

PARIS DIDEROT, SORBONNE PARIS CITÉ
INSTITUT DE PHYSIQUE DU GLOBE
ECOLE DOCTORALE STEP-UP (ED 560)

THÈSE

présentée en première version en vue d'obtenir le grade de Docteur, spécialité
« Géophysique »

par

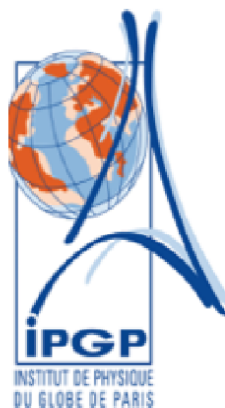
Virgile Rakoto

INVERSION DES SIGNAUX IONOSPHERIQUES DES TSUNAMIS PAR LA MÉTHODE DES MODES PROPRES

Thèse soutenue le 7 juillet 2017 devant le jury composé de :

M ^r	JEAN PIERRE VILOTTE, PHYSICIEN	IPGP, HDR	(Président du Jury)
M ^{me} .	HÉLÈNE HEBERT, INGÉNIEUR-CHERCHEUR	CEA-DAM, HDR	(Rapporteur)
M ^r .	ATTILA KOMJATHY GROUP LEADER	JPL, PHD	(Rapporteur)
M ^r .	SHINGO WATADA, ASSISTANT SCIENTIST	ERI, PHD	(examineur)
M ^r	PHILIPPE LOGNONNÉ, PROFESSEUR	Université Paris Diderot-IPGP	(Directeur de thèse)
M ^{me}	LUCIE ROLLAND, PHYSICIENNE ADJOINTE	GeoAzur	(examineur)

U-S-PC
Université Sorbonne
Paris Cité



REMERCIEMENTS

TOUT d'abord, je souhaiterais remercier mon directeur de thèse Philippe Lognonné, qui malgré toutes les responsabilités qui lui incombent, s'est toujours montré disponible, patient et positif. A son contact, je n'ai cessé d'apprendre et de repousser mes limites au delà de ce que je pensais possible. Je suis admiratif de ses très larges compétences en sciences qui me donnent l'impression qu'en ce qui concerne la physique, il n'y existe rien qu'il ne comprenne pas. Ensuite, je tiens à remercier Lucie qui a co-encadré ma thèse et dont j'admire le travail de recherche. Je pense que sans elle, je n'aurais jamais pu finir cette thèse. Son expertise en ce qui concerne le traitement des données TEC mais également la modélisation m'a vraiment été d'une grande aide. Avoir travaillé à ces cotés, ainsi qu'à ceux de Philippe m'a montré tout le chemin qu'il me reste à parcourir. Je remercie aussi l'ONR (Office of Naval Research) qui, en finançant cette thèse via le projet TWIST m'a permis de travailler sur ce sujet si intéressant et si enrichissant. Dans l'équipe ionosphère, je souhaiterais également remercier Elvira, qui a accepté de relire le manuscrit de mon premier article et m'a aidé à l'améliorer. Je remercie aussi Giovanni avec qui j'ai eu l'occasion de discuter de modélisation, Pierdavide qui m'a aidé à utiliser le code IRI 2016 et Khaled avec qui j'ai partagé mon bureau pendant près d'un an et qui m'a aidé à utiliser le code IGRF.

Je remercie Stéphane, Chloé, Mark, Cécile et Sébastien pour l'intérêt qu'ils ont porté à ma thèse bien que leurs sujets de recherches soient bien différents. Je remercie aussi Claudine, pour sa gentillesse, son professionnalisme et son efficacité, Karine pour toutes les discussions que nous avons eu sur le cinéma, le Japon et qui a accepté de lire l'ébauche de mon roman et Philippe pour les discussions qu'on a pu avoir sur le cinéma et le monde de la recherche (l'expérience de la réalité virtuelle était aussi incroyable). J'ai une pensée pour tout les étudiants et postdoc de PRG avec qui je prenais la pause de 16 h. Je pense aux deux Mélanie, Lucile, Aurélien, Balto, JF, Antoine, Laura, Alicia, Sébastien, Foivos, Julian, Thomas, Shengxia, Francis, Taichi et Yasu et Guillaume. J'ai notamment beaucoup apprécié les parties de poker chez Aurélien avec Balto et Laura (qui a triché pour gagner soit dit en passant), les soirées raclettes en hiver et sur les quais de Seine en été.

Au cours de la thèse j'ai eu la chance d'étudier 2 mois au laboratoire Earthquake Research

Institute à Tokyo avec Shingo Watada et Kenji Satake. Cette expérience a été incroyable tant sur le niveau scientifique (J'ai pu découvrir d'autres méthodes de recherches et en apprendre plus sur les mécanismes de générations des tsunamis) que personnel (J'ai eu la chance de pouvoir m'immerger dans la culture japonaise que j'ai tout de suite aimé). Je suis aussi reconnaissant envers les parents de Yasu qui m'ont accueilli chez eux comme si j'étais un membre de la famille et à Wu san mon guide.

Je pense aussi à mes amis Camille, pour les balades à vélo et les plats de pâtes, Wu san (enfin le commandant Wu) qui m'a guidé à travers Tokyo, m'a fait découvrir les ikas, m'a enseigné le chinois avec le succès que l'on connaît, et m'a ruiné 2 fois (A Barcelone en 2016 et Tokyo en 2017), Cédric pour les parties de FIFA mémorables et les super films qu'on a vu ensemble (Cartel, le convoi, ect...), Emmanuel pour les entrecôtes du Vendredi ainsi que pour les parties de Magic et de Bowling, Taichi et sa famille (Erina et Yuri) pour s'être toujours montré si gentil avec moi (j'ai notamment beaucoup apprécié les diners qu'on a pris ensemble et pour tout ses conseils pour la vie au japon), Joana, pour sa rigueur son humour et ses talents de cuisinière (finalement tu as vu, j'ai une date de soutenance!), Julian pour les cours d'anglais, tout les matchs de foot qu'on a vus (maintenant je sais même où se trouve la ville de Décines!), Guillaume un de mes complices pour toutes les blagues que l'on a faite à Foivos ainsi que pour tout ses conseils, Foivos pour les cours d'anglais, de rugby, d'étymologie, d'histoire de la Grèce et de la France et bien sûr de diplomatie (je passerai à ton bureau pour te donner une version de ma thèse!), Yasu, pour ses cours de japonais, tout les restaurants qu'on a fait ensemble ainsi que de m'avoir guidé pendant 3 semaines au Japon, Shengxia pour les cours de chinois et pour m'avoir fait découvrir le restaurant de Sichuan, Ryota qui a été obligé de dormir par terre chez moi et qui en plus faisait la cuisine (une des meilleures que j'ai jamais mangée) et Pauline qui partage avec moi son intérêt pour le Japon.

Enfin je souhaiterai remercier, Benjamin pour les parties de FIFA (désolé de gagner à chaque fois), ma soeur qui ne sait peut être pas à quelle point je l'admire, mon père (Evidemment..., moi aussi, j'ai adoré le voyage qu'on a fait ensemble en Bretagne), et ma mère, avec qui je partage la passion des voyages et des romans policiers. Ils m'ont toujours soutenu afin que je donne le meilleur de moi même. Je ne leur dirai jamais assez merci

Paris, le 29 janvier 2018.

Titre Inversion des signaux ionosphériques des tsunamis par la méthode des modes propres

Résumé Les séismes de grande magnitude ($M_W > 7$) et les tsunamis associés induisent des perturbations qui peuvent être détectées dans l'atmosphère et l'ionosphère à partir des mesures TEC (contenu total en électron). Dans cette thèse, J'étudie la possibilité d'utiliser ce signal ionosphérique afin de compléter le système de surveillance et d'alerte aux tsunamis. Ainsi, j'étudie le couplage entre la Terre solide, l'océan, l'atmosphère. Je démontre en particulier que seule la fréquence à 1.5 mHz entre les modes de tsunami et les modes de gravité atmosphériques peut être détectée via l'ionosphère et met en évidence que l'efficacité du couplage océan/atmosphère est sensible à la profondeur de l'océan et l'heure locale. Ces développements ont permis de réaliser la modélisation complète de la signature ionosphérique de 3 tsunami d'amplitude 2, 3 et 60cm en plein océan : respectivement le tsunami d'Haida Gwaii en 2012 et le tsunami des Kouriles en 2006 en champ lointain et le tsunami de Tohoku 2011 en champ plus proche. Enfin, nous avons démontré que l'amplitude crête à crête de la hauteur du tsunami inversée reconstruit avec moins de 20 % d'erreur l'amplitude mesurée par une bouée DART dans ces trois cas.

Mots-clés tsunami,ionosphère,modes propres,inversion,résonance

Title Inversion of the ionospheric signals of tsunamis using the normal modes method

Abstract Large earthquake ($M_W > 7$) and tsunamis are known to induce perturbations which can be detected in the atmosphere and ionosphere using total electron content (TEC) measurements. In this thesis, I first investigated on the possibility of using these ionospheric signals in order to complete the tsunami monitoring and warning system. Thus, I study the coupling between the solid Earth, the ocean, the atmosphere. I demonstrate that only the resonance at 1.5 mHz between the tsunami modes and the atmospheric gravity modes can be detected through ionosphere and highlight the fact that the efficiency of the coupling ocean/atmosphere is sensitive to ocean depth and local time. These developments enables the complete modelling of the ionospheric signature of 3 tsunami with an amplitude of 2, 3 and 60cm in deep ocean : the 2012 Haida Gwaii and the 2006 Kuril tsunami in far field and the 2011 Tohoku tsunami in closer field respectively. Finally, we demonstrated that the peak-to-peak amplitude of the height of the inverted tsunami reconstructs with less than 20% error the amplitude measured by a DART buoy in these three cases.

Keywords tsunami, ionosphere, normal modes, inversion, resonance

TABLE DES MATIÈRES

TABLE DES MATIÈRES	x
LISTE DES FIGURES	xiii
LISTE DES TABLEAUX	xx
RÉSUMÉ	1
ABSTRACT	3
INTRODUCTION	5
1 GÉNÉRALITÉS SUR LES TSUNAMIS	7
1.1 TERMINOLOGIE	7
1.2 BREF HISTORIQUE	8
1.2.1 En Grèce antique	8
1.2.2 Tremblement de Terre et tsunami de Lisbonne en 1755 : précurseur de la sismo- logie moderne.	8
1.2.3 En France	9
1.2.4 Événements récents	9
1.3 MÉCANISME DE GÉNÉRATION D'UN TSUNAMI	10
1.3.1 Génération des tsunami par un tremblement de terre	10
1.3.2 Générations des tsunamis par un glissement de terrain	10
1.4 CARACTÉRISTIQUES DE PROPAGATION	11
1.4.1 Magnitude	11
1.4.2 Relation de dispersion	12
1.5 SENSIBILISATION	13
1.6 DÉTECTION DES TSUNAMIS DEPUIS LA SURFACE DE L'OCÉAN	15
1.7 DÉTECTION DES SÉISMES DEPUIS L'ATMOSPHÈRE ET L'IONOSPHERE	16
1.7.1 Ondes sismiques d'origine atmosphérique	16

1.7.2	Mise en évidence du couplage entre les ondes de Rayleigh et les ondes acoustiques.	19
1.8	TSUNAMIS DEPUIS L'IONOSPHERE	20
1.8.1	Observations	20
1.8.2	Modélisation	22
1.9	OBJECTIF DE LA THESE	26
2	MODÈLES DE TERRE ET SONDAGE IONOSPHERIQUE	29
2.1	LA TERRE SANS ATMOSPHERE : MODÈLE PREM	31
2.2	L'ATMOSPHERE : LE MODÈLE EMPIRIQUE NRLMSISE-00.	34
2.3	L'IONOSPHERE	36
2.3.1	Généralités	36
2.3.2	La magnétosphère terrestre	37
2.3.3	Modèle de champ magnétique : le modèle IGRF	38
2.3.4	Modèle d'ionosphère : le modèle IRI	38
2.3.5	Variabilité locale et géographiques	39
2.4	LE SONDAGE IONOSPHERIQUE	41
2.4.1	Principe	41
2.4.2	Fonctionnement du système GPS	43
2.4.3	La mesure GPS	44
2.4.4	Calcul du GPS-TEC	45
2.4.5	Extraction de la perturbation en TEC	46
2.4.6	Modélisation du STEC et VTEC	46
2.4.7	Comparaison entre les signaux de la perturbation en TEC et la hauteur du tsunami	49
3	TSUNAMI MODELING WITH SOLID/OCEAN/ATMOSPHERE COUPLED NORMAL MODES.	51
3.1	ABSTRACT	53
3.2	INTRODUCTION	53
3.3	NORMAL MODES MODELING	56
3.4	ATMOSPHERIC RESONANCES OF THE TSUNAMI MODES	58
3.5	SENSITIVITY TO OCEAN DEPTH	65
3.6	SENSITIVITY TO LOCAL TIME	68
3.7	NORMAL MODES SUMMATION FROM SEA-FLOOR TO IONOSPHERE	72
3.8	GRAVITY MODES AND LAMB MODES	75
3.8.1	Atmospheric gravity modes resonances with the ocean	75
3.8.2	Fundamental gravity modes and tsunami precursors	75
3.9	MODELING RESULTS AND COMPARISON WITH DATA	80

3.10	CONCLUSIONS	84
3.11	ACKNOWLEDGMENT	86
3.12	APPENDIX A	86
4	TEC PERTURBATION USING A GENERAL SPHERICAL HARMONICS REPRESENTATION	87
4.1	REMINDER ON THE GENERAL SPHERICAL HARMONICS REPRESENTATION	89
4.1.1	Einstein summation convention	89
4.1.2	Spherical basis	89
4.1.3	Canonical basis.	90
4.1.4	Generalized spherical harmonics	91
4.2	SOLUTIONS FOR THE NORMAL MODES	93
4.2.1	Strain and Stress	93
4.2.2	Computation of the derivative	93
4.3	COMPUTATION OF SYNTHETICS SEISMOGRAMS	94
4.4	COMPUTATION OF THE PERTURBED TEC NORMAL MODES	96
5	TSUNAMI WAVE HEIGHT ESTIMATION FROM GNSS-DERIVED IONOSPHERE DATA	101
5.1	INTRODUCTION	103
5.2	THEORY AND MODELS	105
5.2.1	Forward modeling	105
5.2.2	Inversion	108
5.2.3	Validation with synthetic data	110
5.3	APPLICATION TO TSUNAMI DATA	111
5.3.1	Case studies : 3 events	111
5.3.2	GNSS-TEC data	111
5.3.3	DART data	112
5.4	RESULTS	112
5.4.1	Forward modeling	112
5.4.2	Inversion	113
5.4.3	First validation : The case of Haida Gwaii	113
5.5	STATISTICS OF THE INVERSION	115
5.6	RESOLUTION OF THE INVERSION	115
5.7	CONCLUSION	116
5.8	ACKNOWLEDGEMENT	117
5.9	APPENDIX A	117
6	CONCLUSION	133
	BIBLIOGRAPHIE	137

LISTE DES FIGURES

1.1	Processus de génération d'un tsunami par un tremblement de terre (<i>Atwater et al., 1999</i>)	11
1.2	Arrivée du tsunami sur les cotes japonaises le 11 mars 2011 (source web : http://www.lexpress.fr/actualite/monde/asie/seisme-et-tsunami-au-japon-en-2011_1492023.html)	14
1.3	A gauche, Exemple de sensibilisation aux tsunamis à Tanabe au Japon (source web : (http://www.bo-sai.co.jp/tunamihyoujiban.htm). A droite, abris anti tsunamis à Niigata (source web : http://www.rinko-hp.com/notice/view.php?i=126).	15
1.4	A gauche, principe de fonctionnement des bouées DART (https://www.sciencedaily.com). A droite, bouée DART 51407 localisé à Hawaii à 19.5°N 156.5°W (http://www.ndbc.noaa.gov).	16
1.5	Correction de la mesure DART du tsunami de Tohoku (a) Hauteur de l'eau directement mesurée par la bouée DART 32411 entre 15h UT le 11 mars 2011 et 15h UT le jour suivant. (b) Identique à (a) zoomé sur le signal du tsunami entre 21h et 2h du matin. (c) Hauteur de l'eau mesuré par la DART 32411 après le processus de detide entre 21h et 2h du matin. Source : <i>Watada et al. (2014)</i>	17
1.6	Couverture des bouées DART le 1 ^{er} octobre 2014 http://nctr.pmel.noaa.gov . Les flèches bleues correspondent au bouées qui ne fonctionnaient pas ce jour là.	18
1.7	Figure extraite de (<i>Rolland, 2010</i>). Modèle d'atmosphère et zones de propagation verticale possible en fonction de la fréquence pour les ondes de gravité (domaine G, en gris) et les ondes acoustiques (domaine A, en bleu). La fréquence de Brunt-Väisälä $N/2\pi$ est tracée en noire et la fréquence de coupure acoustique est tracée en bleu. Noter la zone de non propagation verticale entre 1.5 et 4.3 mHz jusqu'à 110 km d'altitude (domaine E, en violet). Les profils de masse volumique et de vitesse du son sont calculés via le modèle NRLMSISE-00 (<i>Picone et al., 2002</i>) pour le séisme de Tokachi-Oki du 25 Septembre 2003.. . . .	19

