements. Figure 19 illustrates this concept for the three axis of rotation, and compares SEIS to a classical rotaphone.

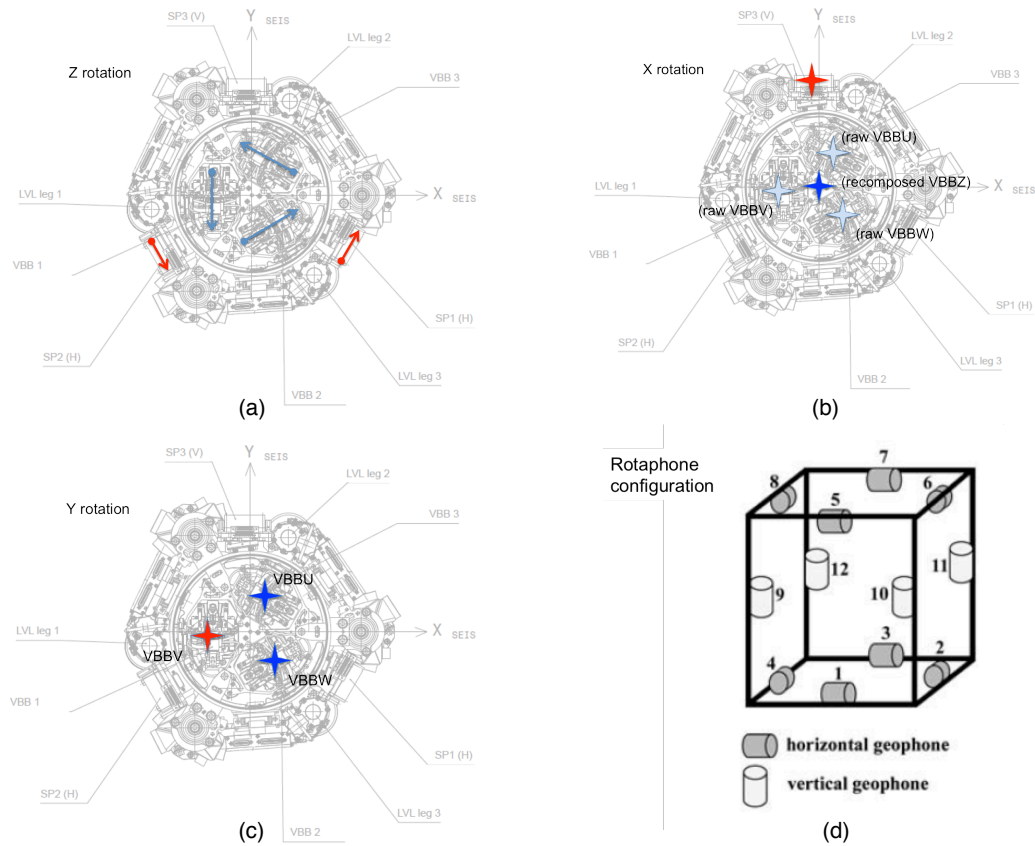


Fig. 19 Sketch for the rotation recombinations of the 6 axes. Rotation on one sense is represented in blue, and on the other sense in red. (a), (b) and (c) are respectively for Z, X and Y axis. The determination of rotation in Y is the least efficient due to the smaller distances between the sensors sensitive to this rotation. For comparison, (d) shows the geometry of a rotaphone, reprinted from Brokesova and Malek (2013), where rotation is not only obtained with optimized distances but also in a redundant way, enabling very precise calibration for the small differences associated to the dispersion of the Transfer function of the sensors.

The flight models of the sensors have, furthermore, not been calibrated for such measurements; Earth's gravity prevents indeed the simultaneous operation of all 6 sensors on Earth. The actual transfer function will therefore be only estimated from CAD models providing the precise location of the center of gravity of the 6 proof masses in the LVL frame and from precise calibration of the sensors. We expect also to use, during Mars operations, dedicated cross-calibration of the VBBs and SPs performed with the LVL system, where tilt signals will be generated by moving the LVL legs, as well as continuous operation of the VBBs and SPs during one month and commissioning, which will allow precise relative cross-correlation of the VBBs with respect to SPs through the recording of Mars micro-seismic noise and possibly seismic signals.

Our model however provides a first hint toward the possibility of the use of SEIS as 6 axes seismometer, especially during the HP³ penetration, in order to perform rotational seismology on a terrestrial body other than Earth. See Igel et al. (2015) and Schmelzbach et al. (2018) for recent reviews on rotational seismology.

The lack of cross calibration will make the rotation measurements of SEIS more and more challenging with decreasing frequencies. On the other hand and for higher frequencies, the three feet of SEIS will be able to sample the surface displacement field on three locations far enough to have large phase differences in term of ground displacement. As described above, the distance between the acceleration measurement locations are about 10 cm and the distances between the feet are slightly more than 20 cm (see Fig. 2). SEIS is therefore much more capable to measure the rotation effects associated with the gradient of the seismic waves at this distance. Because of the expected low shear wave (or the surface wave) velocity, of about 150 m/s for the surface materials (see Delage et al. (2017) for the mission ERD reference model and Morgan et al. (2018, this issue) for further discussion on the possible seismic velocity profiles near the surface), these 10 cm and 20 cm distances, therefore, correspond to about 1/30 and 1/15 of the wavelength at 50 Hz. At these frequencies, the measurements will therefore be closer to gradient analysis, already demonstrated on the Moon by Sollberger et al. (2016) but for the larger distances between the lunar geophones deployed during the Lunar Seismic Profiling Experiment of Apollo 17.

At these short periods, SEIS will therefore be able to separate the LVL three axis accelerations and its three axis rotations. In order to estimate the associated performances, we used the model describing the translation of the LVL CoG and the rotation of the LVL axis frame (as given by equations 1 and 8) and expressed the absolute velocity of each sensor with both the LVL CoG translational velocity and the rotation speed with the companion expression of equation 6:

$$\vec{v}_i \cdot \vec{n}_i = \vec{v}_T \cdot \vec{n}_i + \vec{\Omega} \times \overrightarrow{G_p S_i} \cdot \vec{n}_i, \quad (20)$$

where $\vec{\Omega} = \frac{\partial \theta}{\partial t}$ is the platform angular instantaneous rotation speed, \vec{v}_T the platform translational speed, i denotes one of the 6 axes, \vec{n}_i is the sensing direction of the component i and $\overrightarrow{G_p S_i}$ the vector between the platform Center of Gravity and the Center of Gravity of the proof mass of component i .

This allowed us to estimate the transfer matrix between the 6 axes LVL velocity and instantaneous rotation speed vectors and the 6 axis outputs recorded by both the SPs and the VBBs, which provide the sensor absolute velocities, as recorded on the location of their proof mass. Starting from the self noise models of these 6 sensors, this transfer matrix provides the measurement noise in terms of LVL acceleration and rotation. The environmental noise is neglected in such an approach, but the SEIS noise model (Mimoun et al. 2017) suggests that the high frequency noise will be dominated by the sensor self noise and that such an approximation is therefore justified. Results are shown on Fig. 20. These figures show that SEIS can measure the high frequency ground motion in the six degrees of freedom. The estimated noise for rotation is theoretically comparable to a portable commercial rotational seismometer at 1 Hz and likely better at shorter periods, although worse at long periods. As said earlier however, SEIS is lacking of a rigourouse 6C calibration, and this will add additional errors to the measurement noise, especially at frequencies below 5-10 Hz. See Jaroszewicz et al.

(2016) on the criticality of such calibration for inertial based 6C sensors. Note in addition that the transfer matrix would not be inverted if one of the horizontal sensors at the center were to be parallel to the one of the peripheral sensors, or if both vertical sensors were arranged one above the other at the same distance from the center of mass. Fig. 2 shows that in the SEIS configuration this is not the case.

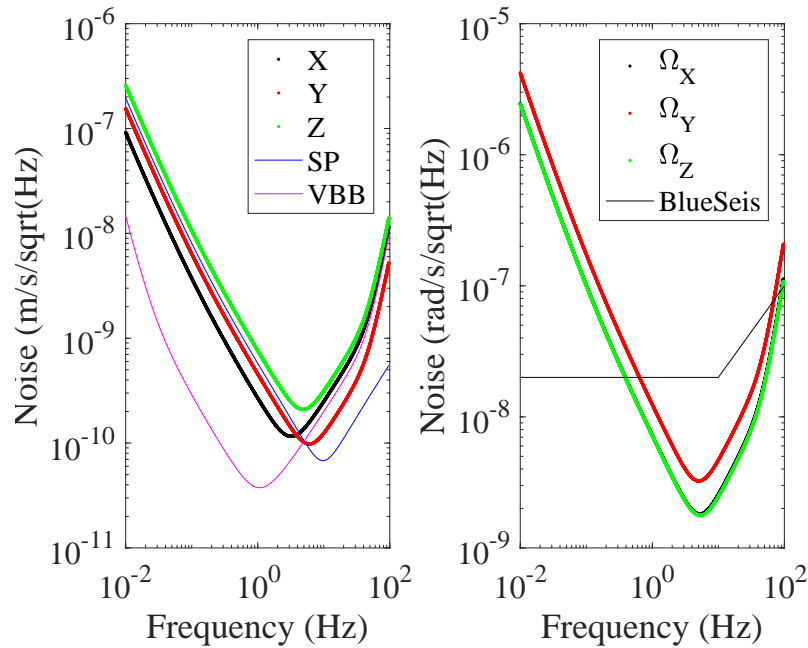


Fig. 20 Estimation of performances after combining the theoretical noises of the 6 seismic sensors of SEIS in order to determine the 3 translations and 3 rotations of the ground motion. On the left, the blue and pink curves respectively represent theoretical performances of SPs and VBBs. On the right, the black curve shows the theoretical noise of a the rotational seismometer (BlueSEIS-3A 2016; Jaroszewicz et al. 2016).

Nevertheless, we do believe that the high frequency performances open the possibility to measure the ground translation and rotation independently at frequencies larger than 5-10 Hz and for near surface Rayleigh waves. The association of these two movements can allow, as predicted by the rotational seismology (Eq. 21), to determine the surface waves' phase velocity (Bernauer et al. 2009). To verify these perspectives which will allow us to determine the subsurface properties in the first meters beneath SEIS, we use the numerical simulation of the seismic signals generated by HP³ hammering. See Kedar et al. (2017) for the detail of this modeling, including the discussion on the separation of P and S waves in the expected signal. These simulations provide the radial and vertical displacement of the ground at the LVL's feet number 1, 2 and 3, for geometries where feet 2 and 3 are at the same distance from HP³ and for a defined distance and depth of the HP³ mole.