1.8	D'après <i>Occhipinti</i> (2006). Principe de la génération d'une IGW à la suite d'un tsunami. En se propageant dans l'ionosphère, l'IGW produira une perturbation de TEC détectable par tout GPS émettant et recevant des signaux bi-fréquences.	21
1.9	D'après <i>Artru et al.</i> (2005). Estimation de l'heure d'arrivée du tsunami du 23 Juin 2003 survenu au Pérou. Les contours correspondent aux heures d'arrivées en UT.	22
1.10	D'après <i>Artru et al.</i> (2005). Observation des variations du TEC au niveaux des points de percées ionosphériques. Une perturbation se propageant vers les côtes de Honshu est observée. Les temps d'arrivées et les vitesses de propagations horizontales sont cohérents avec celui du tsunami.	23
1.11	D'après <i>Occhipinti et al.</i> (2006) . Signature TEC enregistrée lors du tsunami de Sumatra en 2004. La comparaison entre le modèle et les observations est montrée en a pour Jason-1 et en b pour Topex-Poseidon. Les données sont en noir, le modèle ignorant les processus de production-recombinaison-diffusion est en bleu, le modèle prenant en compte les phénomènes de production-recombinaison est en rouge et le modèle prenant en compte les processus de production-recombinaison-diffusion est en vert.	24
1.12	D'après <i>Coisson et al.</i> (2015). Déplacement des IGWs (haut) et du tsunami au niveau de la surface de l'océan (bas) modélisé par la méthode des modes propres.	25
1.13	D'après <i>Coisson et al.</i> (2015). Comparaison des données d'occultations avec les synthétiques calculés suivant la méthode des modes propres. En haut : un filtre passe bande entre 0.05 Hz and 1 Hz et appliqué et en bas entre 0.05 Hz and 0.07 Hz.	26
2.1	Schéma descriptif de la surface interne de la Terre. d représente la densité normalisée avec celle de l'eau. Source http://www2.ggl.ulaval.ca/personnel/bourque/img.communes.pt/str.interne.terre.html . . .	31
2.2	gauche : modèle PREM dans le manteau supérieur. Les traits pleins représentent les vitesses verticales des ondes P et S, la densité (ρ) et le paramètre d'anisotropie (η). Les traits pointillés représentent les vitesses horizontales. A droite : Identique mais sur l'ensemble de la Terre. Source : (<i>Dziewonski and Anderson, 1981</i>)	32
2.3	De gauche à droite : Profil de densité, température, vitesse du son et viscosité obtenue à partir du modèle USSA [1976] tiré de <i>Occhipinti</i> (2006)	34
2.4	Schéma des différentes couches de l'atmosphère. Source : http://www.meteo45.com/couches_atmospheriques.html	35

2.5	Répartition verticale des particules neutres et ions dans l'ionosphère le jour, à faible activité solaire et à moyenne latitude. Sources : <i>Johnson (1969)</i> et <i>Kelley (2009)</i>	37
2.6	Schéma représentatif des différentes couches de l'ionosphère. Source : http://www.space-exploratorium.com/ionosphere.htm	38
2.7	Représentation de la magnétosphère terrestre. Source http://lasp.colorado.edu/home/mop/resources/graphics/graphics/	39
2.8	Variations du profils de densité en fonction de l'heure locale et de l'activité solaire. Source (<i>Rolland, 2010</i>)	40
2.9	Activité solaire : dans le visible (en haut) et dans l'ultraviolet (en bas) proche du maximum le 19 juillet 2000 (à gauche) et proche du minimum du cycle solaire le 18 mars 2009 (en bas). Images SOHO des instruments MDI et EIT. Source : NASA Earth Observatory	41
2.10	Representation de la constellation GPS. Source : http://mobiletrac.weebly.com/	44
2.11	Principe du calcul du TEC par le GPS. Source http://gnss.be/ionosphere_tutorial.php	45
2.12	a) Carte centré sur la localisation du tsunami de Haida Gwaii en 2012 b) Carte centré sur hawaii. La trace blanche correspond aux IPPs de la station ahup et du satellite 07 de 4h à 7h après la rupture. c) Donnée TEC brut (noir), Fonction polyfit afin de supprimer le signal longue période (bleue) and difference (rouge), d) Perturbation en TEC filtré entre 0.2 mHz et 2.6 mHz. Le noir correspond au jour du tsunami et le bleu au jour d'avant.	47
2.13	STEC vs VTEC Source http://gnss.be/ionosphere_tutorial.php . . .	48
2.14	Comparaison entre les modèles de TEC vertical et de TEC oblique pour la station ahup associée au satellite 07 dans le cas du tsunami de Haida Gwaii en 2012.	48
2.15	a) Carte centrée sur la localisation du tsunami d'Haida Gwaii en 2012. b) Carte centrée sur Hawaii. La trace blanche représente les IPPs du satellite 07 associé à la station kosm entre 4h et 7 h après la rupture. c) Perturbation du TEC mesurée par le satellite 07 associé à la station kosm. d) Amplitude du tsunami mesurée par la bouée DART 51407. Les données sont filtrées entre 0.2 et 2.6 mHz.	50
3.1	Dispersion of normal modes of the full Earth system for the 0.1 mHz to 30 mHz frequency range. Atmospheric gravity modes (G) are plotted in red, Rayleigh modes (R) in green, atmospheric acoustic (A) modes in dark blue, Lamb modes in light blue (L) and tsunami modes (T) in black.	59

3.2	Tsunami normal modes resonances for an ocean depth of 4 750 m. Three resonances occur at 1.5 mHz, 2 mHz and 2.5 mHz. Panel (a) : dispersion diagram centered on the tsunami branch. Panel (b) : relative energy of the tsunami modes in the solid part (green), in the atmosphere (red) and in the ocean (blue). Note that here the tsunami's energy is almost equally distributed between the air and the ocean at 2 and 2.5 mHz. Panel (c) : effect of the tsunami normal modes resonances on the tsunami quality factor.	61
3.3	Propagation characteristics of the three resonant modes. From left to right : amplitude of the atmospheric part of vertical (U_r) and horizontal (V_r) normal modes eigenfunctions, scaled by the inverse square root of density, Brunt Väisälä frequency (f_B) and vertical wavelength λ_V as a function of the altitude for the 1.5 mHz, 2 mHz and 2.5 mHz resonances from top to bottom. In the Brunt-Väisälä frequency panel, the resonant mode eigenfrequency is plotted with a red vertical bar, and the blue and green vertical bars are the minimum and maximum vertical wavelengths respectively. The green and blue circles in the Brunt-Väisälä and vertical wavelength panels represent the location of the maximum and minimum of the vertical wavelength respectively.	62
3.4	Panel (a) shows the dispersion diagram of the tsunami branches, with ocean depths of 4 km, 5 km, and 6 km in addition to the Lamb and atmospheric gravity modes. Panel (b) shows the energy fraction in the atmosphere, ocean and ground, with resonance peaks. The blue, red and green curves stand for the ocean, atmosphere and solid energy fraction respectively. Panel (c) shows the tsunami quality factor plotted as a function of frequency. The tsunami mode's phase velocity and therefore the resonance frequencies depend on the ocean depth.	66
3.5	Amplitude of tsunami eigenfunctions between 1.3 and 1.7 mHz in the atmosphere for 3 different ocean depths. The red horizontal bar represents the upper altitude limit up to which the 1.5 mHz mode can propagate. The modes for a 6 km ocean depth are highly resonant only at low altitudes (below 60 km).	67
3.6	Atmospheric parameters (viscosity, density, speed of sound and Brunt-Väisälä frequency) for 4 different local times (00 :00, 06 :00, 12 :00 and 18 :00 LT) on October 28 th , 2012 as computed by the NRLMSISE-00 empirical model <i>Picone et al.</i> (2002). The density and speed of sound are greater during the daytime, while viscosity and Brunt-Väisälä frequency are greater during the nighttime. Sensitivity to the local time increases with altitude.	69

3.7	Variability of tsunami modes resonance in the atmosphere depending on local time. (a) Quality factor as a function of frequency for 00 :00, 06 :00, 12 :00h and 18 :00 LT. (b) Energy fraction as a function of frequency in the atmosphere (solid line), ocean (dashed line) and solid Earth (dotted line). Sensitivity to the local time is higher for low frequencies due to the large variations in temperature and density at high altitudes.	70
3.8	Tsunami eigenfunction in the atmosphere at 1.5 mHz for the 4 different local times. The horizontal lines correspond to the upper limit of the propagation zone for the tsunami modes. The vertical wavelength of the mode is plotted on the right-hand panel. A daytime and nighttime regime can be clearly identified.	71
3.9	Tsunami-induced displacement in the ocean, the neutral atmosphere and the ionosphere. From bottom to top : modeled vertical (left-hand side) and horizontal displacement (right-hand side) at the sea floor, sea bottom, sea surface, in the atmosphere (at 200 km and 300 km), and ionosphere (GPS TEC) for the Haida Gwaii study case, computed at the location of the DART buoy 51407 using the CMT Harvard source.	74
3.10	Gravity normal modes resonances for an ocean depth of 4 750 m. Oceanic resonance in the fundamental G modes (respectively solid lines, dashed lines, and dotted lines) with the T modes. In (a) and (b), the light blue solid line corresponds to the L modes. In (c), the Lamb branch is represented by dash-dotted lines.	76
3.11	Group velocity of the L modes, G modes fundamental and 2 first overtones (red lines) and T modes (computed for 3 different physical assumptions). Note that below 1.6 mHz, the fundamental gravity waves travel faster than the tsunami. The ocean depth is 5 km.	78
3.12	From top to bottom : perturbed electron density at 260 km (δn_e), displacement projected on the magnetic field at 260 km (U_{atm}), vertical displacement at the ocean surface (U_{tsu}). The Tohoku case study is shown on the left and Haida Gwaii on the right.	79

3.13	2012 Haida Gwaii tsunami situation map and forward modeling results. a) Map centered on the location of the 2012 Haida Gwaii tsunami. b) Map centered on Hawaii. The white line marks the plot of the KOSM station (satellite 07 sounding path) from 4 to 7 hours after the earthquake. c) Perturbed TEC for the KOSM station (satellite 07 path). d) Tsunami amplitude recorded by DART buoy 51407. We filtered observed data (black curve) and modeled data (blue and red curves for the point source and extended source case respectively) between 0.2 mHz and 2.6 mHz. Both point source and extended source models are shown. A time shift of -9.5 min is applied to the model.	81
3.14	2006 Kuril Islands tsunami situation map and forward modeling results. See Fig. 3.13 for a description of the panels. We filtered observed data and modeled data between 1 mHz and 2.6 mHz. A time shift of -11.7 min is applied to the model.	82
3.15	2011 Tohoku tsunami situation map and forward modeling results. See Fig. 3.13 for a description of the panels. We filtered observed and modeled data between 1 mHz and 2 mHz. A time shift of -15.2 min is applied to the model.	83
4.1	Spherical basis representation.	89
5.1	Location map for Haida Gwaii, Kuril and Tohoku tsunami event. The location of the IPP at 300 km at the time of the maximum perturbation of each couple station satellite inverted is shown in yellow. The red squares correspond to the satellites for which the ratio signal to noise was too small to perform an inversion. The black square correspond to the location of the DART buoy where the tsunami reconstruction is performed.	119
5.2	Normal modes characteristics. Left panel : amplitude of the atmospheric part of vertical (U_r) and horizontal (V_r) normal modes eigenfunctions, scaled by the square root of density. Right panel : dispersion of normal modes of the full Earth system from 0.2 mHz to 2.6 mHz. Tsunami modes are plotted in black, atmospheric gravity modes in red, and Lamb modes in light blue.	120
5.3	Top : Inversion of simulated TEC perturbation for the satellite 07 and station ahup data. The grey bars delimit the window of the inversion. Bottom : reconstruction of the tsunami height for the DART buoy 51407. Data are shown in black and inversion modeling are depicted in red.	121

5.4	Comparison between data (black) and modeling (red) in TEC (left panel) and tsunami height (right panel) in the case of Haida Gwaii tsunami, Kuril, and Tohoku. The data and the synthetics have been both filtered between 0.2 mHz and 2.6 mHz for Haida Gwaii and Tohoku and between 1 mHz and 2.6 mHz for Kuril. Note that the GPS and DART for Tohoku are not collocated, whereas those for Kuril and Haida Gwaii are much closer.	122
5.5	TEC inversion of the couple satellite 07 station ahup (top) and tsunami reconstruction of the DART buoy 51407 (top) in the Haida Gwaii case. Data are in black, inversion modeling for 1 source in blue and for two sources in red.	123
5.6	Top : Cost function variation with d_{tc} where d_{tc}' is fixed at -9.5 min. Bottom : Cost function variation with d_{tc}' where d_{tc} is fixed at -9.5 min. The computations has been performed in the Haida Gwaii case for the couple satellite 07 station ahup.	124
5.7	Haida Gwaii TEC inversion. The data are in black and the inversion in red. The vertical grey lines correspond to the inversion time window. From left to right satellite 08 07 04 and 20 and 25 stations. The filtering is applied between 0.2 mHz and 2.6 mHz.	125
5.8	Same as figure 5.7 but for in the case of Kuril tsunami. The filtering is applied from 1.0 mHz to 2.6 mHz.	126
5.9	Tohoku TEC inversion. The data are in black and the inversion in red. The vertical grey lines correspond to the inversion time window. The filtering is applied between 0.2 mHz and 2.6 mHz.	127
5.10	Haida Gwaii tsunami height reconstruction from the TEC inversion of Figure 5.7. The data are in black and the reconstruction in red. The filtering is applied between 0.2 mHz to 2.6 mHz.	128
5.11	Same as Figure 5.10 but for Kuril tsunami. The filtering is applied between 1.0 mHz and 2.6 mHz.	129
5.12	Tohoku tsunami height reconstruction from the TEC inversion of Figure 5.9. The data are in black and the reconstruction in red. The filtering is applied from 0.2 mHz to 2.6 mHz.	130
5.13	Statistic study of peak to peak tsunami height for Haida Gwaii, Kuril and Tohoku. The red plot correspond to a gaussian fit.	131
5.14	Same as Figure 5.13 but applying the inversion method on the data one day before each tsunami event.	132

Liste des tableaux

- 2.1 Modèle PREM original. Source : (*Dziewonski and Anderson, 1981*) 33

- 3.1 Eigenfrequency and energy fraction in the atmosphere and ocean for resonance at an ocean depth of 4 000 m, 5 000 m, and 6 000 m. 68
- 3.2 Peak of the electron density perturbation generated by the fundamental gravity modes and the tsunami modes in the case of the Tohoku and Haida Gwaii events. 78
- 3.3 Summarize of data used for comparison with normal mode modeling for the Haida Gwaii, Kuril and Tohoku event. 80

- 5.1 Normal modes forward modeling input parameters. The bathymetry was used for updating the PREM model by replacing crustal structure by ocean, while the UT, LT and F_{10.7} were used for the atmospheric model. The last column provide the number of finite source elements used for the source model, all from USGS website. 113
- 5.2 Inversion parameters for the inversion of Haida Gwaii, Kuril and Tohoku. 114

RÉSUMÉ

Les séismes de grande magnitude ($M_W > 7$) et les tsunamis associés induisent des perturbations qui peuvent être détectées dans l'atmosphère et l'ionosphère à partir des mesures TEC (contenu total en électron). Dans cette thèse, J'étudie la possibilité d'utiliser ce signal ionosphérique afin de compléter le système de surveillance et d'alerte aux tsunamis. Ainsi, j'étudie le couplage entre la Terre solide, l'océan, l'atmosphère. Je démontre en particulier que seule la fréquence à 1.5 mHz entre les modes de tsunami et les modes de gravité atmosphériques peut être détectée via l'ionosphère et met en évidence que l'efficacité du couplage océan/atmosphère est sensible à la profondeur de l'océan et l'heure locale. Ces développements ont permis de réaliser la modélisation complète de la signature ionosphérique de 3 tsunami d'amplitude 2, 3 et 60cm en plein océan : respectivement le tsunami d'Haida Gwaii en 2012 et le tsunami des Kouriles en 2006 en champ lointain et le tsunami de Tohoku 2011 en champ plus proche. Enfin, nous avons démontré que l'amplitude crête à crête de la hauteur du tsunami inversée reconstruit avec moins de 20 % d'erreur l'amplitude mesurée par une bouée DART dans ces trois cas.

ABSTRACT

Large earthquake ($M_W > 7$) and tsunamis are known to induce perturbations which can be detected in the atmosphere and ionosphere using total electron content (TEC) measurements. In this thesis, I first investigated on the possibility of using these ionospheric signals in order to complete the tsunami monitoring and warning system. Thus, I study the coupling between the solid Earth, the ocean, the atmosphere. I demonstrate that only the resonance at 1.5 mHz between the tsunami modes and the atmospheric gravity modes can be detected through ionosphere and highlight the fact that the efficiency of the coupling ocean/atmosphere is sensitive to ocean depth and local time. These developments enables the complete modelling of the ionospheric signature of 3 tsunami with an amplitude of 2, 3 and 60cm in deep ocean : the 2012 Haida Gwaii and the 2006 Kuril tsunami in far field and the 2011 Tohoku tsunami in closer field respectively. Finally, we demonstrated that the peak-to-peak amplitude of the height of the inverted tsunami reconstructs with less than 20% error the amplitude measured by a DART buoy in these three cases.

INTRODUCTION

Depuis le séisme de Sumatra en 2004 et le tsunami d'ampleur exceptionnelle qui a suivi, la couverture des systèmes d'alertes tsunami, initialement limitée au Pacifique a été étendue aux autres océans. Ces capteurs incluent le système DART (Deep Ocean Ocean Assessment and Reporting of Tsunamis), dédié à la mesure temps réel de l'amplitude des tsunamis, et ce avec une précision en dessous de 2 cm malgré leur grande longueur d'onde horizontale (jusqu'à 200 km). Cependant, un système dense de détection des tsunami couvrant l'ensemble des océans de la Terre reste onéreux, du fait que les bouées DART sont complexes à installer et nécessitent de fréquents efforts de maintenance. On comprend donc la nécessité cruciale de compléter et d'améliorer les systèmes d'alerte, en particulier dans le cas où les bouées DART sont hors service dans les zones critiques au moment de l'arrivée du tsunami.

Ainsi, dans ce travail de thèse, je propose une méthode permettant d'estimer la hauteur d'un tsunami à partir de l'inversion du contenu total en électrons (TEC) de l'ionosphère. En effet, en 1972, il a été postulé que des événements telluriques, tels que les tremblements de terre, les tsunamis et les éruptions volcaniques pouvaient générer des ondes de gravité interne (IGWs pour internal gravity waves) se propageant de bas en haut dans l'atmosphère. Ainsi, lorsque les IGWs atteignent l'ionosphère, elle induisent des perturbation ionosphériques observables par le système GNSS multi-fréquence (Global Navigation Satellite System). Cette perturbation ionosphérique associée au tsunami fut observée pour la première fois à la suite du tsunami du Pérou de 2001 dans les données TEC obtenues par le réseau japonais GEONET. C'est après le 26 décembre 2004 et le tsunami de Sumatra que cette hypothèse fut définitivement validée par la modélisation des données TEC mesurées par les satellites TOPEX/POSEIDON et JASON. Ces résultats, corroborés par d'autres modèles plus ou moins complexes et de nouvelles observations de ce type, ont ouvert la perspective d'améliorer les systèmes d'alertes des tsunamis à la condition de trouver des méthodes pour estimer de façon robuste l'amplitude du tsunami à partir de sa signature ionosphérique.

Dans un premier temps, je place la thèse dans son contexte. Puis, je rappelle rapidement la théorie des modes propres utilisée tout au long de cette thèse. J'étudie ensuite les résonances atmosphériques des modes propres de tsunamis ainsi que leurs sensibilités avec la

bathymétrie et la profondeur de l'océan. Le cas des ondes de gravité est également abordé. Le calcul des modes propres ionosphériques permettant de calculer la perturbation en TEC est ensuite présenté et confronté aux observations dans le cas de trois tsunamis : le tsunami d'Haida Gwaii en 2012 et le tsunami Kuril en 2006 en champ lointain et le tsunami de Tohoku 2011 en champ plus proche.. Enfin je présente une méthode d'inversion des données TEC afin de retrouver l'amplitude du tsunami et l'applique au trois cas évoqués précédemment. Les limitations de la méthode et des perspectives d'amélioration sont enfin discutées.

GÉNÉRALITÉS SUR LES TSUNAMIS



Le 11 mars 2011 à 14h46 heure locale à une centaine de kilomètres de Sendai, une gigantesque faille se rompit sur la zone de subduction et la surface de la Terre s'est mise à trembler sous l'océan. Si seulement, il n'y avait eu que le tremblement de Terre... Mais le tremblement de Terre avait également engendré un tsunami. Alors qu'il se propageait vers les côtes à quelques centaines de mètres par seconde, les ondes de tsunamis se couplèrent aux ondes de gravité qui se propageait dans l'atmosphère jusqu'à la partie ionisée de celle-ci, l'ionosphère. Lorsqu'il atteignit les côtes, le tsunami détruisit la vie de milliers de personnes et en bouleversa bien plus. Lors de mon premier voyage au Japon, j'évoquai ce jour avec les habitants, leurs discours convergèrent tous : Ce jour là, ils ont bien cru qu'il s'agissait de la fin du monde. Cela fait plus de 6 ans aujourd'hui et la plaie due à la catastrophe ne s'est pas encore refermée. D'où l'importance de compléter et d'améliorer les systèmes d'alerte aux tsunamis. L'utilisation des données ionosphériques est une possibilité et c'est là, tout l'objectif de cette thèse.

1.1 TERMINOLOGIE

Le terme tsunami vient du japonais, "tsu" signifiant port et "nami" signifiant vague ou onde. Ainsi littéralement, on peut le traduire par vague portuaire. En français, le terme raz-de-marée a été également couramment employé. Cependant, alors que les marées sont dues à l'attraction gravitationnelle combinée du soleil et de la lune, un tsunami est issu d'un mouvement brusque d'une grande quantité d'eau. Ainsi, même si les tsunamis ne se limitent pas aux ports, la communauté scientifique a décidé d'employer officiellement le terme tsunami en 1963.

1.2 BREF HISTORIQUE

Les tsunamis font partie des catastrophes les plus destructrices de l'histoire. A notre connaissance, ils totalisent plus de 600 000 victimes, à travers plus de 280 évènements répertoriés.

Du fait que l'activité sismique et volcanique est associée aux mouvements aux frontières des plaques tectoniques, 80 % des tsunamis se sont produits dans l'océan Pacifique. Cependant, beaucoup ignorent que des tsunamis se sont également produits en Europe.

1.2.1 En Grèce antique

En 1600 avant JC, un tsunami généré par l'éruption volcanique de Thira (aujourd'hui Santorin) a détruit la civilisation minoenne en Crète ainsi que celles des Cyclades. En 479 avant JC, un tsunami a détruit l'armée Perse qui attaquait la ville de Potidaea en Grèce. En -426, l'historien grec, Thucydides, a le premier tenté d'expliquer l'origine des tsunamis dans son livre intitulé Histoire de la guerre du Péloponnèse. Selon lui, de tels évènements ne pouvait être expliqué que comme la conséquence directe d'un séisme sous marin et ne pouvait avoir aucune autre cause.

1.2.2 Tremblement de Terre et tsunami de Lisbonne en 1755 : précurseur de la sismologie moderne.

C'est le tremblement de terre de Lisbonne du 1er novembre 1755 qui fit prendre conscience de l'importance de mieux comprendre les phénomènes sismiques. En effet, le séisme fut suivi d'un tsunami dont les vagues atteignirent une hauteur de 18 m. Les zones épargnées par le tsunami furent elles touchées par des incendies. Ces 3 catastrophes combinées détruisirent la ville de Lisbonne dans sa quasi-totalité. Cependant Lisbonne ne fut pas la seule ville affectée par la catastrophe. Le sud du pays fut également touché. Le tremblement de terre fut ressenti dans toute l'Europe (jusqu'en Finlande) et le tsunami se propagea jusqu'en Afrique du Nord (hauteur des vagues de l'ordre de la dizaine de mètres) et dans l'océan Atlantique jusqu'en Martinique (hauteur des vagues de l'ordre du mètre). Plus de 50000 victimes furent à déplorer. Ainsi les mesures post-catastrophes prises par le premier ministre portugais de l'époque (le marquis de Pombal) ne se cantonnèrent pas uniquement à la reconstruction de la ville. Il décida également de l'envoi d'un questionnaire à toutes les paroisses du pays à propos du séisme et de ses effets. Dans ce questionnaire, se trouvait notamment les 2 questions suivantes :

1. Combien de temps a duré le tremblement de terre ?
2. Combien de répliques ont été ressenties ?

En recoupant les réponses aux questionnaires des différentes paroisses, les sismologues modernes ont pu reconstituer la catastrophe d'un point de vue scientifique et modéliser le tsunami (*Baptista et al.*, 1995; *Blanc*, 2008). La magnitude du séisme de Lisbonne fut estimée de l'ordre de $M_w = 8.3 - 9.0$ e.g. (*Johnston*, 1996; *Baptista et al.*, 1998; *Solares and Arroyo*, 2004) . Par conséquent, le marquis du Pombal est souvent considéré comme un des pionniers de la sismologie contemporaine.

1.2.3 En France

La France métropolitaine a connu des tsunamis de faible amplitude en 1564 et 1887 sur la Côte d'Azur, en 1846 sur la région de Marseille et en 1986 aux Saintes-Maries-de-la-Mer, le tsunami des Saintes-Maries-de-la-Mer. En 1979, l'effondrement d'une partie du remblai de l'aéroport de Nice (construction d'un port de commerce) cause un tsunami local inondant les quartiers de la Garoupe et de La Salis à Antibes, atteignant à La Salis une amplitude 3.5 m. Plus récemment, le 21 mai 2003, le séisme de Boumerdès-Zemmouri (Algérie) a engendré un tsunami affectant les côtes françaises de la Méditerranée, entraînant la perte de plusieurs embarcations. Il a notamment affecté les ports du Lavandou, de Fréjus, de Saint-Raphaël, de la Figueirette, de Cannes, d'Antibes ou encore de Menton.

L'outre-mer est bien plus exposé aux risques de tsunami que la France métropolitaine par la localisation de ses territoires et départements dans des régions propices au déclenchement de tsunami par des séismes de forte magnitude. De nombreux catalogues de ces tsunamis existent dans la littérature scientifique pour la Polynésie française, la Guadeloupe, la Martinique ou encore la Nouvelle-Calédonie ainsi qu'à la Réunion pour le tsunami de Sumatra.

1.2.4 Événements récents

Au 20^{ème} siècle, 10 tsunamis par an furent enregistrés, dont en moyenne un et demi par an a provoqué des dégâts ou des pertes humaines. Sur cette période d'un siècle, sept provoquèrent plus d'un millier de morts. On notera notamment le tsunami du Chili de 1960. Il fait suite aux séisme de Valdivia de magnitude $M_w = 9.5$ (la plus grande magnitude jamais enregistrée). La hauteur des vagues était de l'ordre de 25 m au Chili, de 10 m à Hawaii et 3 m au Japon. Cependant, ce sont les tsunamis de Sumatra en 2004 puis de Tohoku en 2011 qui ont fait passer le terme tsunami dans la langue commune. Auparavant, le terme "tsunami" n'était connu que d'une poignée de spécialistes uniquement. Ces 2 catastrophes, faisant partie des plus meurtrières du 21^{ème} siècle, ont fait prendre conscience de l'importance de détecter et de prévenir de tels évènements.

1.3 MÉCANISME DE GÉNÉRATION D'UN TSUNAMI

Les tsunamis sont des ondes de gravité longues périodes qui se propagent sur de longues distances (*Satake, 2002*). Ils peuvent être causés par des tremblements de terre, des glissements de terrains, des éruptions volcaniques et plus rarement par des impacts de météorites. Nous évoquons ici les mécanismes de génération de tsunamis par les tremblements de terre et les glissements de terrain.

1.3.1 Génération des tsunamis par un tremblement de terre

Un tsunami se produit lorsque le fond de la mer se déforme brusquement et déplace verticalement l'eau sus-jacente. Cependant, il est important de noter que tous les tremblements de terre sous marins ne provoquent pas forcément de tsunamis. La génération d'un tsunami n'est effective que si le déplacement vertical du plancher océanique induit par le tremblement de terre sous marin est assez important. Ainsi les tremblements de terre sous marins qui mettent en jeu les failles chevauchantes (*thrust* en anglais) ou des failles normales sont de bons candidats à la génération de tsunamis. En effet, la rupture de ce types de failles va engendrer un mouvement vertical des couches d'eau sus-jacentes. Au contraire, les failles décrochantes (*strike-slip* en anglais) génèrent surtout des mouvements horizontaux. Ainsi la réponse de l'océan à ce type de déformations sera moindre (*Prager, 2000*). La figure 1.1 tirée de (*Atwater et al., 1999*) résume le mécanisme de génération d'un tsunami par un tremblement de terre.

Cas des tsunami earthquakes

En 1992, un séisme de magnitude moyenne ($M_w = 7.6 - 7.7$) fut ressenti au Nicaragua e.g (*Satake, 1995*). Cependant, 40 à 70 minutes plus tard, un tsunami de 10,7 m d'amplitude maximale frappa les côtes du Nicaragua. C'est ce qu'on appelle un "tsunami earthquake". A savoir un tsunami d'amplitude anormalement élevée comparée à la magnitude du séisme qui l'a généré.

1.3.2 Générations des tsunamis par un glissement de terrain

Les glissements de terrains (à la fois sous marins et terrestres) sont également d'importants générateurs de tsunamis. En 1958, un glissement de terrain géant dans la baie de Lituya a engendré le tsunami de plus grande amplitude jamais enregistré dans l'histoire. La hauteur maximum des vagues a atteint 60 m (*Abbott et al., 2007*). En 1998, une vague de 15 m de haut a atteint les côtes de Papouasie en Nouvelle Guinée après qu'un tremblement de terre d'amplitude modérée ait généré un glissement de terrain très important (*Prager, 2000*). Cependant,

dans ces 2 cas, et en général, l'énergie des ondes de tsunamis générées par des glissements de terrains a tendance à être libérée sur une petite surface et à se dissiper rapidement lors de la propagation du tsunami. Ainsi, même si les glissements de terrains ont le potentiel de générer des hauteurs de vagues phénoménales, la menace engendrée par ce tsunami est bien moindre (car beaucoup plus localisée) que les tsunamis générés directement par le déplacement du plancher océanique. Dans ce qui suit, on se placera dans le cas de tsunamis générés par des tremblements de terre uniquement.

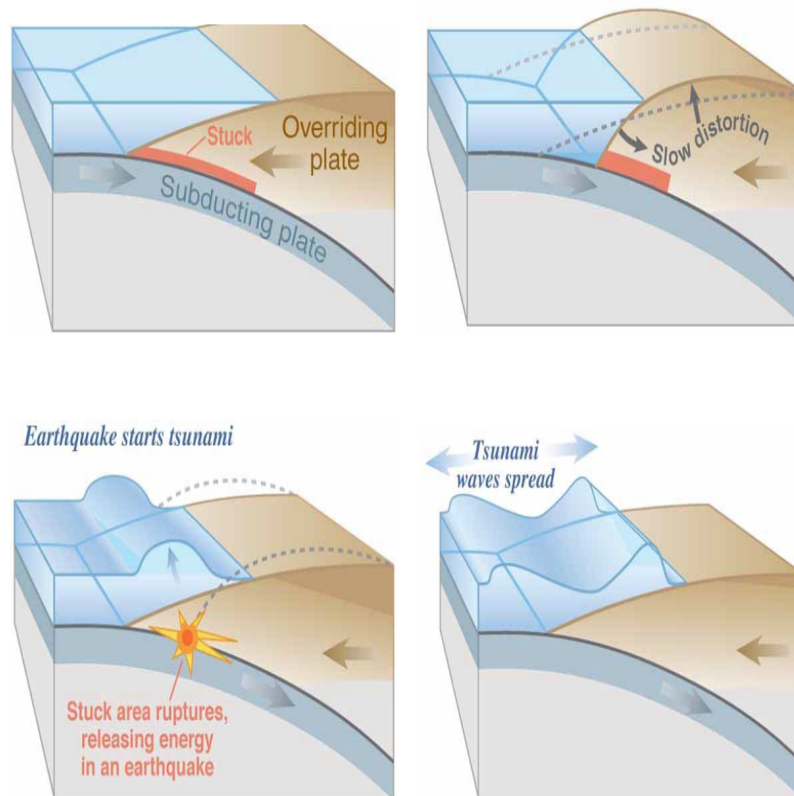


FIGURE 1.1 – Processus de génération d'un tsunami par un tremblement de terre (Atwater et al., 1999)

1.4 CARACTÉRISTIQUES DE PROPAGATION

1.4.1 Magnitude

Les séismes sont la conséquence de la libération brusque d'une importante quantité d'énergie accumulée par les contraintes le long des frontières des plaques tectoniques. On peut re-

lier l'énergie sismique libérée (E) lors du séisme (et tsunami) à la magnitude du moment du séisme (M_W) à partir de la relation de Gutenberg-Richer (*Kanamori, 1977*) :

$$\log(E) = 1.5M_W + 4.8. \quad (1.1)$$

1.4.2 Relation de dispersion

Dans l'approximation d'une onde plane se propageant dans un océan incompressible non stratifié, la relation de dispersion d'un tsunami s'écrit (*Mei, 1989*) :

$$\omega^2 = gk \tanh(kD), \quad (1.2)$$

où k est le nombre d'onde, ω la pulsation, D la bathymétrie (profondeur de l'océan) et $g \approx 9.8m.s^{-2}$ l'accélération de pesanteur. La plupart des tsunamis ont à priori une longueur d'onde supérieure à la centaine de kilomètres, bien supérieure à la profondeur des océans qui ne dépasse guère 10 km, de sorte que leurs propagations est celle d'une vague en milieu peu profond ($kD \ll 1$). On obtient ainsi directement la vitesse de propagation du tsunami (la vitesse de groupe est égale à la vitesse de phase) :

$$c = \frac{\omega}{k} = \sqrt{gD}. \quad (1.3)$$

En prenant le cas, d'un océan de 5000 m profondeur, la vitesse de propagation du tsunami est $c \approx 221m.s^{-1}$. Ainsi on peut réécrire l'équation (1.3) sous la forme numérique suivante :

$$c \approx 221 \left(\frac{D}{5000m} \right)^{1/2} m.s^{-1}. \quad (1.4)$$

De l'équation 1.3, on déduit directement la longueur d'onde du tsunami. Elle ne dépend que de la période T et de la profondeur de l'eau D selon la relation :

$$\lambda = cT = T\sqrt{gD}. \quad (1.5)$$

La période des ondes de tsunamis étant de l'ordre de la dizaine de minutes (*Rabinovich, 1997*), la longueur d'onde typique est donc $\lambda = 133km$ (et on retrouve bien $kD \ll 1$). Numériquement, cela peut se réécrire :

$$\lambda \approx 133 \left(\frac{T}{10mn} \right) \left(\frac{D}{5000m} \right)^{1/2} km. \quad (1.6)$$

En pleine mer, le tsunami se comporte comme la houle. A savoir qu'il n'y a quasiment pas de mouvement global de l'eau, une particule retrouve sa position initiale une fois la perturbation passée. Néanmoins, contrairement à la houle, un tsunami engendre un mouvement de l'eau également en profondeur. Cela est dû au fait que la longueur d'onde du tsunami est bien

plus grande que la profondeur de l'océan. En supposant que le fond de l'océan est rigide, on a conservation du déplacement horizontal. Le déplacement vertical, bien sûr, ne l'est pas (son amplitude au fond de l'océan est presque négligeable). Nous y reviendrons par la suite.

Pour des tsunamis de longue période, la loi de Green (*Levin and Nosov, 2015*) stipule que l'amplitude du tsunami A est proportionnelle à :

$$A \propto D^{-1/4} \quad (1.7)$$

c'est-à-dire que l'amplitude augmente lorsque l'eau devient moins profonde, en particulier à l'approche des côtes. Celle-ci diminue avec la distance, typiquement en $1/\sqrt{r}$, où r est la distance, car l'énergie se répartit sur un front d'onde plus grand et sa propagation est celle d'une onde de surface. On comprend donc bien qu'il est difficile d'observer un tsunami en plein océan.

Néanmoins, ce n'est pas la hauteur du tsunami qui est principalement responsable des dégâts humains et matériels mais plutôt sa durée (et donc la quantité d'eau totale que cela déplace). Une vague classique n'élève le niveau de l'eau qu'une minute au plus. Ainsi elle n'a pas le temps de pénétrer à l'intérieur des terres car l'énergie de la vague se dissipe rapidement. Cependant, dans le cas d'un tsunami, le niveau de l'eau peut s'élever au dessus de la normale pendant 5 à 30 mn environ. De plus, du fait que le tsunami est une onde de grande longueur d'onde qui se propage dans la totalité de l'océan, l'énergie qu'il transporte est considérable. C'est ce qui explique son énorme impact sur le littoral. La photo de la figure 1.2 montrant l'arrivée du tsunami de Tohoku sur les côtes japonaises en est un parfait exemple.