Following Bernauer et al. (2009), we compare the instantaneous rotation speed around the transverse component Ω_η and the vertical acceleration obtained from the time differentiation of the platform center of mass velocity v_z to determine the phase velocity c of the seismic wave induced by HP³ hammering, using this relation:

$$\Omega_\eta = \frac{1}{c} \dot{v}_z. \quad (21)$$

The Ω_η instantaneous rotation speed, defined by Eq. 21, is first calculated by finite differences on the vertical ground velocity taken between the feet locations:

$$\Omega_\eta = \frac{\partial v_z}{\partial x} \sim \frac{\Delta v_z}{\Delta x}, \quad (22)$$

while the vertical velocity v_z (derivative of the displacement u_z) is determined as the mean velocity of the three feet which is therefore computed at the center of the three feet. All these fields are provided by the HP³ simulation displacement data converted into ground velocity or acceleration. The simulations used here are those at low HP³ penetration depth, for which the surface waves are the strongest.

Synthetic seismic waves generated for the simulation of the HP³ hammering were made assuming a cylindrical source (e.g. vertical penetration of the mole) and a 1D seismic structure. As SEIS is however close from the source, the distance between two feet is about 15-20% of the propagation distance d and a large geometrical spreading is found, with amplitudes decaying as $\frac{1}{\sqrt{d}}$, preventing the direct use of Eq. 21 which is only valid for a plane wave far from the source. For this reason, a geometric correction is applied in the computation of the instantaneous rotation from equation 22. Moreover, the ground attenuation is also affecting the results, but less significantly. Fig. 21 shows the result of the comparison between the velocities determined by two different methods: the mean velocity at the center of the three feet with a phase velocity inverted by a least-squares approach from fitting the waveform bandpassed at high frequencies. It shows a maximum error of about 13%, likely the limit of what can be found by using the simple least squares method. Moreover, the amplitudes show an inversion of the dominant curve over time. Indeed, the phase velocity varies as a function of frequency and this effect will have to be integrated in the next step.

This analysis however did not integrate the sensor noise, which must be added to both the rotation and velocity signals described above. We estimate the latter with both the transfer function of the 6 axis seismometer between the 6 axis components and the 6 axes velocity and rotation speed fields, and the self noise of the SPs and VBBs. Fig. 22 shows the acceleration and rotation spectral noises found with the 6 axes seismometer model (see Fig. 20). We then expressed this noise in the time domain, and compared it to the HP³ signals found above (see Fig. 21). This emphasises the very high signal amplitudes of HP³ and low noise of the sensors, and confirms that the SEIS instrument noise will likely be good enough for the direct measurement of surface waves phase velocity, including in its baseline bandwidth of 0.01-50

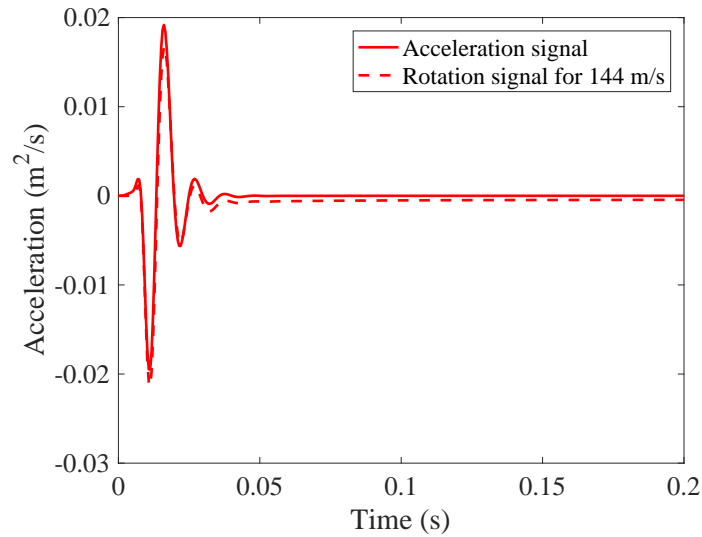


Fig. 21 Mean acceleration at the LVL center (plain red curve) or calculated through the parameter Θ_η (dotted red curve) of the vertical ground acceleration at the instrument location as a function of time, after a simulated penetration of HP³.

Hz. In addition, a bandwidth extension from 50 to 100 Hz will be possible, at the cost of bandpass filtering the raw signal at the analog, input stage, as described in Lognonné et al (2018, this issue). This indeed allow to control the aliasing associated to the 100 sps acquisition and to reconstitute the signal with a regular, non-aliased, 200 sps. For this reason, we also provide the simulation in this bandwidth, with data simulated with the expected 50-100 Hz bandpass filter after reconstruction at 200 sps. Rayleigh wave dispersion analysis will therefore be likely possible up to 100 Hz, which will provide key constraints on the compaction of the regolith in the first 10 s meters.

Further analysis will be made to asses if the 6 axis analyses can be used also for separating the different phases of the HP³ signals, including differences between the P converted SV reflected phase and the SV and SH incident phases, as the latter are weakly resolved by the low sampling rate of the experiment.

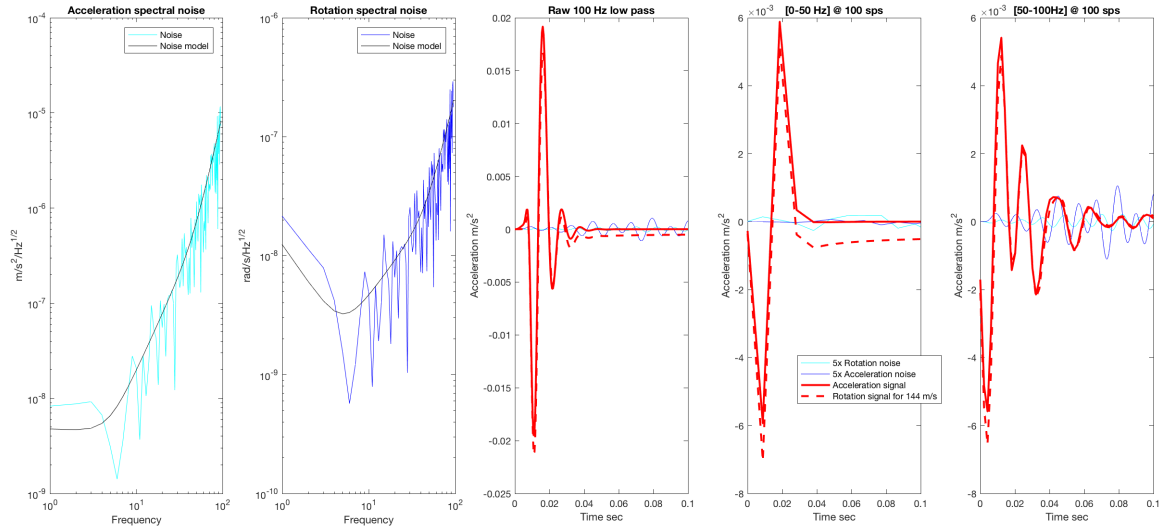


Fig. 22 From Left to right, the first figure represents the acceleration spectral noise of the 6 axis seismometer model (in black) and of a simulated noise measured by the 6 axis seismometer (in blue). Second figure represents the same signals but for rotation. Third figure compares the acceleration signals already shown on figure 21 (red lines) with the noises of the first figures as a function of time, all filtered by a low pass filter of 100Hz. The two last figures show the same signal as the third one but for signals decimated at 100 sps and therefore with a FIR filter at 50 Hz and for signal in the 50-100 Hz bandpass filter, after acquisition at 100 sps and reconstruction at 200 sps.

6 Conclusion

We determined the transfer function of the SEIS LVL, which is the last part of the seismic transfer of the signal between the Martian surface and the 6 axis accelerometer made by the 3 VBBs and 3 SPs. This was made with a 4 masses, spring coupled, model of the LVL, representing the 3 feet and the LVL platform, and with feet coupling integrating both the vertical and horizontal response of the ground. We have shown that in the seismic bandwidth of the instrument, the major impact of the LVL on the seismic signal will be associated to the oscillation modes of the almost rigid LVL placed on the low rigidity ground, which will generate both a seismic resonance and a signal cutoff at frequencies ranging from 20 to 40 Hz, depending on the rigidity of the ground. The model fits well all the data acquired during the tests processes, for both the QM and FM and will be incorporated into the final transfer function of SEIS in the dataless SEED provided for the full instrument transfer function documentation.

The validation of the model has shown that the two associated horizontal resonances are highly dependent on ground properties, especially the horizontal stiffness k_h^g and the torque C_h^g . This opens the possibility to invert these parameters for better constraining the Martian ground rheology and this inversion will be made with the first data acquired during the SEIS commissioning on Mars. We illustrated the perspectives by performing a first inversion of the test data and demonstrating the trade-off between these two parameters. The parameter space might be reduced by determining the

link between the Poisson coefficient and Young's modulus on one side, and the feet disk radius of the LVL feet, C_h^g and k_h^g on the other side. We illustrated this link with the analytical solutions associated to flat feet and will develop them further by integrating the conic spike of the actual feet in the mathematical formulation. These improvements will be achieved during cruise by both finite elements modeling and laboratory measurements. Another upgrade of the model will be the inclusion of the LSA and tether. The LSA can be considered as an additional mass on the side of the LVL ring, which could slightly change its transfer function. Its integration in the model will therefore be performed, again with experimental validations.

We finally demonstrate that the performances of the 3 SPs and 3 VBBs are good enough for determining the wavefield gradient of the high-amplitude surface waves generated by the HP³ penetration, allowing the separation of the 3 axis acceleration of the center of mass of the rigid LVL from its 3 axis rotation. This will allow the measurement of the phase velocity of the Rayleigh waves generated by HP³ and therefore of the inversion of the shear wave velocity in the top most upper layers beneath SEIS on Mars.

7 Acknowledgement

This is IPGP contribution xx and InSight contribution yy. L.F. acknowledges the financial support of ANR-11-IDEX-0005-02 and the additionnal suport of ANR-SIMARS F.K. acknowledges the financial support of the UnivEarthS Labex program at Sorbonne Paris Cité (ANR-10-LABX-0023 and ANR-11-IDEX-0005-02) and of the SODERN company for his Ph.D. support. The French team acknowledges the support of the French Space Agency CNES for the overall SEIS developements.