1.5 SENSIBILISATION

La sensibilisation au phénomène et à ses dangers est également un facteur déterminant pour sauver des vies humaines, car toutes les côtes ne sont pas munies de systèmes d'alertes. C'est notamment le cas des côtes des océans Atlantique et Indien. De plus, certains tsunamis ne peuvent être détectés à temps. Un retrait rapide et inattendu de la mer et/ou un tremblement de terre (même de faible magnitude) annoncent la survenue possible d'un tsunami et impliquent qu'il faut se rendre en lieu sûr. Au Japon ou à Hawaï où les tsunamis sont récurrents, la sensibilisation est très importante et fait même partie des panneaux de signalisation comme le montre la figure 1.3 de gauche (photo ici prise à Tanabe au Japon). Dans certaines villes, comme c'est le cas à Niigata figure 1.3 de droite, des abris anti tsunamis ont même été construits.



FIGURE 1.2 – Arrivée du tsunami sur les côtes japonaises le 11 mars 2011 (source web : http://www.lexpress.fr/actualite/monde/asia/seisme-et-tsunami-au-japon-en-2011_1492023.html)

Dans un but de prévention, une trentaine de stations d'alerte sismiques sont disposées dans tout l'océan Pacifique. En effet, les données récoltées par les stations d'alerte sismiques permettent de détecter un séisme se produisant dans le Pacifique et d'estimer s'il peut donner lieu un tsunami. Dans le cas, où la probabilité de génération d'un tsunami est importante, une alerte tsunami est alors lancée et cela permet de gagner de précieuses heures et minutes avant que celui-ci ne déferlent sur les côtes. Même si leur but premier n'est pas de détecter les tsunamis, 78 marégraphes sont également disposés dans le Pacifique. Des bouées entièrement dédiées à la prévention et à l'alerte tsunami sont placées stratégiquement, à savoir aux endroits où les séismes sous marins sont fréquents et donc le risque de tsunami important. Ils s'agit des bouées DART dont nous avons utilisées les données tout au long de cette thèse.



FIGURE 1.3 – A gauche, Exemple de sensibilisation aux tsunamis à Tanabe au Japon (source web : (<http://www.bo-sai.co.jp/tunamihyoujiban.htm>). A droite, abris anti tsunamis à Niigata (source web : <http://www.rinko-hp.com/notice/view.php?i=126>).

1.6 DÉTECTION DES TSUNAMIS DEPUIS LA SURFACE DE L'OCÉAN

Le système de bouées D.A.R.T. (Deep-ocean Assessment and Reporting of Tsunamis) montré en figure 1.4 a été mis en place pour la première fois en 1995 par les Etats Unis par la NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration). Chaque DART est constituée d'une bouée en surface équipée d'une ancre à son extrémité ainsi que d'un capteur de pression en profondeur (bottom pressure recording, BPR). La bouée reçoit les mesures du capteur BPR (qui sont par la suite converties en hauteur d'eau) via une transmission acoustique. Ce système d'alerte permet ainsi de détecter les tsunamis lorsqu'une brusque variation de pression est mesurée au fond de l'océan (Titov *et al.*, 2005) Les données sont ensuite transmises à un satellite qui les retransmet ensuite aux stations sol de la NOAA à Honolulu.

En mode standard, les mesures s'effectuent toutes les 15 mn. Lorsqu'un risque de tsunami est identifié, les bouées DART de la zone concernée passent en modes "event". Les mesures sont alors beaucoup plus rapprochées. Elle se font toutes les 15 s pendant quelques minutes après le déclenchement du mode "event" puis toutes les minutes pendant 4 h environ.

Afin d'obtenir la hauteur de l'eau, il faut retirer l'effet de marées qui affectent les données brutes. Celui-ci est généralement modélisée par une fonction polynomiale. Cela est illustré sur la figure 1.5 extraite de Watada *et al.* (2014), qui montre la hauteur de l'eau en fonction de l'heure UT des données DART brutes (a) et (b) et après le processus de correction de la marée (detide en anglais) (c) mesurée par la bouée DART 32411 lors du tsunami de Tohoku.

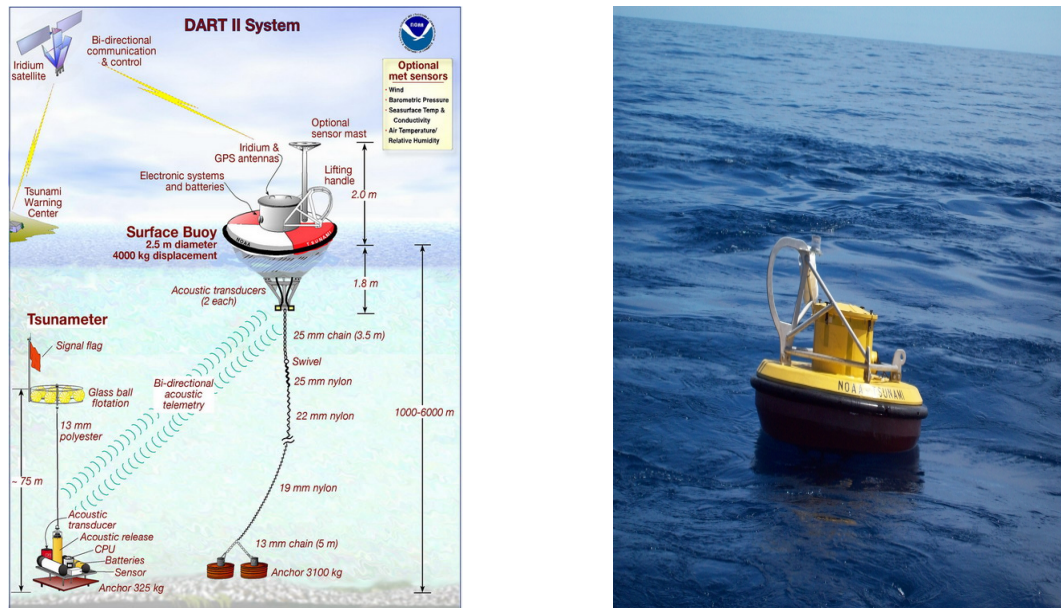


FIGURE 1.4 – A gauche, principe de fonctionnement des bouées DART (<https://www.sciencedaily.com>). A droite, bouée DART 51407 localisé à Hawaii à 19.5°N 156.5°W (<http://www.ndbc.noaa.gov>).

Le tremblement de Terre de Tohoku en 2011 et le tsunami conséquent qui s'ensuivit a fait prendre conscience de l'importance de la détection en temps réel des tsunamis. A l'heure actuelle, on compte une trentaine de bouées DART réparties principalement dans l'océan Pacifique mais également dans l'océan Atlantique et également dans la mer des Caraïbes. La figure montre la couverture des données DART à l'échelle mondiale le 1^{er} octobre 2014. Les flèches bleues correspondent au DART qui ne fonctionnaient pas ce jour là. Une densification majeure du système DART paraît aujourd'hui irréalisable du fait que ces bouées DART sont compliquées à installer et qu'elles demandent de fréquents efforts de maintenance. Des systèmes de détection complémentaires sont donc nécessaires notamment lorsque les bouées DART sont momentanément en panne dans les zones critiques au moment de l'arrivée d'un tsunami ou pour détecter des tsunamis provenant d'autres sources que celles historiquement répertoriées.

1.7 DÉTECTION DES SÉISMES DEPUIS L'ATMOSPHERE ET L'IONOSPHERE

1.7.1 Ondes sismiques d'origine atmosphérique

En 1883, suite à l'éruption du Krakatora en Indonésie, des ondes de chocs furent enregistrées par des barographes situés dans toutes les régions du globe. Elle firent plusieurs fois le tour de la Terre ce qui démontra pour la première fois l'existence d'un guide d'onde

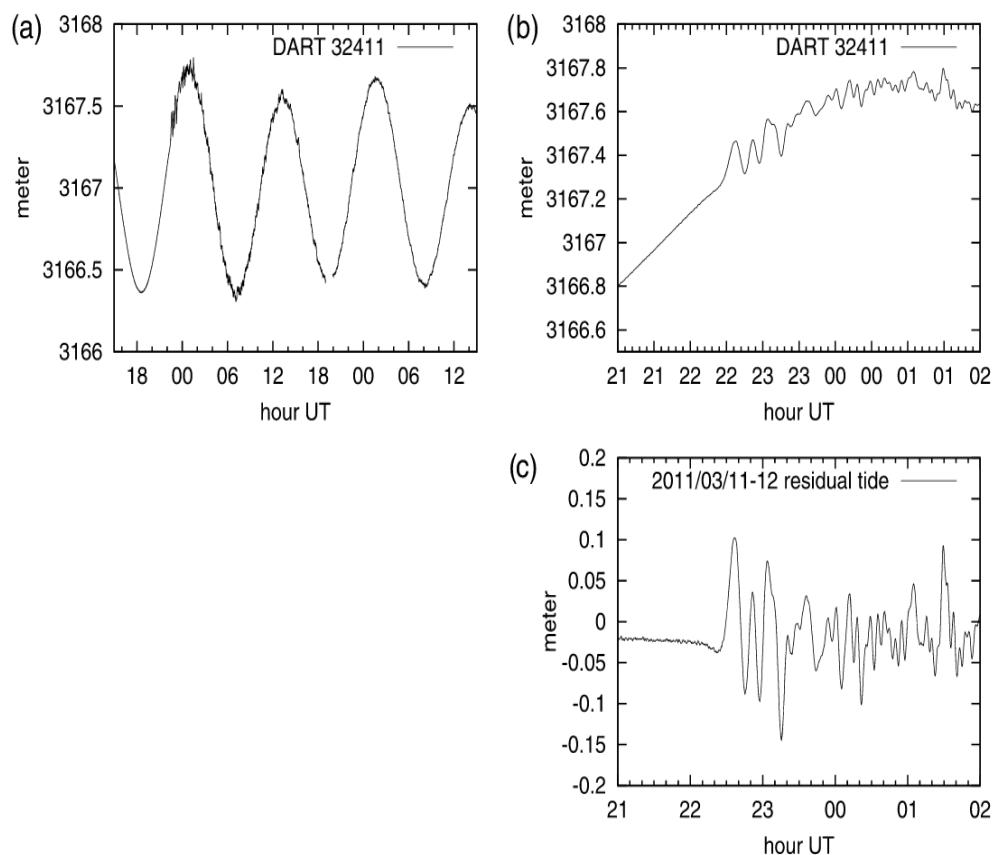


FIGURE 1.5 – Correction de la mesure DART du tsunami de Tohoku (a) Hauteur de l'eau directement mesurée par la bouée DART 32411 entre 15h UT le 11 mars 2011 et 15h UT le jour suivant. (b) Identique à (a) zoomé sur le signal du tsunami entre 21h et 2h du matin. (c) Hauteur de l'eau mesurée par la DART 32411 après le processus de detide entre 21h et 2h du matin. Source : Watada et al. (2014).

atmosphérique (Symons, 1888). L'observation avec les mêmes moyens de l'explosion de la météorite Tunguska au dessus de la Russie en 1908 a permis la détection de deux types d'ondes atmosphériques (Voznesensky, 1925) :

- Les ondes acoustiques. Il s'agit d'ondes de compressions à courtes périodes (< 4 mn) se propageant à la vitesse du son.
- Les ondes de gravités. Il s'agit d'ondes longues périodes (> 5 mn).

Définissons maintenant la fréquence de Brunt-Väisälä. On considère le cas d'une stratification stable : le fluide léger est en équilibre stable au dessus du fluide plus dense. Le gradient vertical de densité est dû principalement à des gradients de température et de pression. Ainsi, une particule fluide mise en mouvement vertical oscille à la fréquence dite de Brunt-Väisälä :

NDBC DART® Program

10/10/2014 11:00

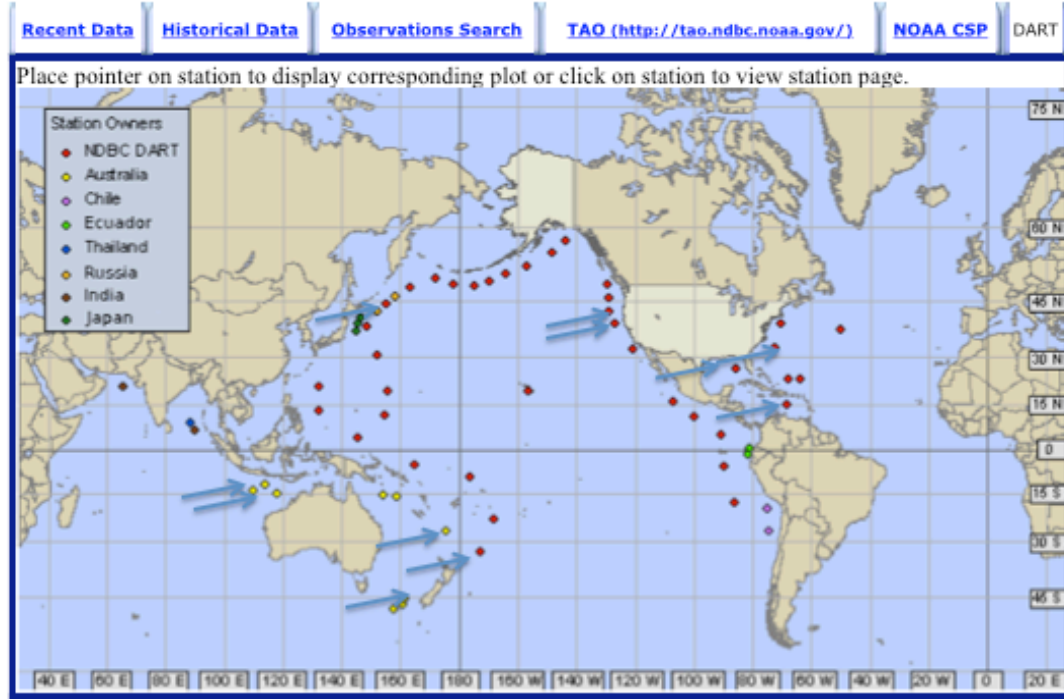
Printed from www.ndbc.noaa.gov[View Locations of NDBC DART® Stations via Google Maps](#)

FIGURE 1.6 – Couverture des bouées DART le 1^{er} octobre 2014 <http://nctr.pmel.noaa.gov>. Les flèches bleues correspondent au bouées qui ne fonctionnaient pas ce jour là.

$$N = \sqrt{-\frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz}} \quad (1.8)$$

où g est l'accélération de pesanteur, ρ la masse volumique et z se réfère à l'altitude. Dans le cadre de la thèse, le modèle d'atmosphère utilisé pour calculer les paramètres atmosphériques est le modèle NRLMSISE-00 *Picone et al.* (2002). En dessous de la fréquence de Brunt-Väisälä, on se situe dans le domaine de gravité, l'onde est évanescence sinon. Le domaine de propagation des ondes de gravité est généralement noté (G). La fréquence de coupure acoustique correspond à la fréquence en dessous de laquelle les ondes acoustiques deviennent évanescences. Le domaine de propagation acoustique est généralement noté (A). Tout cela est résumé par la figure 1.7 (*Rolland, 2010*).

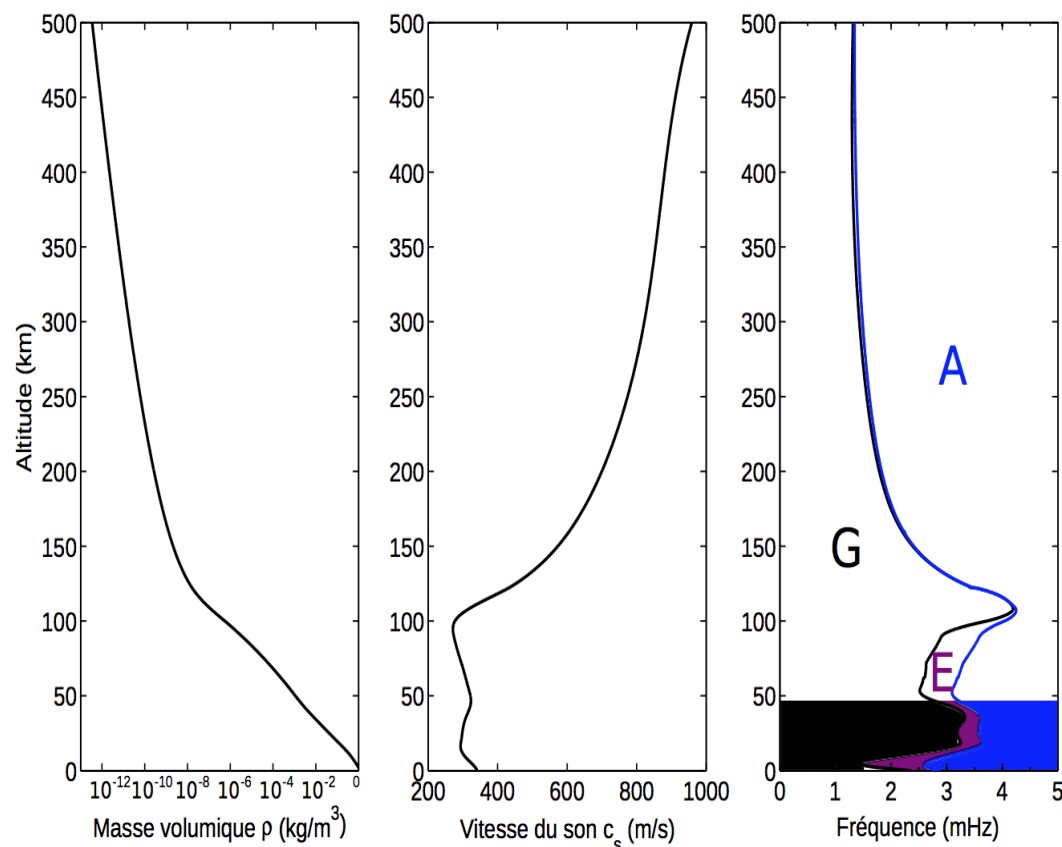


FIGURE 1.7 – Figure extraite de (Rolland, 2010). Modèle d'atmosphère et zones de propagation verticale possible en fonction de la fréquence pour les ondes de gravité (domaine G, en gris) et les ondes acoustiques (domaine A, en bleu). La fréquence de Brunt-Väisälä $N/2\pi$ est tracée en noire et la fréquence de coupure acoustique est tracée en bleu. Noter la zone de non propagation verticale entre 1.5 et 4.3 mHz jusqu'à 110 km d'altitude (domaine E, en violet). Les profils de masse volumique et de vitesse du son sont calculés via le modèle NRLMSISE-00 (Picone et al., 2002) pour le séisme de Tokachi-Oki du 25 Septembre 2003..

1.7.2 Mise en évidence du couplage entre les ondes de Rayleigh et les ondes acoustiques.

Dans les années 60, le développement de nouvelles techniques d'observations ont permis de mettre en évidence le couplage entre les ondes de Rayleigh et les ondes acoustiques. Ce couplage fut observé notamment par le biais d'observations barométriques. En effet, à la suite du séisme et tsunami d'Alaska de 1964, 2 perturbations ionosphériques furent enregistrées par Bolt (1964). La première, de grande amplitude, détectée 14 mn après la rupture, fut interprétée comme une onde acoustique couplée aux ondes de Rayleigh, la deuxième correspond au fondamental des ondes de gravité (Row, 1966). Plus récemment des travaux de recherche portant sur la détection des ultrasons ont renforcé la démonstration de l'existence d'un couplage entre

la Terre solide et son atmosphère (*Watada et al.*, 2006a; *Mikumo et al.*, 2008). Ce couplage a pu également être mis en évidence par les mesures du radar OTH (Over-the-horizon) (*Occhipinti et al.*, 2010). Ces radars ont été initialement conçus à des fins militaires (détection d'avions ou de navires ennemis notamment). Les ondes électromagnétiques (EM) émises par le radar OTH sont réfractées par l'ionosphère et se propagent au delà de l'horizon optique. Les ondes EM émises se propagent de manière curviligne en traversant l'ionosphère jusqu'à ce qu'elles atteignent le sol et soient rétrodiffusées. Ainsi, à la suite du séisme de Sumatra du 28 Mars 2005, *Occhipinti et al.* (2010) mesurèrent la vitesse d'oscillation du plasma et les expliquèrent à partir du mécanisme de couplage entre les ondes acoustiques et les ondes de Rayleigh. Cela fut corroboré par le bon accord trouvé entre les données et le modèle de sommation de modes propres.

1.8 TSUNAMIS DEPUIS L'IONOSPHERE

1.8.1 Observations

Dans les années 70, *Hine* (1972) and *Peltier and Hines* (1976) ont les premiers postulé qu'un tsunami, étant lui même une onde de gravité océanique, pouvait générer des ondes de gravité atmosphériques se propageant de bas en haut. Cette onde de gravité atmosphérique est forcée par le tsunami à savoir que sa vitesse de propagation horizontale est imposée par celle du tsunami (voir figure 1.8).

Ce mécanisme est analogue au mécanisme de couplage entre les ondes de Rayleigh au sol et les ondes acoustiques atmosphériques (*Davies and Baker*, 1965; *Row*, 1966, 1967) mais était à des fréquences plus basses, et associée à la propagation d'une onde de gravité. Dans ce qui suit, on dénommera l'onde de gravité ainsi couplée au tsunami "IGW" (Internal Gravity Wave en anglais). Un facteur de 10^5 est observé entre l'amplitude de l'onde couplée à la surface de l'océan et l'amplitude aux altitudes de sondages. Cela peut s'expliquer par le fait que la densité de l'air diminue exponentiellement. Par le principe de conservation de l'énergie cinétique, l'amplitude de l'onde couplée augmente donc avec l'altitude. Près de 30 ans après sa formulation théorique, *Artru et al.* (2005) ont observé à l'aide du réseau GEONET une perturbation ionosphérique au niveau du Japon qui aurait été induite par le tsunami du 23 Juin 2003 de magnitude 8.2 survenu au Pérou. Plusieurs faits semblaient conforter cette hypothèse. Tout d'abord le temps d'arrivée du tsunami. Le tsunami arrive au Japon aux alentours de 18 UT (figure 1.9).

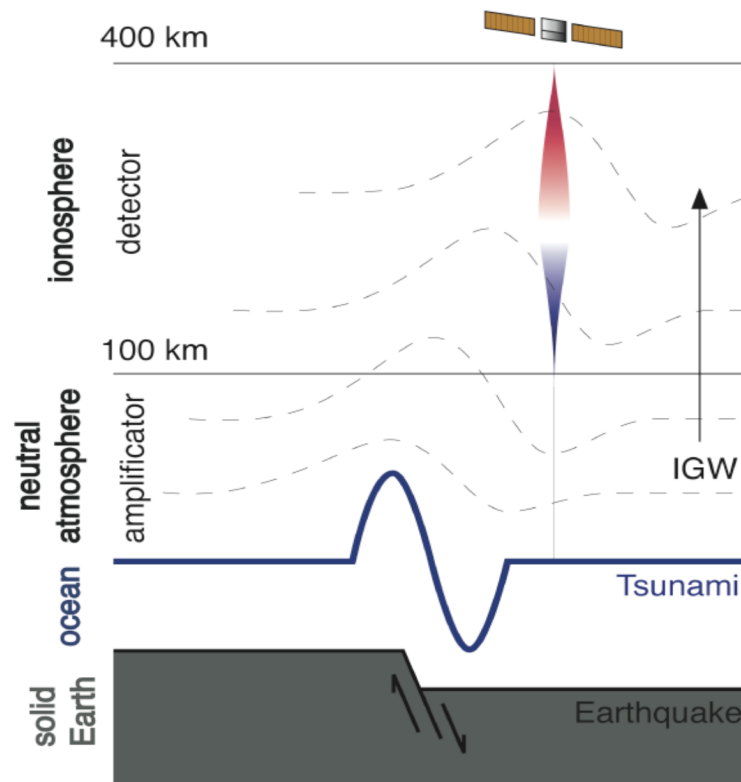


FIGURE 1.8 – D'après Occhipinti (2006). Principe de la génération d'une IGW à la suite d'un tsunami. En se propageant dans l'ionosphère, l'IGW produira une perturbation de TEC détectable par tout GPS émettant et recevant des signaux bi-fréquences.

Entre 18 h et 19h, une perturbation dans les signaux TEC est détectée (figure 1.10) alors qu'aucune perturbation n'avait été détectée le jour précédent. Par ailleurs, l'orientation du front d'onde et la vitesse de propagation horizontale de l'onde de gravité mesurée est cohérente avec les caractéristiques des IGW. A la suite de cette première observation, d'autres observations similaires ont été effectuées (Tsugawa *et al.*, 2004, 2007; Lognonné *et al.*, 2006; Occhipinti *et al.*, 2006; Rolland *et al.*, 2010; Galvan *et al.*, 2011, 2012; Graue and Makela, 2015; Zhang and Tang, 2015). D'autres types d'observations ont permis de compléter les mesures GPS. On peut citer notamment les observations airglows suggéré théoriquement par Hickey *et al.* (2010), et observées pour la première fois durant le tsunami de Tohoku-oki grâce à un "all-sky imager" à 630 nm (Makela *et al.*, 2011; Graue and Makela, 2015).

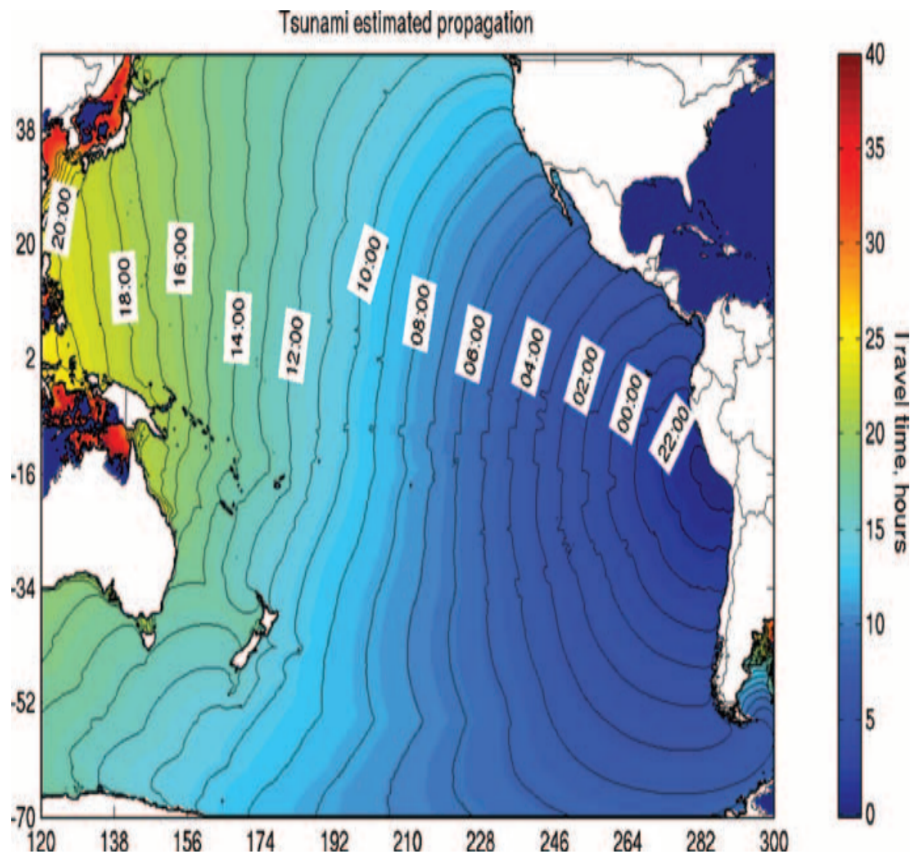


FIGURE 1.9 – D’après Artru *et al.* (2005). Estimation de l’heure d’arrivée du tsunami du 23 Juin 2003 survenu au Pérou. Les contours correspondent aux heures d’arrivées en UT.

1.8.2 Modélisation

Plusieurs modélisations ont ensuite **caractérisé** ce phénomène. *Occhipinti et al.* (2006) ont couplé un modèle 3D de propagation d’un tsunami de *Hébert et al.* (2007) avec un modèle 1D d’atmosphère et un modèle 1D d’ionosphère. Ils ont ainsi modélisé les signaux TEC induits par le tremblement de terre et le Tsunami de Sumatra survenu en 2004. La perturbation était de l’ordre de 5 TECU (10% de la valeur non perturbée). L’accord entre le modèle et les mesures de TEC obtenues par les satellite Jason-1 et Topex-Poseidon était très satisfaisant. Ces résultats furent corroborés par *Mai and Kiang* (2009). *Occhipinti et al.* (2008) introduisirent dans le modèle les effets de directivité liées à l’angle entre la direction de propagation du tsunami et l’orientation du champ magnétique. La même méthode a été ensuite appliquée dans le cas du tsunami de Tohoku en 2011 (*Occhipinti et al.*, 2011). La comparaison entre les simulations et les données était plus que satisfaisant. Cependant, du fait de l’atténuation due notamment à la conduction thermique et la viscosité, les perturbations en vitesse des neutres dans l’atmo-

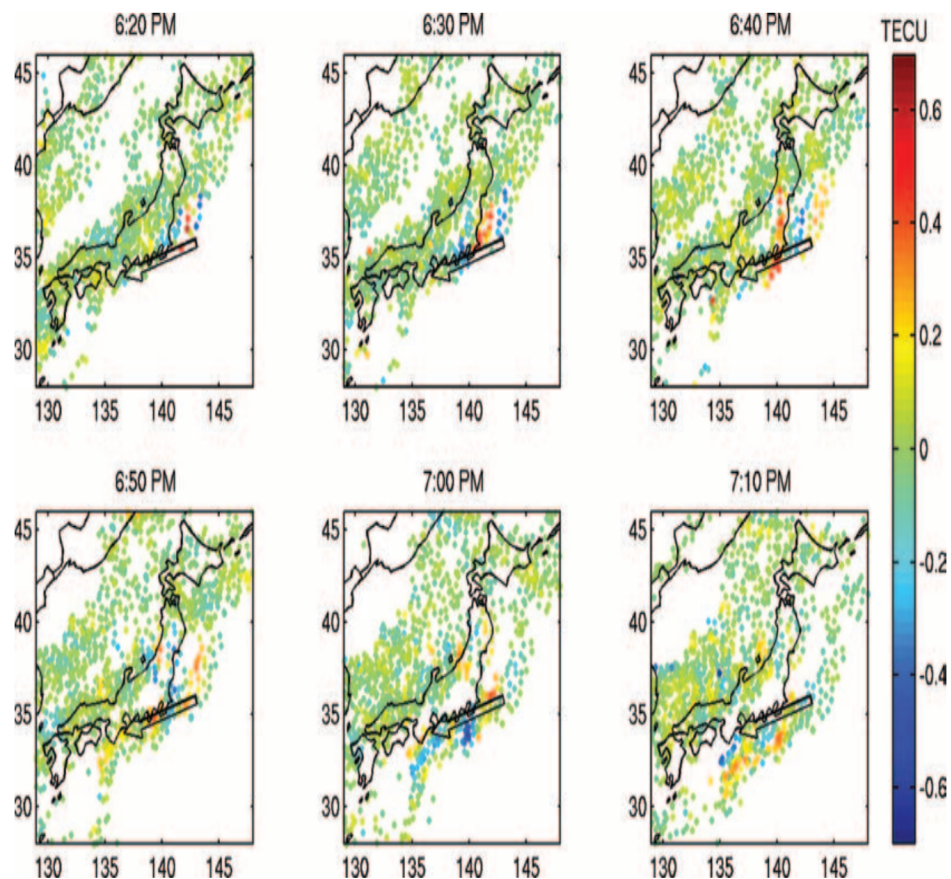


FIGURE 1.10 – D'après Artru *et al.* (2005). Observation des variations du TEC au niveaux des points de percées ionosphériques. Une perturbation se propageant vers les côtes de Honshu est observée. Les temps d'arrivées et les vitesses de propagations horizontales sont cohérents avec celui du tsunami.

sphères avaient des amplitudes bien trop grandes pour être réalistes (de l'ordre de 600 m/s). Ces effets d'atténuation ont été introduits par Hickey *et al.* (2009). Ils doivent être obligatoirement prise en compte dans toute tentative d'estimation de la hauteur d'eau du tsunami à partir des données ionosphériques (ce qui est l'objectif de cette thèse.) Ces premiers travaux furent suivis par des modèles plus complets de propagation, prenant entre autre en compte le champ électro-magnétique (Kherani *et al.*, 2012, 2016). Des simulations complètement non linéaires afin de mieux modéliser les couplages thermosphériques (Meng *et al.*, 2015) ou bien basées sur les paquets d'ondes (Vadas *et al.*, 2015) ou encore à partir de la théorie de perturbations des ondes gravito-acoustique (Godin *et al.*, 2015) ont aussi été proposées.

Cependant, il est à noter que ces modèles ne prennent en compte que le déplacement vertical du tsunami dans le calcul de l'excitation et du couplage avec l'atmosphère et l'ionosphère.

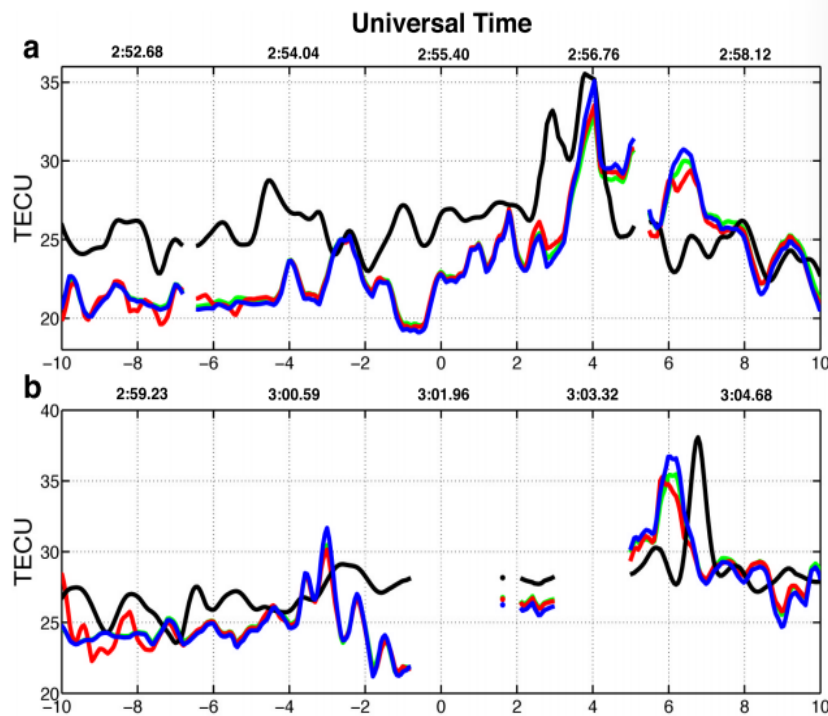


FIGURE 1.11 – D'après Occhipinti et al. (2006) . Signature TEC enregistrée lors du tsunami de Sumatra en 2004. La comparaison entre le modèle et les observations est montrée en a pour Jason-1 et en b pour Topex-Poseidon. Les données sont en noir, le modèle ignorant les processus de production-recombinaison-diffusion est en bleu, le modèle prenant en compte les phénomènes de production-recombinaison est en rouge et le modèle prenant en compte les processus de production-recombinaison-diffusion est en vert.

Ainsi la méthode des modes propres calculés dans le système complet (Terre solide-océan-atmosphère) est une approche alternative pour calculer la perturbation ionosphériques associés aux tsunamis. Ce formalisme considère toutes les conditions aux limites et prends donc implicitement en compte le couplage entre les parties solide, océanique et atmosphérique de la Terre. Par leur essence même, les modes propres de tsunami calculés dans le système terrestre complet représentent une base afin de calculer toute perturbation associée au tsunami ce qui correspond non seulement au déplacement de l'eau mais aussi au déplacement ou à la déformation dans la partie solide ainsi qu'au vent, la température et la densité dans la partie atmosphérique. L'approche en mode normal tient pleinement compte de la propagation linéaire et des effets anélastiques, du couplage ionosphérique généré par le champ géomagnétique local et de la géométrie d'observation TEC. Ce dernier a une influence critique sur les signaux TEC (Rolland et al., 2011a).