References

- Anderson D. L., Miller W. F., Latham G. V., Nakamura Y., Toksöz M. N., Dainty A. M., Duennebieer F. K., Lazarewicz A. R., Kovach R. L., Knight T. C. D. (1977) Seismology on Mars. *J. Geophys. Res.* 82:4524–4546
- Bagaini C., Barajas-Olalde C. (2007) Assessment and compensation of inconsistent coupling conditions in point-receiver land seismic data. *Geophysical Prospecting* 55:39–48, DOI 10.1111/j.1365-2478.2006.00606.x
- Banerdt W. B., Smrekar S., Hurst K., Lognonné P., Spohn T., Asmar S., Banfield D., Boschi L., Christensen U., Dehant V., Folkner W., Giardini D., Goetz W., Golombek M., Grott M., Hudson T., Johnson C., Kargl G., Kobayashi N., Maki J., Mimoun D., Mocquet A., Morgan P., Panning M., Pike W. T., Tromp J., van Zoest T., Weber R., Wicczorek M., the InSight Team (2013) Insight: A Discovery mission to explore the interior of Mars. In: *Proc. 44th Lunar Planet. Sci. Conf.*, Lunar and Planetary Institute, Houston, p. 1915
- Bernauer M., Fichtner A., Igel H. (2009) Inferring earth structure from combined measurements of rotational and translational ground motions. *GEOPHYSICS* 74(6):WCD41–WCD47, DOI 10.1190/1.3211110, URL <https://doi.org/10.1190/1.3211110>, <https://doi.org/10.1190/1.3211110>
- BlueSEIS-3A (2016) Blueseis-3a rotational seismometer. In: 4th IWGoRS Meeting
- Brokešová J., Málek J., Evans J. R. (2012) Note: Rotaphone, a new self-calibrated six-degree-of-freedom seismic sensor. *Review of Scientific Instruments* 83(8):086108–086108-3
- CNES (2017) Internal m-icd (mechanical interface control document) of seis instrument of insight mission
- De Raucourt S., Gabsi T., Tanguy N., Mimoun D., Lognonne P., Gagnepain-Beyneix J., Banerdt W., Tillier S., Hurst K. (2012) The VBB SEIS experiment of InSight. In: 39th COSPAR Scientific Assembly, COSPAR Meeting, vol 39, p. 429
- Delage P., Karakostas F., Dhemaied A., Belmokhtar M., Lognonné P., Golombek M., De Laure E., Hurst K., Dupla J.-C., Kedar S., Cui Y. J., Banerdt B. (2017) An Investigation of the Mechanical Properties of Some Martian Regolith Simulants with Respect to the Surface Properties at the InSight Mission Landing Site. *Space Science Reviews* 211:191–213, DOI 10.1007/s11214-017-0339-7
- Golombek M., Kipp D., Warner N., Daubar I. J., Ferguson R., Kirk R., Beyer R., Huertas A., Piqueux S., Putzig N., Campbell B. A., Morgan G. A., Charalambous C., Pike W. T., Gwinner K., Calef F., Kass D., Mischna M., Ashley J., Bloom C., Wigton N., Hare T., Schwartz C., Gengl H., Redmond L., Trautman M., Sweeney J., Grima C., Smith I. B., Sklyanskiy E., Lisano M., Benardini J., Smrekar S., Lognonné P., Banerdt B. (2017) Selection of the InSight landing site. *Space Sci. Rev.* 211:5–95, doi:10.1007/s11214-016-0321-9
- Golombek M., Grott M., Andrade J., Kargl G., Marshall J., Warner N., Maki J., Trebi-Oilennu A., Singer J., Kedar S., Kipp D., Banfield D., Daubar I., Müller N., Piqueux S., Lognonné P., Giardini D., Christensen U., Folkner W., Hauber E., Voigt J., Ansan V., Pike T., Charalambous C., Mimoun D., Murdoch N., Kenda B., Spiga A., Lucas A., Rodriguez S., Teanby N., Lorenz R., Karatekin O., Delage P., Vrettos C., Morgan P., Knapmeyer-Endrun B., Gudkova T., Schmelzbach C. (2018) Geology and physical properties investigation by the InSight lander. *Space Sci. Rev.* 2nd special issue
- Holcomb L. G. (1989) A direct method for calculating instrument noise levels in side-by-side seismometer evaluation. *Open File Rep.* 89-214 89-214, U.S. Geolog. Surv.
- Igel H., Bernauer M., Wassermann J., Schreiber K. U. (2015) *Rotational Seismology: Theory, Instrumentation, Observations, Applications*, Encyclopedia of Complexity and Systems Science, Springer-Verlag New York
- Jaroszewicz L. R., Kurzych A., Krajewski Z., Marć P., Kowalski J. K., Bobra P., Zembaty Z., Sakowicz B., Jankowski R. (2016) Review of the usefulness of various rotational seismometers with laboratory results of fibre-optic ones tested for engineering applications. *Sensors* 16(12)

- Kedar S., Andrade J., Banerdt B., Delage P., Golombek M., Grott M., Hudson T., Kiely A., Knapmeyer M., Knapmeyer-Endrun B., Krause C., Kawamura T., Lognonné P., Pike T., Ruan Y., Spohn T., Teanby N., Tromp J., Wookey J. (2017) Analysis of regolith properties using seismic signals generated by InSight's HP³ penetrator. *Space Sci. Rev.* 211:315–337, doi:10.1007/s11214-017-0391-3
- Lognonné P., Pike W. T. (2015) *Planetary seismometry*. Cambridge University Press
- Lognonné P., Beyneix J. G., Banerdt W. B., Cacho S., Karczewski J. F., Morand M. (1996) Ultra broad band seismology on InterMarsNet. *Planetary and Space Science* 44:1237, DOI 10.1016/S0032-0633(96)00083-9
- Lognonné P., Banerdt B. W., Giardini D., Pike T., Christensen U., Laudet P., de Raucourt S., Zweifel P., Calcutt S., Bierwirth M., Hurst K., Ijpelaan F., Umland J., Roger Llorca R., Larson S., Garcia R., Kedar S., Knapmeyer-Endrun B., Mimoun D., Mocquet A., Panning M., Weber R., Sylvestre-Baron A., Pont G., Verdier N., Kerjean L., Hoffman T., Willis J., Smrekar S., Eberhardt M., Kramer A., Kühne W., Miettinen E.-P., Monecke M., Scheffler J. P., Aicardi C., Brethomé K., Brysbaert C., Carlier T., Desmarres J. M., Faye D., Gonzalez R., Luno L., Mouret J. M., Nonon M., Paillet A., Perez G., Pouilloux B., Rosak A., Savin de Larclause I., Toulemont N., Vella B., Yana C., Delage P., Fayon L., Murdoch N., Widmer-Schmid R. (2018) SEIS: The Seismic Experiment for Internal Structure of InSight. *Space Sci. Rev.* 2nd special issue
- Mimoun D., Murdoch N., Lognonné P., Hurst K., Pike W. T., Hurley J., Nébut T., Banerdt W. B. (2017) The Noise Model of the SEIS Seismometer of the InSight Mission to Mars. *Space Science Reviews* 211:383–428, DOI 10.1007/s11214-017-0409-x
- Myhill R., Teanby N., Wookey J. (2018) Frequency dependence of seismic attenuation and coupling through Mars' regolith: implications for the InSight mission. *Space Sci. Rev.* 2nd special issue
- Nakamura Y., Anderson D. L. (1979) Martian wind activity detected by a seismometer at Viking lander 2 site. *Geophys. Res. Lett.* 6:499–502
- Pavlis G. L., Vernon F. L. (1994) Calibration of seismometers using ground noise. *Bull. Seism. Soc. Am.* 84:1243–1255
- Poulos H. G., Davis E. H. (1974) *Elastic solutions for soil and rock mechanics*. Wiley
- Ringler A. T., Hutt C. R., Evans J. R., Sandoval L. D. (2011) A comparison of seismic instrument noise coherence analysis techniques. *Bull. Seism. Soc. Am.* 101:558–567
- Schmelzbach C., Donner S., Igel H., Sollberger D., Taufiqurrahman T., Bernauer F., Hausler M., Van Renterghem C., Wassermann J., Robertsson J. (2018) Advances in 6-C seismology: applications of combined translational and rotational motion measurements in global and exploration seismology. *GEOPHYSICS* 0(ja):1–58, DOI 10.1190/geo2017-0492.1, URL <https://doi.org/10.1190/geo2017-0492.1>
- Sollberger D., Schmelzbach C., Robertsson J. O. A., Greenhalgh S. A., Nakamura Y., Khan A. (2016) The shallow elastic structure of the lunar crust: New insights from seismic wavefield gradient analysis. *Geophys. Res. Lett.* 43, doi:10.1002/2016GL070883
- Sollberger D., Schmelzbach C., Robertsson J. O. A., Greenhalgh S. A., Nakamura Y., Khan A. (2016) The shallow elastic structure of the lunar crust: New insights from seismic wavefield gradient analysis. *Geophysical Research Letters* 43:10, DOI 10.1002/2016GL070883
- Spudich P., Steck L. K., Hellweg M., Fletcher J. B., Baker L. M. (1995) Transient stresses at Parkfield, California, produced by the M 7.4 Landers earthquake of June 28, 1992: Observations from the UPSAR dense seismograph array. *J. Geophys. Res.* 100:675–690, doi:10.1029/94JB02477
- Teanby N., Stevanović J., Wookey J., Murdoch N., Hurley J., Myhill R., Bowles N. E., Calcutt S. B., Pike W. T. (2017) Seismic coupling of short-period wind noise through Mars' regolith for NASA's InSight lander. *Space Sci. Rev.* 211:485–500, doi:10.1007/s11214-016-0310-z
- Warner N. H., Golombek M. P., Sweeney J., Ferguson R., Kirk R., Schwartz C. (2017) Near surface stratigraphy and regolith production in southwestern Elysium Planitia, Mars: Implications of Hesperian-Amazonian terrains and the InSight lander mission. *Space Sci. Rev.* 211:147–190, doi:10.1007/s11214-017-0352-x

ANNEXE B : CONTRIBUTION À L'ARTICLE
PUBLIÉ DE M. GOLOMBEK SUR LES PRO-
PRIÉTÉS DU SOL MARTIEN

Geology and Physical Properties Investigations by the InSight Lander

M. Golombek¹ · M. Grott² · G. Kargl³ · J. Andrade⁴ · J. Marshall⁴ · N. Warner⁵ ·
N.A. Teanby⁶ · V. Ansan⁷ · E. Hauber² · J. Voigt² · R. Lichtenheldt⁸ ·
B. Knapmeyer-Endrun⁹ · I.J. Daubar¹ · D. Kipp¹ · N. Muller¹ · P. Lognonné¹⁰ ·
C. Schmelzbach¹¹ · D. Banfield¹² · A. Trebi-Ollennu¹ · J. Maki¹ · S. Kedar¹ ·
D. Mimoun¹³ · N. Murdoch¹³ · S. Piqueux¹ · P. Delage¹⁴ · W.T. Pike¹⁵ ·
C. Charalambous¹⁵ · R. Lorenz¹⁶ · L. Fayon¹⁰ · A. Lucas¹⁰ · S. Rodriguez¹⁰ ·
P. Morgan¹⁷ · A. Spiga^{18,19} · M. Panning¹ · T. Spohn² · S. Smrekar¹ · T. Gudkova²⁰ ·
R. Garcia¹³ · D. Giardini¹¹ · U. Christensen⁹ · T. Nicollier¹¹ · D. Sollberger¹¹ ·
J. Robertsson¹¹ · K. Ali¹ · B. Kenda¹⁰ · W.B. Banerdt¹