Le formalisme des modes propres de tsunami couplés à la Terre et à l'océan a été utilisé pour la première fois par Coïsson et al. (2015) afin de modéliser les perturbations d'occultation

radio générées par les IGW associées au tsunami de Tohoku en 2011. La figure 1.12 montre à la fois les résultats de la modélisation de l'amplitude du tsunami au niveau de l'eau ainsi que l'amplitude des IGWs dans l'atmosphère entre 100 et 400 km modélisées par la technique de sommation de modes propres. Notons que la direction et la vitesse de propagations des IGWs sont imposées par celles du tsunami.

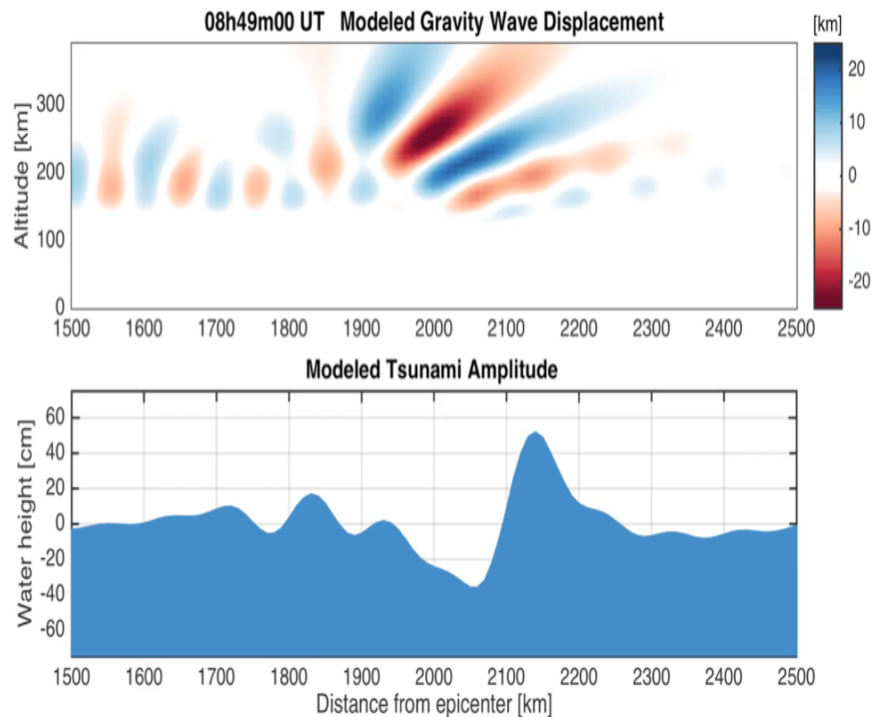


FIGURE 1.12 – D'après Coisson et al. (2015). Déplacement des IGWs (haut) et du tsunami au niveau de la surface de l'océan (bas) modélisé par la méthode des modes propres.

La radio occultation est une technique de mesure largement utilisée en télédétection exploitant les signaux de propageant entre un satellite de positionnement GNSS et un satellite LEO (Low Earth orbite) muni à son bord d'un récepteur GNSS bi-fréquence. Ces signaux traversent l'atmosphère dans certaines conditions et leurs inversions permettent d'obtenir notamment le profil d'humidité et de température de la troposphère ainsi que le profil de densité électronique de l'ionosphère. Ainsi, les observations effectuées par l'un des satellites COSMIC, qui a enregistré une occultation sur le Pacifique Nord coïncidant avec l'emplacement du front d'onde du tsunami 2.5 h après la rupture, ont permis de mesurer la perturbation TEC induite par le tsunami. L'accord entre le modèle et les données est très bon (Fig 1.13). Toutefois, il est à noter qu'un décalage en temps a été appliqué aux modèles du au fait que les modes propres

étant un modèle 1D, ils ne peuvent prédire avec exactitude, le temps d'arrivée du tsunami. On reviendra largement dans le chapitre 3 sur la modélisation des modes propres.

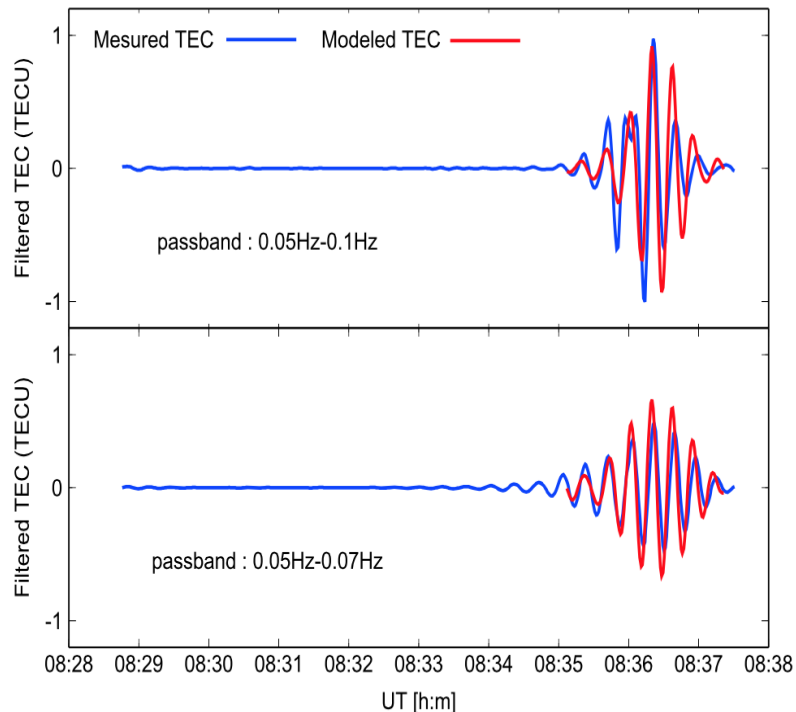


FIGURE 1.13 – D'après Coisson et al. (2015). Comparaison des données d'occultations avec les synthétiques calculés suivant la méthode des modes propres. En haut : un filtre passe bande entre 0.05 Hz and 1 Hz et appliqué et en bas entre 0.05 Hz and 0.07 Hz.

1.9 OBJECTIF DE LA THÈSE

Le tsunami de Sumatra en 2004 a montré la nécessité d'améliorer et de compléter les systèmes d'alertes tsunamis. Cette thèse se propose de démontrer qu'il est possible, pour ce faire, d'utiliser le sondage ionosphérique par les GPS. Pour ce faire, il est indispensable de modéliser à la fois la hauteur du tsunami et la perturbation en TEC correctement. Autrement dit, il est nécessaire de bien comprendre les mécanismes de couplage entre la Terre solide, l'océan, l'atmosphère et l'ionosphère. Ainsi, dans le chapitre 2, nous introduirons les modèles de Terre solide, atmosphérique et ionosphérique qui serviront d'input à notre modèle couplé ainsi que le principe du sondage ionosphérique. Le chapitre 3, sous forme d'un article soumis à GJI, rappelle le principe de la technique des modes propres calculés dans le système complet

Terre solide- océan- atmosphère (Lognonné *et al.*, 1998; Artru *et al.*, 2001, 2004; Rolland *et al.*, 2011a) est utilisé tout au long de cette thèse. Les résonances atmosphériques des modes de tsunami leurs sensibilités à la profondeur de l'eau et de l'heure locale, ainsi que les modes de gravité sont étudiés et le modèle est validé en comparant ses résultats avec les données à la fois pour le TEC et la hauteur d'eau. Le chapitre 4 propose une nouvelle méthode de calcul de la perturbation TEC générée par un tsunami en intégrant explicitement le formalisme des modes propres dans le calcul du couplage entre l'atmosphère et l'ionosphère. Enfin, le chapitre 5, sous la forme d'un article soumis à JGR, démontre que les données GPS-TEC pourraient être utilisées pour estimer la hauteur du tsunami dans le cas du tsunami de Haida Gwaii en 2012, Kuril en 2006 et Tohoku en 2011. Les limitations de la méthode sont également discutées.

MODÈLES DE TERRE ET SONDAGE IONOSPHERIQUE

2

SOMMAIRE

2.1	LA TERRE SANS ATMOSPHERE : MODELE PREM	31
2.2	L'ATMOSPHERE : LE MODELE EMPIRIQUE NRLMSISE-00.	34
2.3	L'IONOSPHERE	36
2.3.1	Généralités	36
2.3.2	La magnétosphère terrestre	37
2.3.3	Modèle de champ magnétique : le modèle IGRF	38
2.3.4	Modèle d'ionosphère : le modèle IRI	38
2.3.5	Variabilité locale et géographiques	39
2.4	LE SONDAGE IONOSPHERIQUE	41
2.4.1	Principe	41
2.4.2	Fonctionnement du système GPS	43
2.4.3	La mesure GPS	44
2.4.4	Calcul du GPS-TEC	45
2.4.5	Extraction de la perturbation en TEC	46
2.4.6	Modélisation du STEC et VTEC	46
2.4.7	Comparaison entre les signaux de la perturbation en TEC et la hauteur du tsunami	49

Dans ce chapitre, on introduit dans un premier temps les modèles de structure interne de la Terre (PREM) et de l'atmosphère (NRLMSISE-00) qui serviront d'input au modèle des modes propres permettant de calculer la perturbation induite par le tsunami n'importe où dans le système Terre solide- océan - atmosphère présenté dans le prochain chapitre. Puis l'on décrira brièvement les caractéristiques de l'ionosphère. On s'intéressera notamment aux

modèles IRI (densité et la température des ions) et le modèle IGRF (champ géomagnétique magnétique) qui sont nécessaires afin de modéliser le couplage des modes propres de tsunamis atmosphérique avec l'ionosphère. Enfin, le principe du sondage ionosphérique par le biais de la mesure du TEC (Total Electron Content en anglais) permettant de mesurer la perturbation TEC générée par le tsunami est présenté.

2.1 LA TERRE SANS ATMOSPHÈRE : MODÈLE PREM

Une vingtaine d'années après l'observation des premiers modes propres de la Terre suite au séisme du Chili de 1960 et en inversant plus de 1000 fréquences propres, 500 hodochrones, une centaine de valeurs du coefficient de qualité (Q), et le moment d'inertie terrestre, (*Dziewonski and Anderson, 1981*) ont pu établir un des modèles de structure interne terrestre les plus utilisés en sismologie. Il s'agit du modèle PREM (pour Preliminary Reference Earth Model).

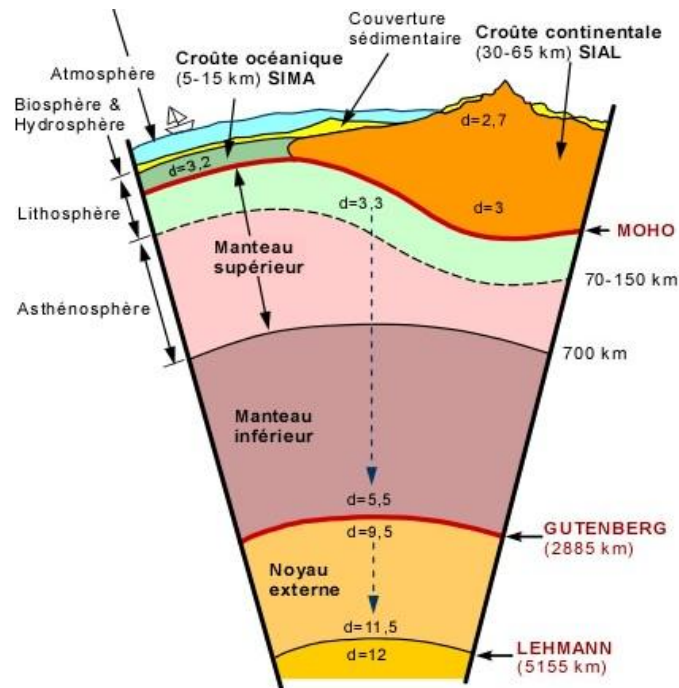


FIGURE 2.1 – Schéma descriptif de la surface interne de la Terre. d représente la densité normalisée avec celle de l'eau. Source <http://www2.ggl.ulaval.ca/personnel/bourque/img.communes.pt/str.interne.terre.html>

Partant de la surface jusqu'au centre de la Terre, le modèle original intègre :

- Une couche océanique d'une épaisseur de 3 km.
- Une croûte terrestre de 22 km de densité $\rho_{crust} = 2.75 \text{ g.cm}^{-3}$ avec une vitesse des ondes P $v_p \approx 6.0 \text{ km/s}$.
- Le Moho correspondant à la limite entre la croûte terrestre et le manteau supérieur.
- Vers 220 km de profondeur, une zone fortement anisotrope comprenant une zone à haute vitesse (LID) et une zone à faible vitesse (LVZ). L'anisotropie y est très importante. Il s'agit d'une zone du manteau supérieur.
- Deux zones intermédiaires se situant entre le LVZ et les deux discontinuités de nature minéralogiques situées à 400 km et 700 km. Le manteau est principalement composé

de roche silicatées. Jusqu'à 400 km, il s'agit de péridotites (composées de pyroxènes et d'olivines). La discontinuité à 400 km est due à la transition de phase de l'olivine vers la phase spinelle. En revanche, la discontinuité à 670 km correspond à la transformation de cette dernière en un assemblage de deux minéraux : (pérovskites et magnésio-wustites).

- Le manteau inférieur. Celui-ci est constitué de 3 zones séparées chacune par une discontinuité d'ordre 2. Il s'étend jusqu'à une profondeur de 2885 km (limite de Gutenberg).
- Le noyau constitué d'une partie externe et interne. Le noyau externe, sous forme liquide, est composé en majorité de fer ainsi que de nickel et d'éléments plus légers (oxygène, soufre) en plus faible quantité. La discontinuité de Lehman à 5100 km de profondeur sépare ce dernier du noyau interne. Celui-ci, essentiellement composé de fer solide, a un rayon de 1220 km environ.

La structure interne de la Terre est représentée en figure 2.1. Le modèle PREM original en terme de vitesse de propagation des ondes P et S (V_P et V_S respectivement), de densité (ρ) et de paramètre d'anisotropie (η) est illustré figure 2.2 et dans le tableau 2.1.

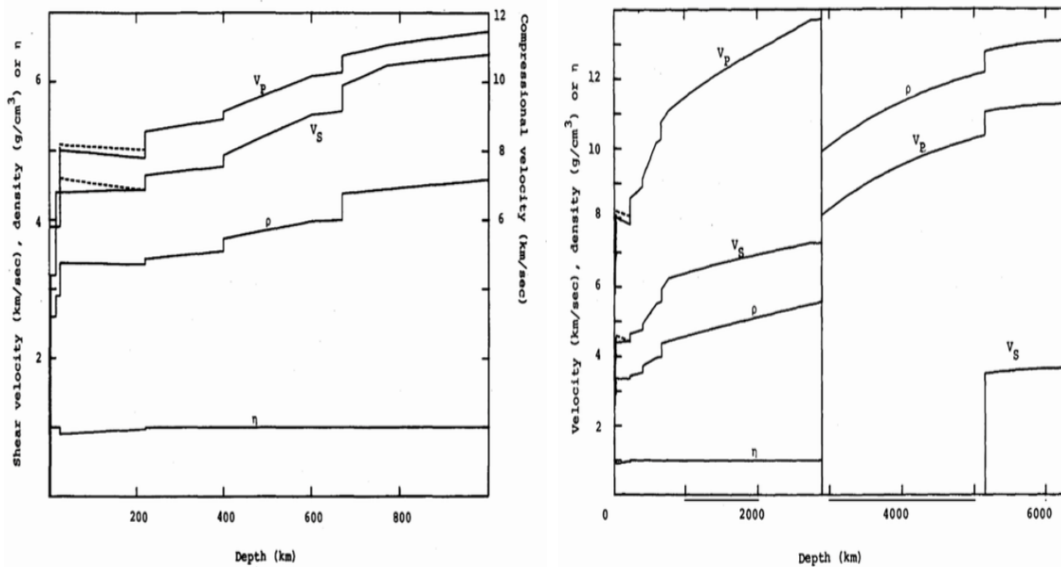


FIGURE 2.2 – gauche : modèle PREM dans le manteau supérieur. Les traits pleins représentent les vitesses verticales des ondes P et S, la densité (ρ) et le paramètre d'anisotropie (η). Les traits pointillés représentent les vitesses horizontales. A droite : Identique mais sur l'ensemble de la Terre. Source : (Dziewonski and Anderson, 1981)

Ce modèle de référence a beaucoup évolué par la suite afin d'y intégrer des phénomènes physiques de plus en plus complexes. On peut citer en autres les effets anélastiques (Durek and Ekström, 1996, e.g.) ou anisotropes (Montagner and Tanimoto, 1990, e.g.). Il est également

Region	Radius (km)	Density (g cm ⁻³)	V_P (km s ⁻¹)	V_S (km s ⁻¹)	Q_μ	Q_κ	
Inner core	0–	13.0885	11.2622	3.6678	84.6	1327.7	
	1221.5	$-8.8381x^2$	$-6.3640x^2$	$-4.4475x^2$			
Outer core	1221.5–	12.5815	11.0487	0	∞	57823	
	3480.0	$-1.2638x$	$-4.0362x$				
		$-3.6426x^2$ $-5.5281x^3$	$+4.8023x^2$ $-13.5732x^3$				
Lower mantle	3480.0–	7.9565	15.3891	6.9254	312	57823	
	3630.0	$-6.4761x$	$-5.3181x$	$+1.4672x$			
		$+5.5283x^2$ $-3.0807x^3$	$+5.5242x^2$ $-2.5514x^3$	$-2.0834x^2$ $+0.9783x^3$			
	3630.0–	7.9565	24.9520	11.1671	312	57823	
Transition zone	5701.0–	5.3197	19.0957	9.9839	143	57823	
	5771.0	$-1.4836x$	$-9.8672x$	$-4.9324x$			
	5771.0–	11.2494	39.7027	22.3512	143	57823	
	5971.0	$-8.0298x$	$-32.6166x$	-18.5856			
LVZ*	5971.0–	7.1089	20.3926	8.9496	143	57823	
	6151.0	$-3.8045x$	$-12.2569x$	$-4.4597x$			
			V_{PV}	V_{SV}	Q_μ	Q_κ	
	6151.0–	2.6910	0.8317	5.8582	80	57823	
6291.0	$+0.6924x$	$+7.2180x$	$-1.4678x$				
		V_{PH}	V_{SH}	η			
		3.5908	-1.0839	3.3687			
		$+4.6172x$	$+5.7176x$	$-2.4778x$			
LID*	6291.0–	2.6910	0.8317	5.8582	600	57823	
	6346.6	$+0.6924x$	$+7.2180x$	$-1.4678x$			
			V_{PH}	V_{SH}	η		
			3.5908	-1.0839	3.3687		
		$+4.6172x$	$+5.7176x$	$-2.4778x$			
Crust	6346.6–	2.900	6.800	3.900	Q_μ	Q_κ	
	6356.0				600	57823	
	6356.0–	2.600	5.800	3.200	600	57823	
	6368.0						
Ocean	6368.0–	1.020	1.450	0	∞	57823	
	6371.0						

TABLE 2.1 – Modèle PREM original. Source : (Dziewonski and Anderson, 1981)

possible d'adapter le modèle de lithosphère selon qu'on le situe au niveau d'une croûte océa-

nique ou continentale. D'autres modèles prenant en compte les hétérogénéités de la Terre (e.g *Woodhouse and Dziewonski (1984); Boschi and Dziewonski (1999); Karason and Van der Hilst (2001); Romanowicz (2003); Montelli et al. (2004)*) ont essayé de se substituer à PREM mais sans grand succès. Celui-ci reste encore aujourd'hui la référence absolue en matière de structure interne de la Terre.