Received: 25 January 2018 / Accepted: 25 May 2018
© Springer Nature B.V. 2018

Abstract Although not the prime focus of the InSight mission, the near-surface geology and physical properties investigations provide critical information for both placing the instruments (seismometer and heat flow probe with mole) on the surface and for understanding the

The InSight Mission to Mars II
Edited by William B. Banerdt and Christopher T. Russell

✉ M. Golombek
mgolombek@jpl.nasa.gov

- ¹ Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91109, USA
- ² DLR, Institute of Planetary Research, Berlin, Germany
- ³ Space Research Institute, Austrian Academy of Sciences, Graz, Austria
- ⁴ Mechanical and Civil Engineering, California Institute of Technology, Pasadena, CA, USA
- ⁵ SUNY Geneseo, Geneseo, NY, USA
- ⁶ School of Earth Sciences, University of Bristol, Wills Memorial Building, Queens Road, Bristol, BS8 1RJ, UK
- ⁷ Laboratoire de Planétologie et Géodynamique, CNRS URM6112, Université de Nantes, Nantes, France
- ⁸ DLR, Institute of System Dynamics and Control, Oberpfaffenhofen, Germany
- ⁹ Max Planck Institute for Solar System Research, Göttingen, Germany
- ¹⁰ Institut de Physique du Globe de Paris, Paris, France
- ¹¹ ETH Swiss Federal Institute of Technology, Zurich, Switzerland
- ¹² Cornell Center for Astrophysics and Planetary Science, Cornell University, 420 Space Sciences, Ithaca, NY, 14853, USA
- ¹³ Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE-SUPAERO), Université de Toulouse, 31400 Toulouse, France

nature of the shallow subsurface and its effect on recorded seismic waves. Two color cameras on the lander will obtain multiple stereo images of the surface and its interaction with the spacecraft. Images will be used to identify the geologic materials and features present, quantify their areal coverage, help determine the basic geologic evolution of the area, and provide ground truth for orbital remote sensing data. A radiometer will measure the hourly temperature of the surface in two spots, which will determine the thermal inertia of the surface materials present and their particle size and/or cohesion. Continuous measurements of wind speed and direction offer a unique opportunity to correlate dust devils and high winds with eolian changes imaged at the surface and to determine the threshold friction wind stress for grain motion on Mars. During the first two weeks after landing, these investigations will support the selection of instrument placement locations that are relatively smooth, flat, free of small rocks and load bearing. Soil mechanics parameters and elastic properties of near surface materials will be determined from mole penetration and thermal conductivity measurements from the surface to 3–5 m depth, the measurement of seismic waves during mole hammering, passive monitoring of seismic waves, and experiments with the arm and scoop of the lander (indentations, scraping and trenching). These investigations will determine and test the presence and mechanical properties of the expected 3–17 m thick fragmented regolith (and underlying fractured material) built up by impact and eolian processes on top of Hesperian lava flows and determine its seismic properties for the seismic investigation of Mars' interior.

Keywords InSight · Mars · Geology · Physical properties · Surface materials

1 Introduction

The InSight (**I**nterior **E**xploration using **S**eismic **I**vestigations, **G**eodesy and **H**eat **T**ransport) mission is a Discovery Program lander to investigate the internal structure of Mars and the differentiation of the terrestrial planets (Banerdt et al. 2018). The spacecraft carries a seismometer (SEIS, Lognonné et al. 2018) with a Wind and Thermal Shield (WTS), heat flow probe (Heat Flow and Physical Properties Package, HP³, Spohn et al. 2018) and a precision tracking system (Rotation and Interior Structure Experiment, RISE, Folkner et al. 2018) to measure the size and state of the core, mantle and crust. The lander is designed to operate on the surface for one Mars year after landing (November 2018), listening for marsquakes and impacts, measuring heat flow (including the sub-surface and surface temperature), and tracking the precession and nutation of the spin axis. The spacecraft is based on the Phoenix (PHX) lander and consists of a cruise stage, aeroshell, and backshell. It will land on smooth plains below –2.5 km elevation (for entry, descent and landing)

¹⁴ École des Ponts Paris Tech, Paris, France

¹⁵ Imperial College, London, UK

¹⁶ Applied Physics Lab, Johns Hopkins University, Baltimore, MD, USA

¹⁷ Colorado School of Mines, Golden, CO, USA

¹⁸ Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD/IPSL), Sorbonne Université, Centre National de la Recherche Scientifique, École Normale Supérieure, École Polytechnique, Paris, France

¹⁹ Institut Universitaire de France, Paris, France

²⁰ Schmidt Institute of Physics of the Earth, Moscow, Russia

model of the landing site and provide additional information on P- and S-wave velocities and shallow subsurface layering. If some initial constraints (e.g., from laboratory velocity measurements), orbital regolith thickness mapping (see Sect. 3.4), or analysis of HP³ seismic signals (Kedar et al. 2017) are available, Rayleigh wave ellipticity inversion can supply information on the thickness and velocities of the sub-regolith layer (Knapmeyer-Endrun et al. 2017). Furthermore, the data can potentially distinguish between a constant velocity in the regolith and a velocity that increases with depth (Knapmeyer-Endrun et al. 2017).

The mechanical noise of the lander, transmitted through the ground to the seismometer (Murdoch et al. 2017b), may provide an additional method for determination of the ground physical properties through passive monitoring. As the frequencies of the lander resonances will be related to the ground stiffness under the lander feet, the most promising method for this is likely to be through identification of the frequencies of these resonances. Although many of the lander resonance frequencies are far above the VBB bandwidth (by design), and many are even above the SP bandwidth, some resonant frequencies may still be observable within the limits of the instrument sampling frequency.

On a global scale, the cut-off frequency of spectra of impact recordings, i.e. the frequency where a sloping asymptote of the acceleration spectral density at low frequencies changes to a flat plateau at high frequencies, can be used to approximate regolith thickness and porosity at an impact site, as it is inversely proportional to the impact shock wave radiation in the regolith. The method has been demonstrated for Apollo lunar data by Gudkova et al. (2011, 2015), and application to SEIS would allow gathering information on regolith properties and their variability away from the landing site (e.g., Daubar et al. 2018).

5.4.2 Elastic properties from LVL Stiffness

Both sensors of the SEIS instrument (VBBs and SPs) are mounted on the mechanical leveling system (LVL), whose feet are in contact with the martian surface. The length of the three LVL legs can be adjusted independently to level the SEIS sensors at ground tilts of up to $\sim 15^\circ$. During qualification tests, horizontal resonances of the LVL were observed at frequencies between 35 and 50 Hz, depending on the LVL configuration (Fayon et al. 2018). The resonance frequencies depend on the length of each of the LVL legs, but also on the mechanical coupling between the feet and the ground. The LVL resonance frequencies observed on Mars may thus provide additional information on the physical properties of the top-most $\sim 2\text{--}3$ cm of soil at the InSight landing site.

To interpret the LVL's structural resonances, a simplified analytical structural model of the LVL has been developed (Fayon et al. 2018). This model can reproduce the LVL's mechanical behavior (i.e., its resonance frequencies and transfer function), and can be used to infer the strength of the coupling with the ground by fitting the observed resonances. The modeling approach is based on a study that detects and compensates for inconsistent coupling conditions during seismic acquisition with geophones (Bagaini and Barajas-Olalde 2007). Four main structural elements characterize the LVL model: one platform and three legs. The mechanical links between the different elements are modeled as springs with strengths derived from mechanical tests. The parameter of interest, the foot-ground coupling, is described by two variables k_v^g and k_h^g , which indicate the stiffness of the vertical and horizontal elastic forces between the feet and the ground. Tests have shown that this model can correctly describe the eigenmodes and the transfer function of the structure. Its sensitivity to different model parameters has been studied by changing various parameters such as the mass of the platform, the length of each leg, the stiffness of the springs, the torque between the ground and the legs, and the attenuation coefficient, Q , of the elastic forces between the legs and the ground.

Simulations with different configurations consistently show that only two of the 21 possible vibrational modes of the LVL (resonances and displacements of the structure) have frequencies within the range covered by the SEIS sensors (Fayon et al. 2018). These two modes correspond to horizontal translations of the platform in X- and Y-direction, respectively, in agreement with the LVL resonances observed in qualification tests. The simulations also show that SEIS, including the LVL and its legs, can be assumed to be perfectly rigid within the frequency band covered by the seismometers, and that the internal mechanical links (i.e., the stiffness of the springs between the platform and the legs in the model) do not affect the resonance frequencies. In contrast, the parameters k_h^g and C_h^g , related to the horizontal elastic force and torque between the feet and the ground, respectively, control the horizontal resonances at frequencies below 50 Hz (i.e., within the range covered by SEIS at its highest acquisition rate of 100 Hz). The link between these two parameters and the regolith's physical properties (Poisson ratio, ν , and Young's modulus, E) can be analytically expressed for the case of a simple circular plate with radius a on a semi-infinite mass (Poulos and Davis 1974):

$$k_h^g = \frac{16(1-\nu)Ea}{(7-8\nu)(1+\nu)} \quad (4)$$

$$C_h^g = \frac{4Ea^3}{3(1-\nu^2)} \quad (5)$$

However, the presence of cones on the LVL feet complicates the direct application of these equations. More complete expressions for feet with cones will be derived from additional experiments to invert the LVL's resonance frequencies measured on Mars in terms of physical properties of the regolith (Fayon et al. 2018).

5.5 Physical Properties from HP³-SEIS Hammering

The InSight team has developed a variety of algorithms summarized in Kedar et al. (2017) to use the multitude of HP³ hammer strokes to extract the elastic physical properties of the shallow subsurface: P-, and S-wave velocities, Q , as well as the thickness of the regolith layer and possibly even of the shallowest bedrock units. An adapted seismic-data acquisition combining the SP signals in the 50–100 Hz frequency band with the VBB recordings at frequencies below 50 Hz will allow increasing the temporal resolution of the SEIS data measured during the HP³ experiment (Lognonné et al. 2018). The processing of the HP³ seismic signals will involve the analysis of the travel-times and amplitudes of the recorded seismic arrivals. As discussed in Kedar et al. (2017), the travel-times of the observed first P- and S-wave phases should enable the determination of the local P- and S-wave velocities at the mole location. The analysis of direct and reflected wave amplitudes and full-waveform inversion may allow increasing the resolution of the seismic velocity structure to depths below the maximum penetration depth of the mole as well as the extraction of seismic attenuation.