2.2 L'ATMOSPHÈRE : LE MODÈLE EMPIRIQUE NRLMSISE-00.

L'atmosphère peut être décrite à l'aide des 4 paramètres suivants :

- La densité de l'air.
- La température.
- La vitesse du son.
- La viscosité.

En figure 2.3 tirée de *Occhipinti (2006)*, on représente ces 4 paramètres en fonction de l'altitude. Ils ont été obtenus à partir du modèle USSA [1976] (U.S Standard atmosphere).

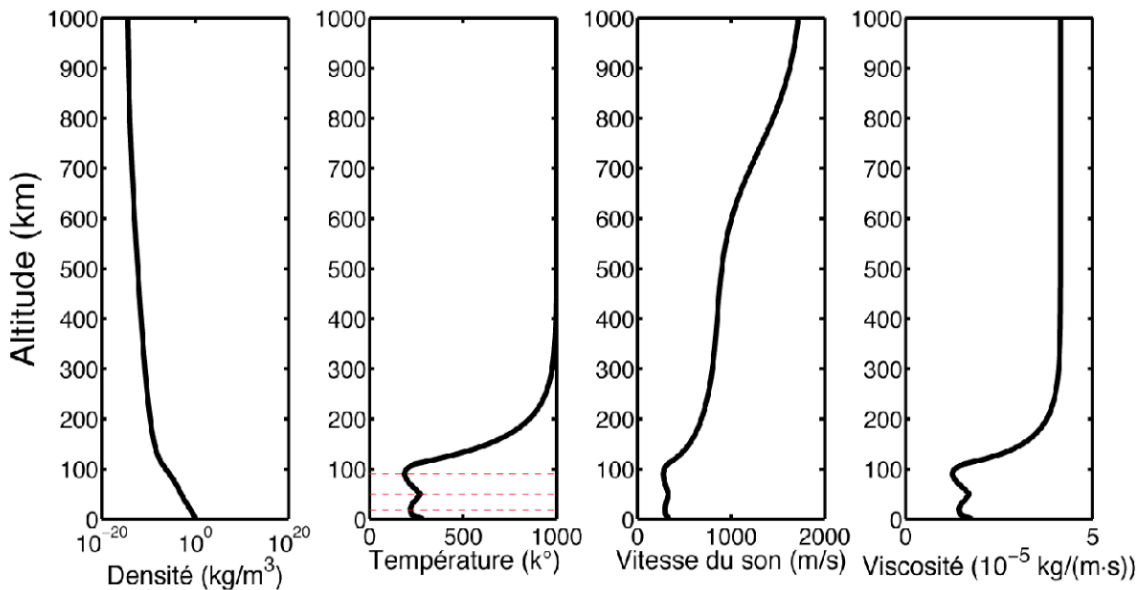


FIGURE 2.3 – De gauche à droite : Profil de densité, température, vitesse du son et viscosité obtenue à partir du modèle USSA [1976] tiré de *Occhipinti (2006)*

En première approximation, l'atmosphère peut être décrite comme une série de couches horizontales. Les lignes en pointillés rouge sur la figure correspondent à la limite entre les différentes couches. La température en fonction de l'altitude permet de bien paramétrer ces couches sur les premiers 100 km. En effet, dans cet intervalle d'altitude, le profil de tempéra-

ture peut être assimilée à une succession de segments de droites (dérivée première constante), chaque segment étant équivalent à une couche.

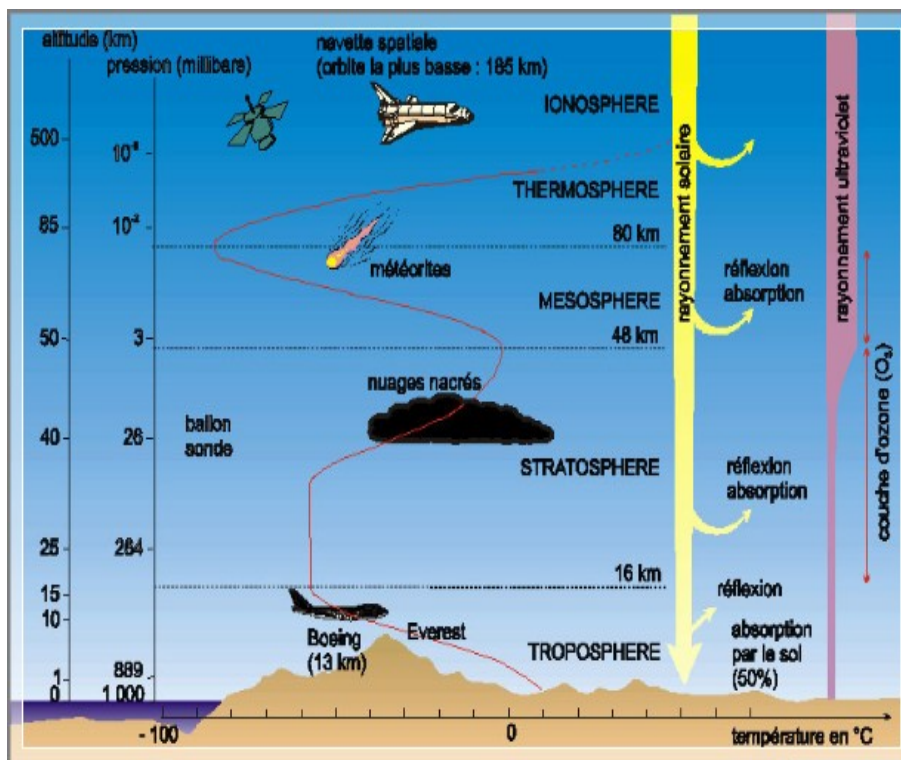


FIGURE 2.4 – Schéma des différentes couches de l'atmosphère. Source : http://www.meteo45.com/couches_atmospheriques.html

Les modèles d'atmosphère comprennent les couches suivantes :

- La troposphère. Située entre la surface du globe et une altitude d'environ 8 à 15 kilomètres, selon la latitude et la saison. Elle est plus épaisse à l'équateur qu'au pôle. Elle contient 90% de la masse totale de l'atmosphère. Elle est le siège de la quasi totalité des phénomènes météorologiques.
- La stratosphère. Caractérisée par une faible croissance de la température avec l'altitude, elle s'étend entre 15 km et 50 km d'altitude en moyenne. Cette faible variation de température (typiquement de -60 °C à 0 °C) est due à l'absorption du rayonnement solaire par la couche d'ozone.
- La mésosphère. Définissant la frontière avec l'espace, elle se situe entre 50 km et 90 km d'altitude. Elle est caractérisée par une décroissance de la température. C'est la région de l'atmosphère où les températures les plus faibles sont atteintes ($\approx -70\text{ °C}$).
- La thermosphère. Elle se situe entre 85 km et 600 km d'altitude. Elle est caractérisée par une forte croissance de température entre 300 °C à 1600 °C environ ce qui peut

s'expliquer par une absorption des UV solaires à faibles longueur d'ondes (entre 100 et 200 nm). Notons que néanmoins, il s'agit d'un milieu extrêmement raréfié.

L'organisation des différentes couches est illustrée figure 2.4.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons utilisé le modèle empirique NRLMSISE-00 (*Picone et al.*, 2002) qui intègre de nombreux effets tels que les variations des paramètres atmosphériques en fonction de la position géographique, l'heure locale et les effets saisonniers.

2.3 L'IONOSPHERE

2.3.1 Généralités

L'ionosphère est la partie de l'atmosphère se situant entre 60 km et 800 km d'altitude environ et tire son nom de sa richesse en particules chargées. L'appellation "ionosphère" a été introduite pour la première fois en 1926 par *Watt* (1929) dans une lettre destinée à l'United Kingdom radio research board. Elle intégra la littérature scientifiques 3 ans plus tard. Pourtant les propriétés électriques de l'ionosphère étaient déjà connues depuis les expérimentations de *Marconi* (1902) qui démontra la faisabilité de la transmission transatlantique des ondes radios. En se basant sur les lois de Maxwell de l'électromagnétisme, Heaviside et Kennelly émirent pour la première fois l'hypothèse que des particules libres chargées pouvaient réfléchir les ondes radios (*Schunk and Nagy*, 2009). Le processus d'ionisation se produisant dans l'ionosphère est dû au rayonnement solaire dans le domaine des UV et X. Ces photons ont assez d'énergie pour ioniser les atomes de gaz atmosphériques. Dans le même temps, les électrons libres ainsi formés sont capturés par des ions positifs. C'est ce qu'on appelle le processus de recombinaison. La compétition entre ces 2 processus détermine la densité d'électrons libres, d'ions et de particules neutres dans l'ionosphère. Néanmoins, l'ionisation étant assez faible, le rapport entre la densité des particules chargées et celles des particules neutres atteint à peu près 10% lors des maximums d'ionisations. Par la suite, *Lodge* (1902) développa le premier modèle d'ionosphère. Dans les années 20, les premières études de la réflexion des ondes électromagnétiques par l'ionosphère permirent de mettre en évidence la présence de différentes couches, de mesurer leurs étendues (*Appleton and Barnett*, 1925) et la première théorie de leurs formations fut élaborée par *Chapman* (1931).

Ces différentes couches sont les suivantes :

- La couche D de 50 km à 80 km environ. Du fait de la forte densité des gaz, le processus de recombinaison est très efficace et ainsi la densité électronique très faible. Elle se caractérise également, par la présence d'ions négatifs. Cette couche apparaît avec le lever du Soleil et disparaît immédiatement après le coucher de celui-ci. Toutefois, la nuit, le rayonnement cosmique permet de maintenir une ionisation résiduelle.

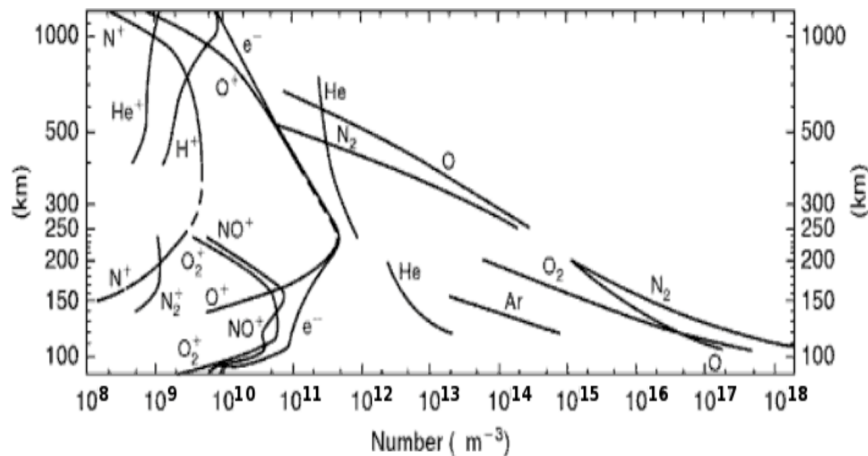


FIGURE 2.5 – Répartition verticale des particules neutres et ions dans l'ionosphère le jour, à faible activité solaire et à moyenne latitude. Sources : Johnson (1969) et Kelley (2009)

- La couche E de 80 km à 150 km. Elle est caractérisée par des ions positifs majoritairement (O_2^+ et NO^+) produits par la réaction de photo-ionisation sur les molécules O_2 et N_2 . La densité électronique est de l'ordre de 10^6 e.m^{-3}
- La couche F qui s'étend de 120 km à 500 km d'altitude. Sa densité électronique moyenne est de 10^{11} e.m^{-3} . Le jour, elle se divise elle-même en 2 régions : la région F_1 et la région F_2 . La première est caractérisée par la transition des ions moléculaires aux ions atomiques et la région F_2 par un pic de densité de l'ion O^+ . Cela est dû à la photodissociation de la molécule O_2 . Le pic F_2 correspond au maximum d'ionisation. La densité électronique correspondante noté NmF_2 est atteinte entre 250 km et 400 km d'altitude.
- La partie supérieure de l'ionosphère (topside en anglais) du fait de la très faible densité atmosphérique est dominée par le processus de diffusion.

Par convention, la limite supérieure de l'ionosphère est défini par la plasmasphère. Il s'agit de la région de l'atmosphère où les protons H^+ sont dominants. Cela correspond à une altitude de 800-1000 km.

2.3.2 La magnétosphère terrestre

La magnétosphère de la Terre est formée par l'interaction du vent solaire avec le champ magnétique de la Terre. Celui-ci est généré par l'effet dynamo du noyau liquide. Les lignes de champs étant orientées verticalement au niveau des pôles et horizontalement au niveau de l'équateur, au premier ordre, on assimile le champ magnétique de la Terre à celui produit

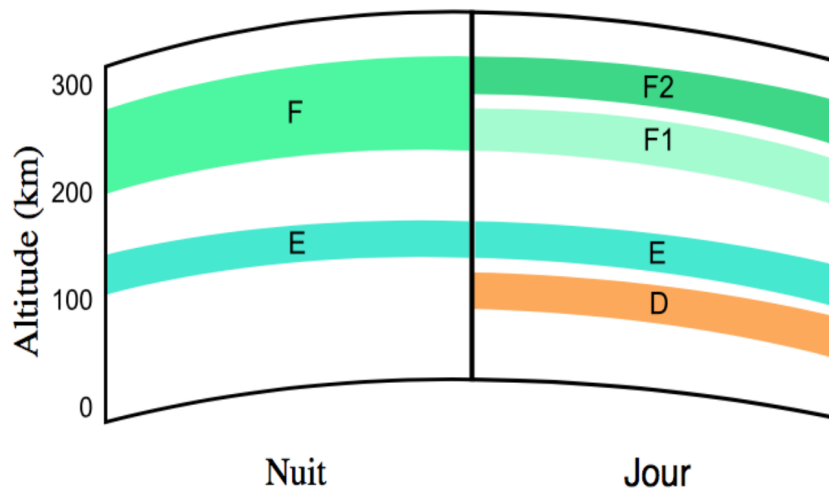


FIGURE 2.6 – Schéma représentatif des différentes couches de l'ionosphère. Source : <http://www.space-exploratorium.com/ionosphere.htm>.

par un dipôle dont l'axe de rotation correspondrait approximativement à l'axe de rotation de la Terre. On appelle magnétopause la frontière entre le vent solaire et le champ magnétique terrestre. Celle-ci sépare le plasma magnétosphérique du vent solaire et détermine la taille de la magnétosphère (figure 2.7). À l'intérieur de la magnétosphère, le vent solaire déforme souvent l'orientation des lignes de champs magnétiques. Cela est à l'origine de la formation d'une queue du côté nuit et de ce qu'on appelle le bow shock (en anglais) du côté jour.

2.3.3 Modèle de champ magnétique : le modèle IGRF

Au cours de cette thèse, afin de modéliser le champ magnétique, nous avons utilisé le modèle IGRF (International Geomagnetic Reference Field) (Mandea, 2000). Il permet de calculer le champ magnétique terrestre via une expansion en harmoniques sphériques.