The geometry of the HP³ experiment with the seismic source (mole) at depth and the receiver located at the surface closely resembles a reverse vertical-seismic profiling (reverse VSP) experiment. Established active seismic-exploration processing techniques can be used to isolate reflections and transform the reflection information into subsurface images (Hardage 2000). Figure 16 displays the resultant P-wave seismic-reflection image from processing simulated SEIS recordings for the HP³ experiment. A layered near-surface velocity, density and attenuation (Q) model including interfaces at 5 m marking the transition from relatively fine-grained regolith to coarse ejecta, at 11 m to fractured basalt, and at 24 m

ANNEXE C : SIMULATIONS SUR OPTOCAD

Premières simulations

Le logiciel OptoCAD permet de simuler un système optique numériquement et de calculer ses paramètres. La cavité Fabry-Perot suivante est donc dans un premier temps implémentée :

-Longueur de cavité = 20 mm

-Coupleur d'entrée (miroir courbe) :

Diamètre = 1/2"

Rayon de courbure = 10 cm

Epaisseur = 6 mm

Transmission/Réflexion de la face courbe = 1/99 %

Transmission/Réflexion de la face d'entrée cavité = 100/0 %

-Miroir plan :

Diamètre = 1/2"

Epaisseur = 6 mm

Transmission/Réflexion de la face du miroir = 1/99 %

Absorption totale sur la face arrière

-PDH :

Fréquence de modulation = 80 MHz

Profondeur de modulation = 0,5 rad

-Laser incident :

Longueur d'onde = 1542 nm

Puissance = 1 mW

Les données concernant le coupleur d'entrée (miroir courbe) et le miroir plan sont prises sur leurs fiches techniques respectives. Attention, les calculs décrits ici ont été réalisés au tout premier stade de l'étude et donc avec des données obsolètes concernant la cavité et les miroirs utilisés. Les miroirs ont été remplacés par la suite et la taille de la cavité est légèrement différente après montage.

Plusieurs simulations avec le logiciel ont été effectuées en changeant les paramètres d'entrées dans le but d'obtenir une cavité résonante avec les données définies plus haut. Les paramètres suivants ont ainsi été déterminés :

Paramètres du faisceau gaussien entrant pour un couplage parfait :

ANNEXE C : Simulations sur OptoCAD

Waist minimal située à $z = 22,3$ mm après la face interne du miroir d'entrée
Rayon de waist minimal = 0,125 mm

Paramètres du faisceau résonant dans la cavité (pour un couplage parfait) :

Taille minimal de waist sur le miroir plan (en $z=20$ mm)

Rayon de waist minimal = 0,14 mm

Finesse = 312,6

Bande passante = 23,98 MHz

Séparation des modes dans la cavité = 1,101 GHz

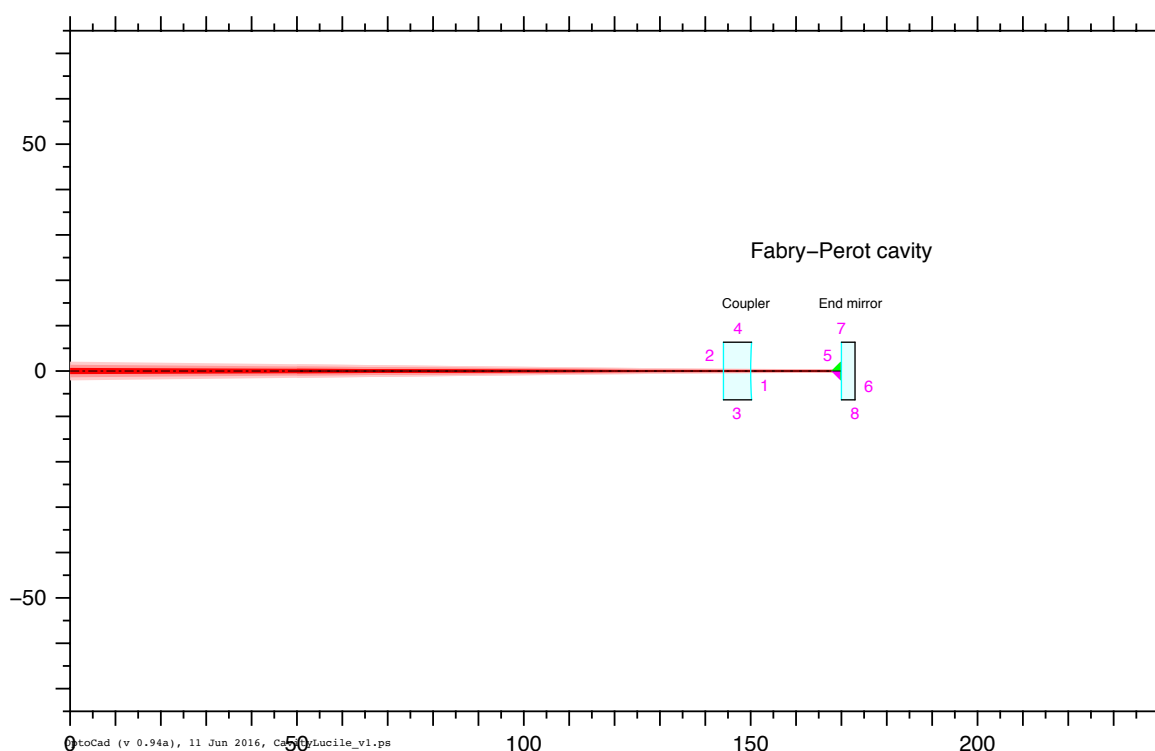


FIGURE 1 – Représentation graphique du système simulé sur le logiciel OptoCAD.

Simulations du montage final

Ici sont listés les paramètres utilisés pour les simulations OptoCAD et FINESSE réalisées pour la cavité finale montée en salle blanche.

Après mesure très précise en salle blanche, la longueur exacte de la cavité s'est avérée être de 21,8 mm. De plus, le laser utilisé pour l'expérience a une longueur d'onde de 1542 nm et est réglé sur une puissance d'entrée de 10 mW. Lorsque le faisceau ressort de la cavité, sa puissance doit être proche de 1 mW. Ces valeurs sont utilisées pour les simulations OptoCAD et FINESSE.

Ensuite, les caractéristiques des deux miroirs de la cavité optique sont considérées :

Miroir courbe d'entrée :

Diamètre = 1/2"

Rayon de courbure = 10 cm

Epaisseur = 6,35 mm

Transmission/reflexion de la face courbe T/R = 14,87/85,13 % (mesures du LMA ¹)

Transmission totale de la face d'entrée = 100/0 %

Substrat : Silice fondue Corning C7980 (n=1,4441 à 1542 nm)

Miroir plan :

Diamètre = 1/2"

Epaisseur = 3,175 mm

Transmission/reflexion de la face miroir T/R = 14,87/85,13 % (mesures du LMA)

Absorption totale sur la face arrière

Substrat : Silice fondue Corning C7980 (n=1,4441 à 1542 nm)

La lentille insérée entre le collimateur et le miroir courbe d'entrée de la cavité doit aussi être ajoutée dans la simulation. Pour cela, ses paramètres techniques listés ci-dessous sont utilisés :

Diamètre = 1/2"

Modèle Thorlabs LC1054-C

Focale f = -50 mm

Lentille plano-convexe

Epaisseur = 4,7 mm au bord et 3,0 mm au centre

Rayon de courbure = 12,9 mm

Face plane placée du côté de la cavité

Distance lentille - miroir courbe (surface à surface) = 28,75 mm

Substrat : Schott N-BK7 (n=1,50075 à 1542 nm)

Traitement AR type C : R<0,5 % (0,1 % typique à 1550 nm)

Evidemment, les caractéristiques techniques concernant le collimateur sont également considérées pour les simulations :

Collimateur Thorlabs PAF-X-7-C

Focale équivalente f = 7,5 mm

Diamètre de champ d'entrée à 1550 nm avec une fibre SMF-28e = 10,4 μm

Diamètre du waist en sortie à 1550 nm = 1,42 mm

Distance max du waist à 1550 nm = 521 mm

Substrat de la lentille sphérique : H-LAK54 (n=1,70887 à 1542 nm)

Traitement AR type C : R<0,5% (0,1% typique à 1550 nm)

Rayon de courbure de la surface 1 = -94,7 mm

Rayon de courbure de la surface 2 = -5,15 mm

Distance entre le collimateur (surface avant sa propre lentille) et la lentille du montage (1^{re} surface) = 60 mm

1. Laboratoire en charge du revêtement de haute réflectivité des miroirs utilisés pour cette expérience.

ANNEXE C : Simulations sur OptoCAD

La fibre optique utilisée dans le montage a aussi son importance et ses paramètres sont les suivants :

Fibre FC/APC

Circulateur SM1550 (gaine de 900 μm)

ANNEXE D : CONDITIONS DE SIMULATIONS POUR CHOIX DES MIROIRS

Paramètres du faisceau résonant dans la cavité (pour un couplage parfait) :

- Taille minimale de waist sur le miroir plan (en $z=20$ mm)
- Rayon du waist minimal = 0,14 mm
- ISL = 7,495 GHz
- F = 103,1
- $-\Delta f = 72,67$ MHz
- Séparation des modes dans la cavité = 1,101 GHz
- Coefficients de réflexion R = 75, 85, 90, 95, 97 et 99 %

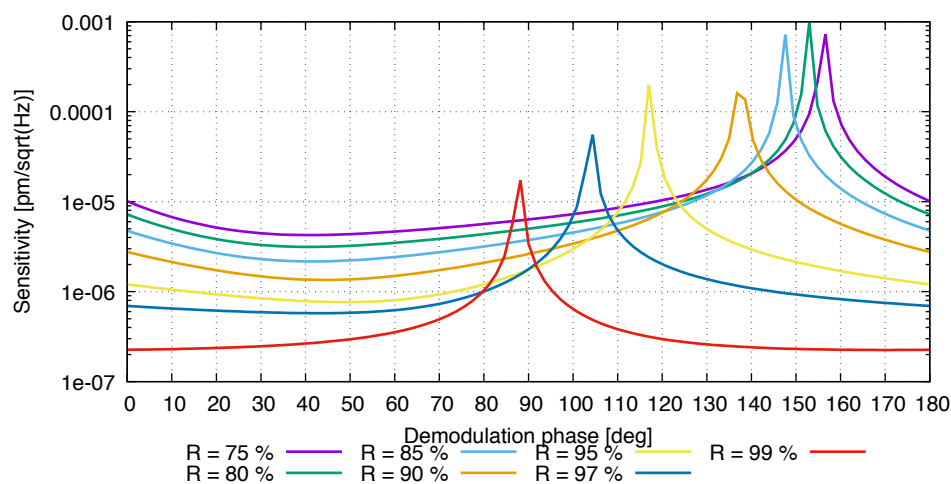


FIGURE 1 – Sensibilité de la cavité en fonction de la phase de démodulation (en degré) et de la réflectivité des miroirs.

La Figure 1 permet d'identifier les valeurs optimales de phase de démodulation :

- 75% : ~40°
- 80% : ~40°
- 85% : ~40°
- 90% : ~45°
- 95% : ~50°

ANNEXE D : Conditions de simulations pour choix des miroirs

-97% : $\sim 45^\circ$

-99% : $\sim 0^\circ$

Considérant les valeurs optimales de démodulation, la sensibilité au tilt du miroir plan est tracée :

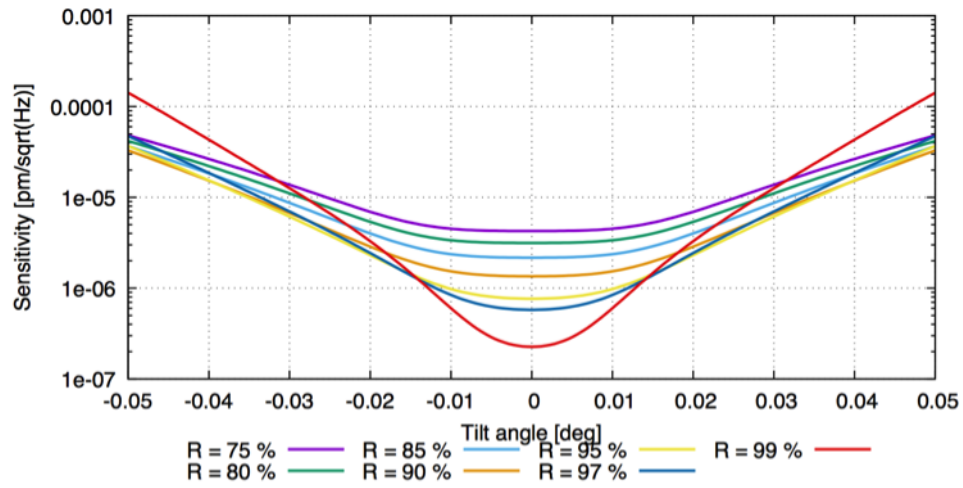


FIGURE 2 – Sensibilité de la cavité en fonction de l'angle de tilt du miroir plan et de la réflectivité des miroirs.

ANNEXE E : DESIGN DE LA CAVITÉ MÉCANIQUE

Cahier des charges

Le cahier des charges mis en place pour définir le design de la cavité mécanique est le suivant :

Fonction de service	Critère d'appréciation	Niveaux d'acceptation	Flexibilité
FP1 : Maintenir les miroirs en position	Déplacement longitudinal	0.05mm	Faible
	Battement	1°	Faible
	Coaxialité	0.1mm	Faible
FC1 : Intégrer les miroirs	Caractéristiques mécaniques	Diam 12.7mm Epaisseur 6.8 ou 6mm	Nulle
FS1 : Résister au milieu ambiant	Variations de pression	0 à 1013 hPa	Moyenne
	Variations thermiques	1°/heure	Haute
	Accélérations	1G	Faible
	Vibrations	0.01 à 10 Hz	Faible
FS2 : S'adapter à l'expérience déjà réalisée	Caractéristiques d'Encombrement	60mmL	Moyenne
	Coaxialité avec supports	5mm	Moyenne
	Caractéristiques mécaniques	Interface de fixation	Faible
FC2 : permettre le passage du flux optique	Diamètre de la cavité	10mm	moyenne

FIGURE 1 – Cahier des charges de la cavité mécanique.

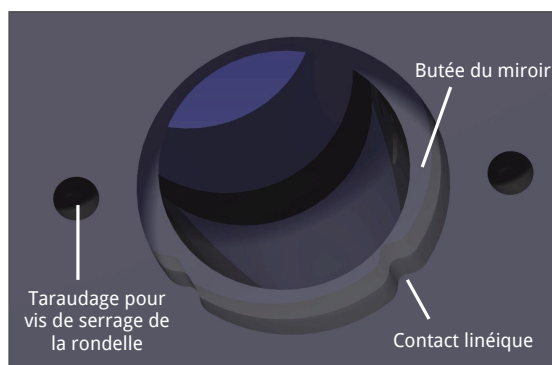
Caractéristiques propres à l'Invar

Les caractéristiques techniques du matériau choisi, l'Invar, sont les suivantes :

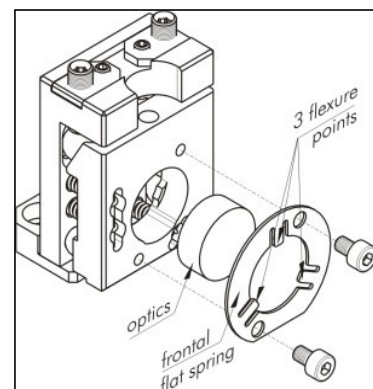
Module de Young	140-150 GPa
Module de cisaillement	57 GPa
Dureté Brinell	160
Coefficient de Poisson	0,22807
Limite à la rupture	450-590 MPa
Densité	8,125
Coefficient de dilatation linéaire (20-90 °C)	$1,2-2 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$
Conductibilité thermique (à 23 °C)	$13 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$
Chaleur spécifique (à 23 °C)	$515 \text{ JK}^{-1}\text{kg}^{-1}$

Mise en place des miroirs concaves

Concernant l'installation des miroirs concaves dans la cavité mécanique, un positionnement par "vé" et "appui plan" a été choisi. Ce dernier est réalisé via un épaulement dans le corps de la cavité tandis que le "vé" est fait via deux contacts linéiques. Pour maintenir le miroir en position et afin de minimiser les déformations dues au serrage, des rondelles serrées par des vis sont utilisées. Ce système déjà existant dans le commerce (matériel optomécanique de la société Standa) est facile à mettre en place et n'exercera qu'une force minimale sur les miroirs.



(a)

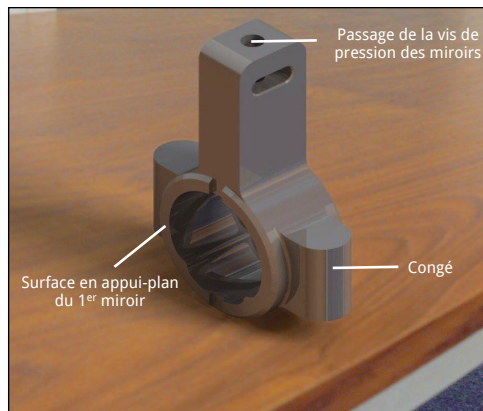


(b)

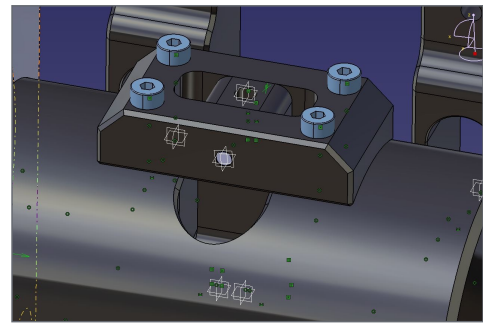
FIGURE 2 – A gauche, système de positionnement d'un miroir concave dans la cavité et à droite, système déjà commercialisé de serrage par rondelle.

Mise en place des miroirs plans

Les deux miroirs centraux sont insérés dans une pièce en Invar fendue en son centre. La mise en position des deux miroirs est assurée par un épaulement (tout comme pour les miroirs concaves extérieurs) à l'intérieur de la pièce, et son maintien en position est effectué par une vis de pression sans tête à bout nylon (pour limiter les contraintes sur le miroir) arrivant par le dessus des miroirs. Un trou oblong fraisé dans la cavité permet l'insertion de la pièce jusqu'à l'axe optique. Ce trou oblong est également utilisé comme surface d'appui afin de garantir au mieux les contraintes de rigidité et de battement pour la cavité. En effet, les parois du trou oblong à l'intérieur de la cavité sont utilisées comme "appui plan" avec le congé réalisé sur la pièce centrale pour assurer un guidage précis. Cette pièce est indexée par une goupille dans un support venant se fixer par 4 vis au-dessus de la cavité. Ce support épouse parfaitement la forme de la cavité.



(a)



(b)

FIGURE 3 – A gauche : pièce centrale contenant les miroirs plans. A droite : support de fixation au-dessus de la cavité, maintenant en place la pièce au centre de l'ensemble.

ANNEXE F : RÉALISATION DES AMPLIFICATEURS DE PHOTODIODES

Il existe plusieurs caractéristiques importantes à considérer lors du développement d'un circuit d'amplification de photodiode pour travailler avec un bon rapport signal sur bruit : la bande passante, la tension d'entrée, le bruit de tension d'entrée, le courant de biais, le courant d'entrée et le bruit de courant d'entrée.

Les 5 photodiodes du montage sont toutes les mêmes : PD-InGaAs-2-PDL (Figure 1). Par contre, trois d'entre-elles sont censées fonctionner à basse fréquence (photodiodes dites "lentes"), et deux à haute fréquence (photodiodes dites "rapides").

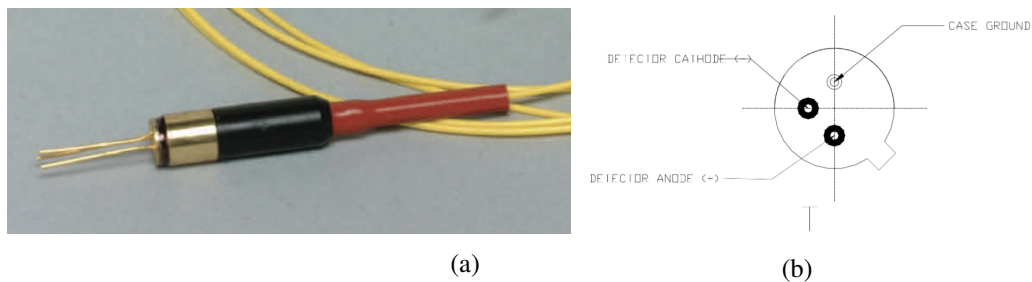


FIGURE 1 – Photographie d'une PD-InGaAs-2-PDL en bout de fibre optique (a) et schéma de ses connecteurs (b).

Ampli pour photodiode lente

L'amplificateur opérationnel utilisé pour les photodiodes lentes est un LT1056. Le montage transimpédance choisi pour le circuit d'amplification est présenté sur la Figure 2. Ce circuit a été câblé par nos soins.

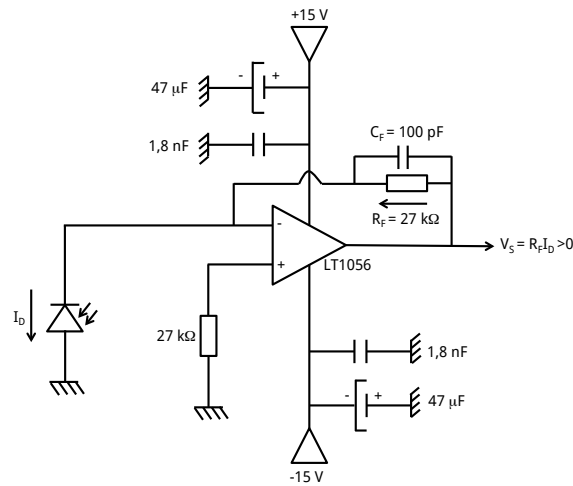


FIGURE 2 – Circuit électronique de l’amplificateur utilisé pour la lecture de la tension des photodiodes dites "lente".

Ampli pour photodiode rapide

L’amplificateur opérationnel utilisé pour les photodiodes rapides est un LMH6624. Le schéma du circuit est donné sur la Figure 3 et celui-ci a été câblé par un électronicien spécialisé.

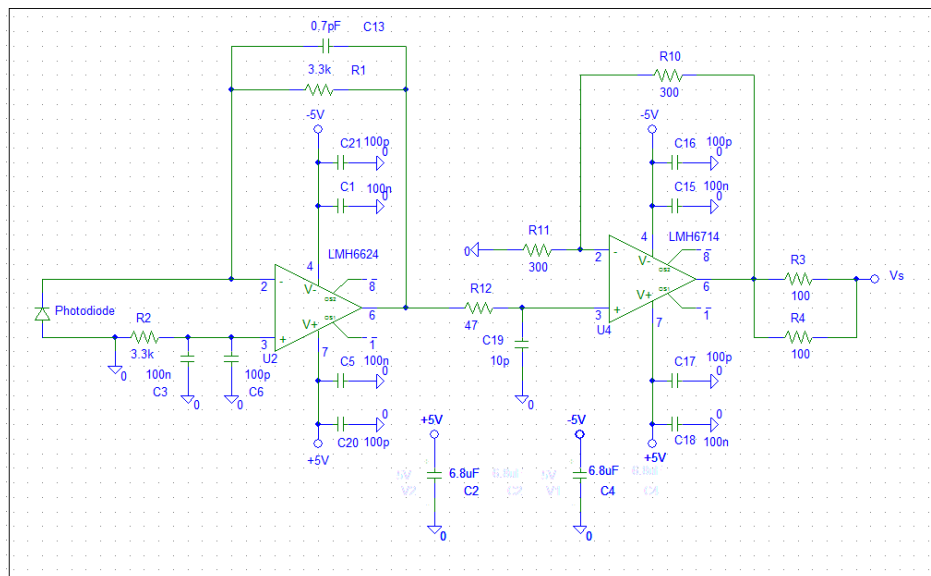


FIGURE 3 – Circuit électronique de l’amplificateur utilisé pour la lecture de la tension des photodiodes dites "rapides".

Attention, pour une utilisation à haute fréquence, la quantité de fils électroniques doit être la plus faible possible afin de minimiser le bruit. Les fils reliant la photodiode au circuit ont été coupés au plus court et ceux reliant le circuit aux connecteurs de l’oscilloscope ont été torsadés (ce tressage est visible sur la Figure 4).

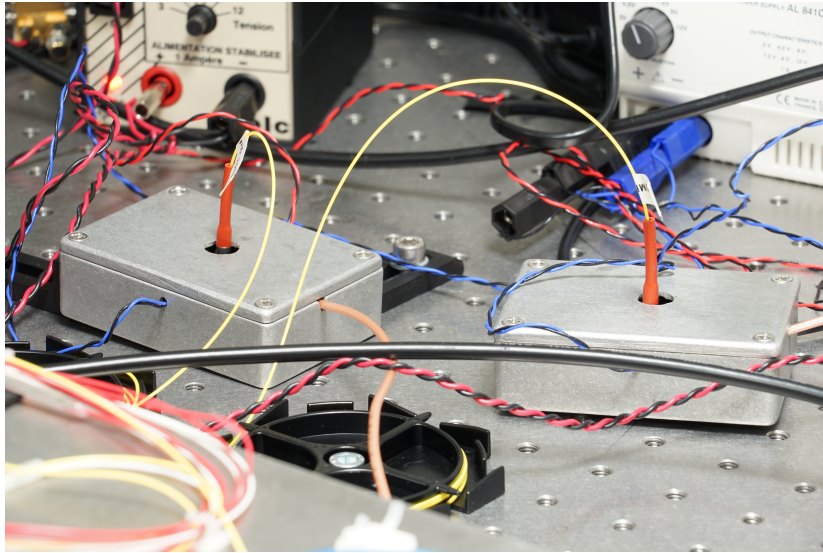


FIGURE 4 – Photographie des deux boîtiers de photodiodes rapides.

ANNEXE G : DOCUMENTATION TECHNIQUE DU LASER

Caractéristique du piezo :

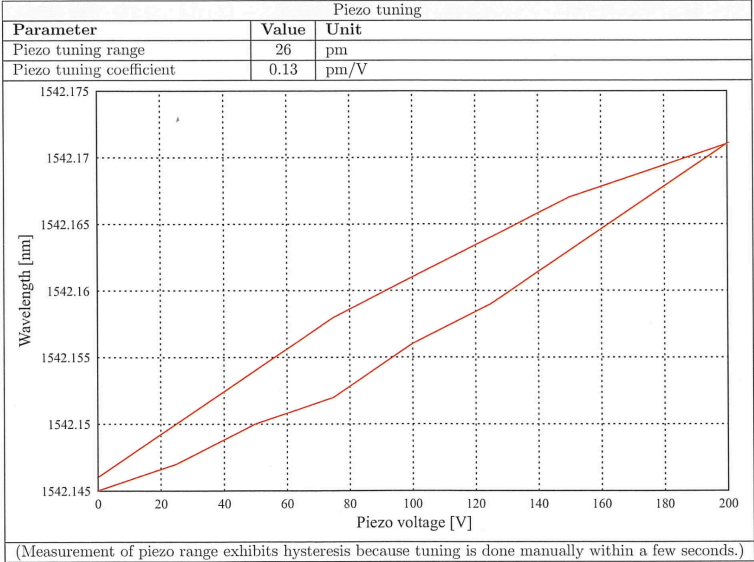


FIGURE 1 – Courbe issue de la documentation technique du Laser.

Caractéristique en température du résonateur :

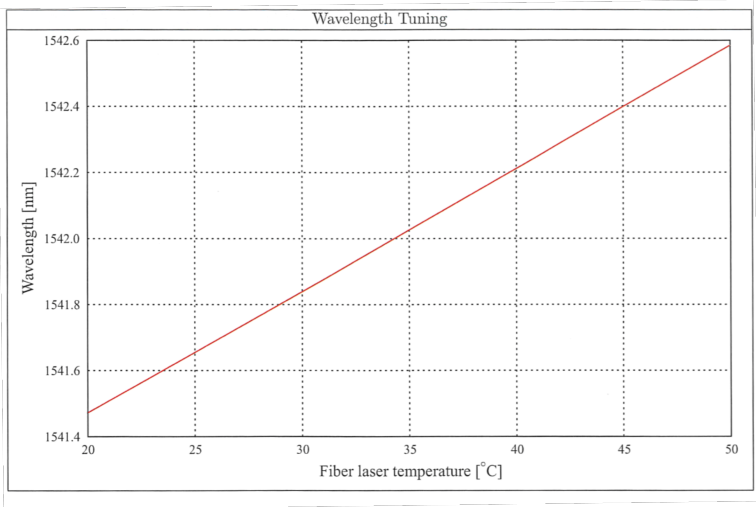


FIGURE 2 – Courbe issue de la documentation technique du Laser.

BIBLIOGRAPHIE

- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2016, *Physical Review Letters*, 116, 061102
- Accadia, T., Acernese, F., Antonucci, F., et al. 2011, *Classical and Quantum Gravity*, 28, 114002
- Acernese, F., Agathos, M., Agatsuma, K., et al. 2015, *Classical and Quantum Gravity*, 32, 024001
- Aki, K. & Richards, P. E. 1980, *Acoustical Society of America Journal*, 68, 1546
- Amaro-Seoane, P., Aoudia, S., Babak, S., et al. 2012, *Classical and Quantum Gravity*, 29, 124016
- Anderson, D. L., Miller, W. F., Latham, G. V., et al. 1977, *J. Geophys. Res.*, 82, 4524
- Arvidson, R. E., Bonitz, R. G., Robinson, M. L., et al. 2009, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 114, E00E02
- Bagini, C. & Brajas-Olalde, C. 2007, *Geophys. Prosp.*, 55, 39
- Banerdt, B., Chicarro, A. F., Coradini, M., et al. 1996, INTERMARSNET. Report on the phase A study.
- Banerdt, W. B., Smrekar, S., Hurst, K., et al. 2013, in *Proc. 44th Lunar Planet. Sci. Conf. (Houston : Lunar and Planetary Institute)*, 1915
- Bernauer, M., Fichtner, A., & Igel, H. 2009, *GEOPHYSICS*, 74, WCD41
- Black, E. D. 2001, *American Journal of Physics*, 69, 79
- Boynton, W. V., Feldman, W. C., Mitrofanov, I. G., et al. 2004, *Space Science Reviews*, 110, 37
- Braginsky, V. B., Gorodetsky, M. L., & Vyatchanin, S. P. 1999, *Physics Letters A*, 264, 1
- Braginsky, V. B., Gorodetsky, M. L., & Vyatchanin, S. P. 2000, *Physics Letters A*, 271, 303
- Brokešová, J. & Málek, J. 2010, *Review of Scientific Instruments*, 81, 084501
- Brokešová, J. & Málek, J. 2015, *Journal of Seismology*, 19, 491
- Brokešová, J., Málek, J., & Evans, J. R. 2012, *Review of Scientific Instruments*, 83, 086108
- Busnel, R. G. & Fish, J. F. 2013, *Animal Sonar Systems (Plenum Press)*
- Cerdonio, M., Conti, L., Heidmann, A., & Pinard, M. 2001, *Physical Review D*, 63, 082003

Bibliographie

- Chawah, P., Chéry, J., Boudin, F., et al. 2015, *Geophysical Journal International*, 203, 1026
- Chery, J., Boudin, F., Cattoen, M., et al. 2011, *AGU Fall Meeting Abstracts*
- Chicarro, A. F. 1991, *MARSNET : Assessment Study Report*.
- Chicarro, A. F. 1993, *MARSNET. Report on the phase A study*.
- Collette, C., Janssens, S., Fernandez-Carmona, P., et al. 2012, *The Bulletin of the Seismological Society of America*, 102, 1289
- Dehant, V., Lognonné, P., & Sotin, C. 2004, *Planetary and Space Science*, 52, 977
- Delage, P., Karakostas, F., Dhemaied, A., et al. 2017, *Space Science Reviews*, 211, 191
- Drever, R. W. P., Hall, J. L., Kowalski, F. V., et al. 1983, *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 31, 97
- Dziewonski, A. M. & Anderson, D. L. 1981, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 25, 297
- Einstein, A. 1916, *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, Seite 688-696.
- Einstein, A. 1918, *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, Seite 154-167.
- Elachi, C., Wall, S., Allison, M., et al. 2005, *Science*, 308, 970
- Esposito, L. W. 1984, *Science*, 223, 1072
- Ewing, J. A. 1884, *Nature*, 30, 174
- Fayon, L., Knapmeyer-Endrun, B., Lognonné, P., et al. 2018, *Space Sci. Rev.*, 2nd special issue
- Fouqué, F. 1888, *Les tremblements de Terre (Librairie J.-B. Bailliere et Fils)*
- Freise, A., Heinzl, G., Lück, H., et al. 2004, *Classical and Quantum Gravity*, 21, S1067
- Garcia, R. F., Gagnepain-Beyneix, J., Chevrot, S., & Lognonné, P. 2011, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 188, 96
- Gardner, D. L., Hofler, T., Baker, S. R., Yarber, R. K., & Garrett, S. L. 1987, *Journal of Light-wave Technology*, 5
- Gaulme, P., Schmider, F.-X., Gay, J., Guillot, T., & Jacob, C. 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 531, A104
- Giganti, J. J., Larson, J. V., Richard, J. P., Tobias, R. L., & Weber, J. 1977, *Lunar surface gravimeter experiment*, Tech. rep.
- Golombek, M., Kipp, D., Warner, N., et al. 2017, *Space Sci. Rev.*, 211, 5, doi :10.1007/s11214-016-0321-9
- Grotzinger, J. P., Crisp, J., Vasavada, A. R., et al. 2012, *Space Science Reviews*, 170, 5

- Gudkova, T. V. & Zharkov, V. N. 2004, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 142, 1
- Guillot, T. 2005, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 33, 493
- Hanel, R., Conrath, B., Herath, L., Kunde, V., & Pirraglia, J. 1981, *Journal of Geophysical Research*, 86, 8705
- Hanel, R. A., Conrath, B. J., Kunde, V. G., Pearl, J. C., & Pirraglia, J. A. 1983, *Icarus*, 53, 262
- Harri, A.-M., Marsal, O., Lognonne, P., et al. 1999, *Advances in Space Research*, 23, 1915
- Harry, G. M. & LIGO Scientific Collaboration. 2010, *Classical and Quantum Gravity*, 27, 084006
- Hartmann, W. K. & Davis, D. R. 1975, *Icarus*, 24, 504
- Helled, R., Anderson, J. D., Schubert, G., & Stevenson, D. J. 2011, *Icarus*, 216, 440
- Hood, L. L., Mitchell, D. L., Lin, R. P., Acuna, M. H., & Binder, A. B. 1999, *Geophysical Research Letters*, 26, 2327
- Howett, C. J. A., Spencer, J. R., Pearl, J., & Segura, M. 2011, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 116, E03003
- Igel, H., Bernauer, M., Wassermann, J., & Schreiber, K. U. 2015, *Rotational Seismology : Theory, Instrumentation, Observations, Applications (Encyclopedia of Complexity and Systems Science, Springer-Verlag New York)*
- Igel, H., Cochard, A., Wassermann, J., et al. 2007, *Geophysical Journal International*, 168, 182
- Igel, H., Schreiber, U., Flaws, A., et al. 2005, *Geophysical Research Letters*, 32, L08309
- Kedar, S., Andrade, J., Banerdt, B., et al. 2017, *Space Sci. Rev.*, 211, 315, doi :10.1007/s11214-017-0391-3
- Kenda, B., Lognonné, P., Spiga, A., et al. 2017, *Space Science Reviews*, 211, 501
- Knott, C. G. 1889, *Nature*, 41, 32
- Ksanfomaliti, L. V., Zubkova, V. M., Morozov, N. A., & Petrova, E. V. 1982, *Soviet Astronomy Letters*, 8, 241
- Latham, G., Ewing, M., Dorman, J., et al. 1971, *Science*, 174, 687
- Latham, G., Ewing, M., Dorman, J., et al. 1970, *Science*, 170, 620
- Latham, G., Ewing, M., Press, F., & Sutton, G. 1969, *Science*, 165, 241
- Leer, K., Goetz, W., Chan, M. A., et al. 2011, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 116, E00F18
- Lemoine, F. G., Smith, D. E., Rowlands, D. D., et al. 2001, *Journal of Geophysical Research*, 106, 23359
- Linkin, V., Harri, A.-M., Lipatov, A., et al. 1998, *Planetary and Space Science*, 46, 717

Bibliographie

- Lognonné, P. 2005, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 33, 571
- Lognonné, P., Banerdt, B. W., Giardini, D., et al. 2018, *Space Sci. Rev.*, 2nd special issue
- Lognonné, P., Beyneix, J. G., Banerdt, W. B., et al. 1996, *Planetary and Space Science*, 44, 1237
- Lognonné, P., Giardini, D., Banerdt, B., et al. 2000, *Planetary and Space Science*, 48, 1289
- Lognonné, P. & Johnson, C. L. 2015, *Treatise on Geophysics*
- Lognonné, P., Le Feuvre, M., Johnson, C. L., & Weber, R. C. 2009, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 114, E12003
- Lognonné, P. & Pike, W. T. 2015, Cambridge University Press
- Lognonné, P., Zharkov, V. N., Karczewski, J. F., et al. 1998, *Planetary and Space Science*, 46, 739
- Lognonné, P. & Johnson, C. L. 2007, *Treatise on Geophysics*
- Lorenz, R. & Panning, M. 2017, ArXiv e-prints
- Lorenz, R. D., Kedar, S., Murdoch, N., et al. 2015, *The Bulletin of the Seismological Society of America*, 105, 3015
- Matijevic, J. R., Crisp, J., Bickler, D. B., et al. 1997, *Science*, 278, 1765
- McNamee, J. B., Borderies, N. J., & Sjogren, W. L. 1993, *Journal of Geophysical Research*, 98, 9113
- Miguel, Y., Guillot, T., & Fayon, L. 2016, *Astronomy & Astrophysics*, 596, A114
- Millo, J., Magalhães, D. V., Mandache, C., et al. 2009, *Physical Review A*, 79, 053829
- Mimoun, D., Murdoch, N., Lognonné, P., et al. 2017, *Space Science Reviews*, 211, 383
- Murdoch, N., Mimoun, D., Garcia, R. F., et al. 2017, *Space Science Reviews*, 211, 429
- Nakamura, Y. 1983, *Journal of Geophysical Research*, 88, 677
- Nakamura, Y. & Anderson, D. L. 1979, *Geophys. Res. Lett.*, 6, 499
- Needham, J. 1959, *Science and Civilisation in China*, Vol. 3 (Cambridge University Press)
- Needham, J. 1965, *Science and Civilisation in China*, Vol. 4 (Cambridge University Press)
- Numata, K., Kemery, A., & Camp, J. 2004, *Physical Review Letters*, 93, 250602
- Phillips, R. J., Davis, B. J., Tanaka, K. L., et al. 2011, *Science*, 332, 838
- Phillips, R. J. & Malin, M. C. 1984, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 12, 411
- Picardi, G., Plaut, J. J., Biccari, D., et al. 2005, *Science*, 310, 1925
- Pike, W. T., Slingsby-Smith, Z., & McClean, J. B. 2017, in *LPI Contributions*, Vol. 1989, *Planetary Science Vision 2050 Workshop*, 8184

- Poulos, H. G. & Davis, E. H. 1974, *Elastic solutions for soil and rock mechanics* (Wiley)
- Pound, R. V. 1946, *Review of Scientific Instruments*, 17, 490
- Price, M. & Suppe, J. 1994, *Nature*, 372, 756
- Romanowicz, B. & Dziewonski, A. M. 2007, *Treatise on Geophysics*, Vol. 1 (Elsevier)
- Sawareski, E. F. & Kirnos, D. P. 1960, *Elemente der Seismologie und Seismometrie* (Berlin Akademie Verlag.)
- Scherrer, P. H., Bogart, R. S., Bush, R. I., et al. 1995, *Solar Physics*, 162, 129
- Schubert, G., Zhang, K., Kivelson, M. G., & Anderson, J. D. 1996, *Nature*, 384, 544
- Shearer, P. M. 1999, *Introduction to Seismology* (Cambridge University Press)
- Smith, D. E., Zuber, M. T., Phillips, R. J., et al. 2012, *Science*, 336, 214
- Sohl, F. & Spohn, T. 1997, *Journal of Geophysical Research*, 102, 1613
- Sollberger, D., Schmelzbach, C., Robertsson, J. O. A., et al. 2016, *Geophysical Research Letters*, 43, 10
- Solomon, S. C., Anderson, D. L., Banerdt, W. B., et al. 1991, *Scientific rationale and requirements for a global seismic network on Mars. Report of a workshop.*
- Spencer, J. R., Tamppari, L. K., Martin, T. Z., & Travis, L. D. 1999, *Science*, 284, 1514
- Spudich, P., Steck, L. K., Hellweg, M., Fletcher, J. B., & Baker, L. M. 1995, *Journal of Geophysical Research*, 100, 675
- Stevenson, D. J. 2001, *Nature*, 412, 214
- Tapley, B. D., Bettadpur, S., Watkins, M., & Reigber, C. 2004, *Geophysical Research Letters*, 31, L09607
- Taylor, S. R. 1975, *Lunar science : A post-Apollo view*
- Thomson, B. J., Schultz, P. H., & Bridges, N. T. 2008, *International Journal of Mars Science and Exploration*, 4, 27
- Vinogradov, A. P. 1973, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 37, 721
- Warner, N. H., Golombek, M. P., Sweeney, J., et al. 2017, *Space Sci. Rev.*, 211, 147, doi :10.1007/s11214-017-0352-x
- Weber, R. C., Lin, P.-Y., Garnero, E. J., Williams, Q., & Lognonné, P. 2011, *Science*, 331, 309
- Wegener, A. L. 1919, *Die Entstehung der Kontinente und Ozeane* (Friedrich vieweg & sohn)
- Wielandt, E. 2002, *International Handbook of Earthquake and Engineering Seismology, Part A*, 81, 283
- Wielandt, E. & Forbriger, T. 1999, *Annali di Geofisica*, 42, 407

Bibliographie

Wielandt, E. & Streckeisen, G. 1982, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 72

Yamada, R., Garcia, R. F., Lognonné, P., et al. 2013, *Planetary and Space Science*, 81, 18

Yamada, R., Garcia, R. F., Lognonné, P., et al. 2011, *Planetary and Space Science*, 59, 343

Yamada, R., Nébut, T., Shiraishi, H., et al. 2015, *Advances in Space Research*, 56, 341

Zuber, M. T., Smith, D. E., Watkins, M. M., et al. 2013, *Science*, 339, 668

Zumberge, M., Berger, J., Otero, J., & Wielandt, E. 2010, *The Bulletin of the Seismological Society of America*, 100, 598