2.3.4 Modèle d'ionosphère : le modèle IRI

Le modèle IRI (international Reference ionosphere) (Bilitza and Reinisch, 2008) est un modèle empirique largement utilisé par la communauté ionosphérique. Il permet non seulement d'estimer la densité des électrons et des ions (majoritairement O^+ , H^+ , H_e^+ , NO^+ , O_2^+) mais également leurs températures associées (T_e et T_i) de 70 km à 2000 km d'altitude. Il est entièrement basé sur de mesures expérimentales. De ce fait, le modèle est actualisé tout les 5 ans. De fréquentes optimisations du code sont également effectuées. Dans le cadre de cette thèse,

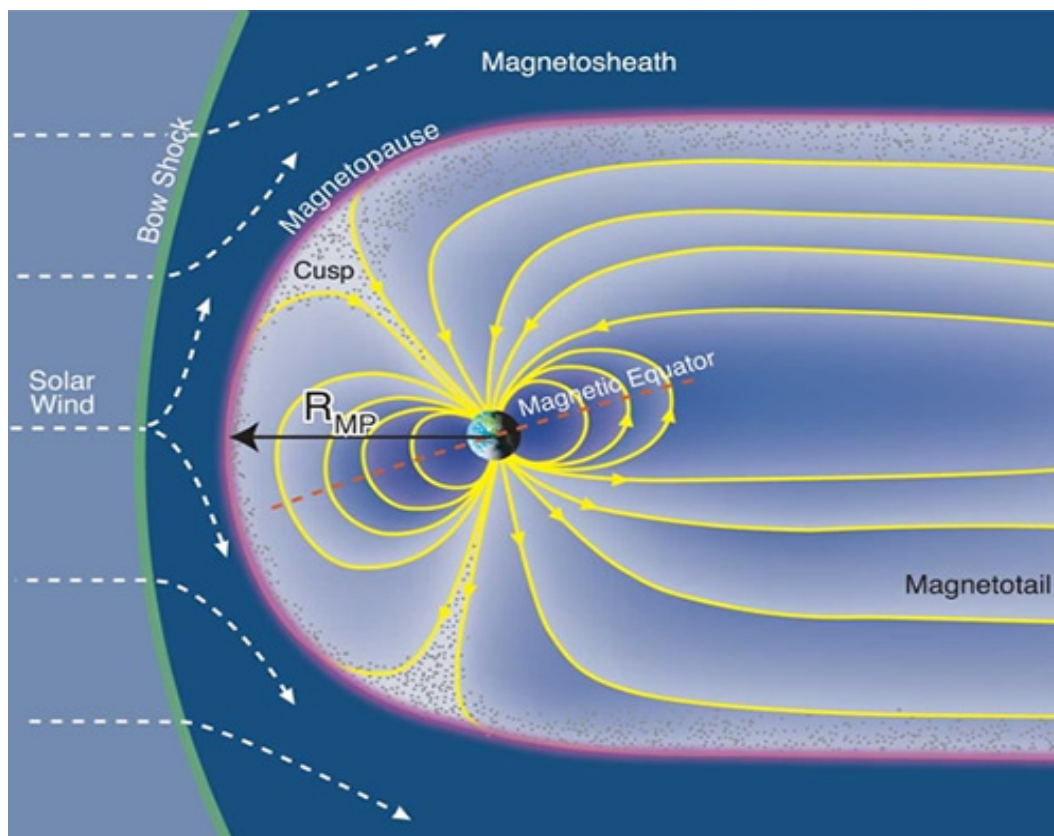


FIGURE 2.7 – Représentation de la magnétosphère terrestre. Source <http://lasp.colorado.edu/home/mop/resources/graphics/graphics/>.

c'est la dernière version (IRI 2016) (Bilitza *et al.*, 2017) qui a été utilisé, principalement afin de modéliser la densité électronique.

2.3.5 Variabilité locale et géographiques

La densité en électrons dépend de plusieurs facteurs tels que la pression (le phénomène de recombinaison est plus prononcé à des altitudes basses) et la quantité de rayonnement reçue de l'espace (du Soleil principalement, mais aussi des bursts de rayons gamma GRB). Ainsi, il est naturel que l'ionosphère soit sensible à d'importantes variations diurnes (jour/nuit), saisonnières (été/hiver), locale (latitude, longitude) et à l'activité solaire.

Variabilité en fonction de l'heure locale et du flux solaire

La sensibilité de la densité électronique à l'heure locale et au flux solaire est illustrée en figure 2.8. La densité du pic de ionisation atteint son maximum en début d'après midi et son

minimum au milieu de la nuit. La position de ce pic est aussi dépendante de l'heure locale et du flux solaire (altitude plus importante la nuit ou à flux solaire élevé.)

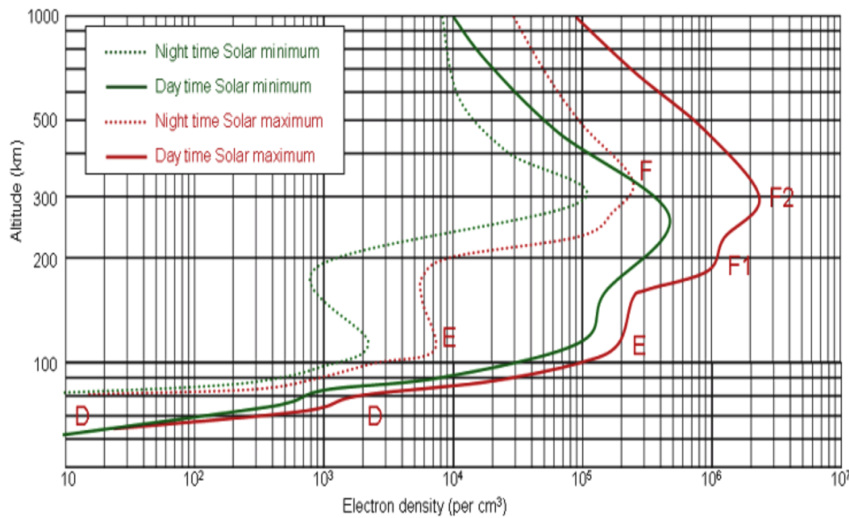


FIGURE 2.8 – Variations du profil de densité en fonction de l'heure locale et de l'activité solaire. Source (Rolland, 2010)

Anomalie d'hiver

La densité électronique de la couche F2 à midi est nettement plus élevée en hiver qu'aux autres saisons, bien que le Soleil soit plus bas sur l'horizon et l'intensité du rayonnement ionisant, par conséquent, plus faible. C'est ce qu'on appelle l'anomalie d'hiver. Cette contradiction apparente trouve son explication dans les changements saisonniers dans la composition de la haute atmosphère, en particulier la concentration relative en oxygène atomique.

Effet du cycle solaire

Vu de la Terre, le flux solaire semble varier selon une période journalière et annuelle. Mais en réalité, l'activité solaire est également régie par un cycle solaire d'une période moyenne de 11.2 ans. La durée de ce cycle n'est pas constante et peut différer d'un cycle à l'autre de 8 à 15 ans. Un des paramètres contrôlant l'activité solaire est le nombre de tache solaire S_n (figure 2.9).

On retrouve bien une périodicité de l'ordre de 11 ans. Plus les taches solaires sont nombreuses et plus l'activité solaire est importante. Ainsi un maximum dans le nombre de taches solaires sera associé à un maximum du flux solaire. Une tache solaire correspond à une région sombre de la surface du soleil (voir figure 2.9) où règne une température inférieure à son environnement et qui possède un fort champ magnétique. C'est ce dernier qui rend inefficace les

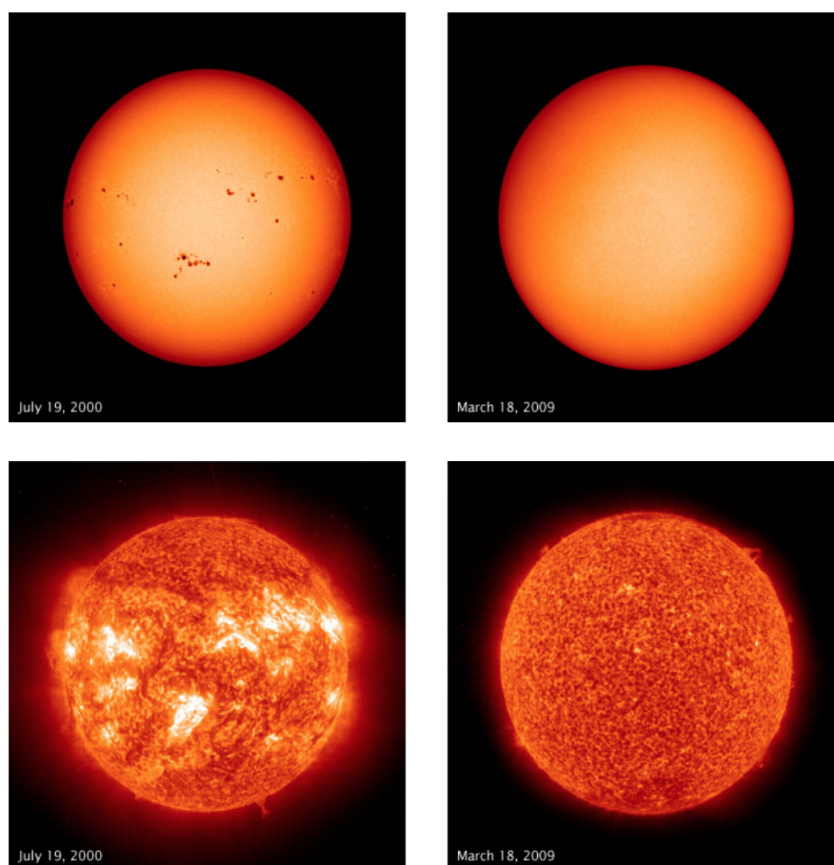


FIGURE 2.9 – *Activité solaire : dans le visible (en haut) et dans l’ultraviolet (en bas) proche du maximum le 19 juillet 2000 (à gauche) et proche du minimum du cycle solaire le 18 mars 2009 (en bas). Images SOHO des instruments MDI et EIT. Source : NASA Earth Observatory*

effets de convections ralentissant ainsi l’apport de chaleur venant de l’intérieur du Soleil (dans cette zone), formant des zones où la température de surface est réduite. Leur durée de vie est comprise de quelques jours jusqu’à quelques mois. Notons que l’état de l’activité solaire est également paramétré par le flux de radiation solaire. Il est noté $F_{10.7}$ et a une valeur moyenne de $10^{-22} W.m^2 Hz^{-1}$.

2.4 LE SONDAGE IONOSPHERIQUE

2.4.1 Principe

L’ionosphère est un milieu dispersif (vitesse de propagations dépendante de la fréquence) caractérisée par sa fréquence plasma ω_{pe} . Par définition, il s’agit de la fréquence d’oscilla-

tion des électrons soumis à la seule force de Coulomb. Sa pulsation s'exprime de la manière suivante :

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{N_e e^2}{m_e \epsilon_0}}, \quad (2.1)$$

où ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide, m_e la masse de l'électron et e^- la charge élémentaire de Coulomb. Ainsi, il existe une relation de proportionnalité entre la fréquence plasma (f_{pe}) et la racine carré de la densité électronique ($\sqrt{N_e}$). On a :

$$f_{pe} = \frac{\omega_{pe}}{2\pi} = 8.98\sqrt{N_e} \text{ Hz}. \quad (2.2)$$

Au niveau du pic F_2 , la densité électronique étant de l'ordre de $10^{10} - 10^{12} \text{ e}^- \cdot \text{m}^{-3}$, la fréquence plasma varie typiquement entre 1 et 10 MHz. L'équation de dispersion des ondes électromagnétiques s'écrit elle :

$$\omega^2 = k^2 c^2 + \omega_{pe}^2, \quad (2.3)$$

avec c la célérité des ondes électromagnétiques dans le vide (la vitesse de la lumière), ω , la pulsation et k le vecteur d'onde. Ainsi, si la fréquence de sondage est supérieure à la fréquence plasma ($\omega > \omega_p$), les ondes radios se réfractent (ce qui se traduit par un retard dans la propagation) et sont réfléchies sinon. Avec des fréquences de l'ordre du GHz on est dans le domaine $\omega \gg \omega_{pe}$ et au premier ordre, les indices de réfractations pour les vitesses de phase et de groupe s'écrivent :

$$\begin{cases} n_\phi = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{2\omega^2} \\ n_g = 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{2\omega^2} \end{cases} \quad (2.4)$$

En utilisant l'équation 2.2, cela s'écrit numériquement :

$$\begin{cases} n_\phi = 1 - 40.3 \frac{N_e}{f^2} \\ n_g = 1 + 40.3 \frac{N_e}{f^2} \end{cases} \quad (2.5)$$

Le délai de propagation ionosphérique pour la phase et le groupe s'écrit alors :

$$I_r^s = \frac{1}{c} \int_r^s (n(f, r) - 1) dl = \pm \frac{40.3}{c} \frac{1}{f^2} \int_r^s N_e dl, \quad (2.6)$$

où n est l'indice de réfraction pour la phase ou le groupe dépendant de la fréquence et la position. On peut raisonnablement approximer le signe positif à la vitesse de phase et le

signe négative à la vitesse de groupe. Cela nous permet de définir le TEC oblique (STEC en anglais) :

$$STEC = \int_s^r N_e dl. \quad (2.7)$$

Etant donné que le délai ionosphérique est quantifiable, on peut donc utiliser cette quantité pour le sondage ionosphérique. Au cours de cette thèse, on utilisera les mesures STEC mesurées par les GPS dont on profite du faible coût afin d'assurer une couverture dense de l'ionosphère.

2.4.2 Fonctionnement du système GPS

Le système GPS est composé de trois segments : le segment spatial, le segment sol et le segment utilisateur. Le segment spatial consiste en la constellation de 32 satellites naviguant sur une orbite presque circulaire à 22000 km d'altitude (figure 2.10). Ces satellites sont répartis sur 6 plans orbitaux avec un angle d'inclinaison de 55° par rapport à l'équateur et une période de révolution d'à peu près 12h.

Etant donné que 4 satellites sont nécessaires à la géolocalisation en 3 dimensions, le système GPS a été fait de manière à ce qu'au moins 4 satellites soient en visibilité et ce, en tout point du globe. Chaque satellite consiste en un émetteur bifréquence. Chaque satellite est identifié par son numéro PRN (pseudo random noise en anglais). Ainsi, un numéro PRN est un entier compris entre 1 et 32. Les deux signaux émis sont notés L_1 et L_2 de fréquence respective $f_1 = 1575.42MHz$ et $f_2 = 1227.60MHz$ respectivement. Ces fréquences sont stabilisées au moyen d'une horloge atomique. La modulation de ces 2 fréquences porteuses permet d'envoyer un message de navigation. Ce dernier contient notamment les éphémérides propres à chaque satellite (indispensable pour que le récepteur puisse calculer sa position) ainsi qu'un almanach. Le segment sol est composé de stations réparties dans le monde entier dont le but est de veiller au bon fonctionnement du système. C'est notamment lui qui gère les ajustements effectués sur les horloges atomiques embarquées à bord afin de maintenir les satellites sur orbite. Le segment utilisateur consiste en un récepteur GPS mesurant les distances qui le séparent de plusieurs satellites. Pour ce faire, les codes pseudos-aléatoires sont utilisés et la position est ensuite déduite par triangulation. Actuellement, 2 types de codes sont disponibles pour les applications civiles :

1. le code C/A (Coarse acquisition en anglais). Il peut être utilisé par l'ensemble des utilisateurs sans restriction mais ne module que le signal L_1 .
2. le code P (precision en anglais) est obtenu par la modulation de L_1 et L_2 à la fois. Son utilisation doit être approuvée par le département de défense des Etats Unis qui donne

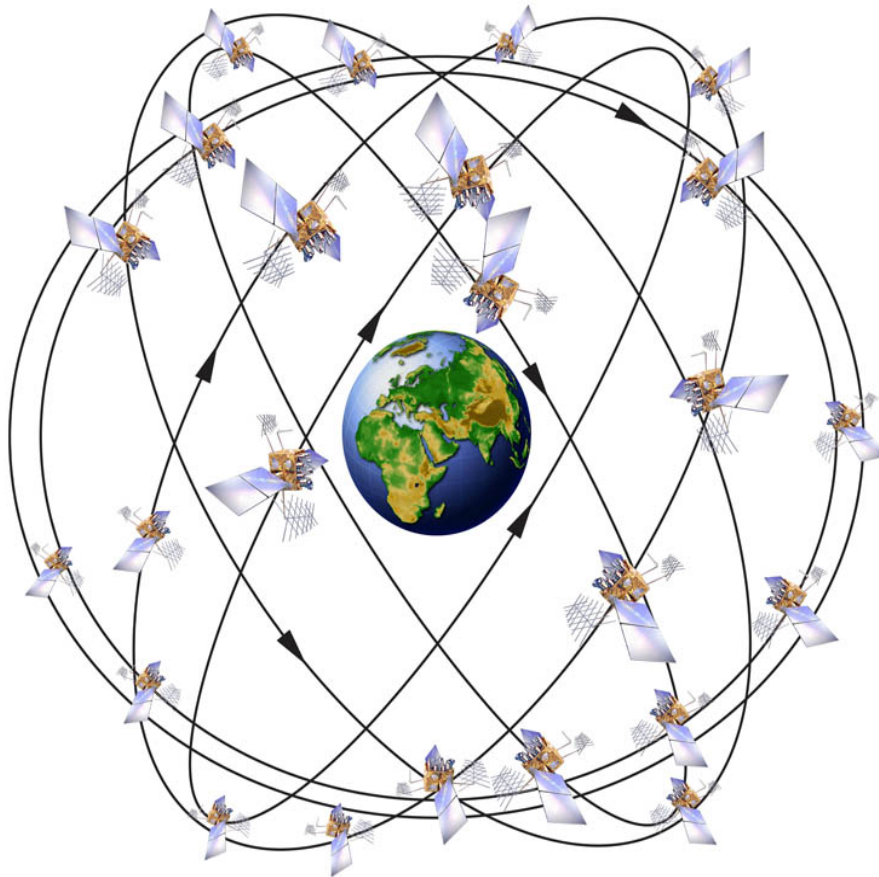


FIGURE 2.10 – *Représentation de la constellation GPS. Source : <http://mobiletrac.weebly.com/>*

accès au positionnement de précision aux utilisateurs du service PPS (Precise Positioning Service).

2.4.3 La mesure GPS

La position d'un récepteur GPS est calculée à l'aide de deux paramètres :

1. La pseudo-distance $P_{r,i}^s$ (où $i=1$ ou 2 selon la position où est effectuée la mesure). Elle correspond à la distance parcourue par la lumière dans le vide dans l'intervalle de temps entre le code arrivant du satellite s et la réplique du code générée par le récepteur r . On comprend aisément que cette mesure sera affectée par la dérive des horloges des récepteurs ou des satellites.
2. La phase $L_{r,i}^s$. Le récepteur GPS permet également de compter très précisément les cycles sur les ondes L_1 et L_2 . Néanmoins, il existe un nombre N inconnu d'oscillations entières par rapport à un temps de référence entre le satellite et la station (Rolland, 2010). C'est ce

qu'on appelle l'ambiguïté de phase. Ainsi, lorsque l'on effectue 2 mesures à deux temps distincts, le nombre d'oscillations ne pourra être déterminé que si le satellite reste en visibilité lors de ces deux mesures. En cas d'interruption de la réception (saut de cycle), l'ambiguïté N reste donc inconnue et est également modifiée.

2.4.4 Calcul du GPS-TEC

Le TEC est calculé à partir de l'intégration de la densité électronique N_e sur la ligne de visée entre le satellite GPS et la station au sol (figure 2.11). Ainsi un calcul de TEC est toujours associé à un couple satellite-station. Le satellite GPS est identifié par son PRN et la station par son nom (en 4 lettres).

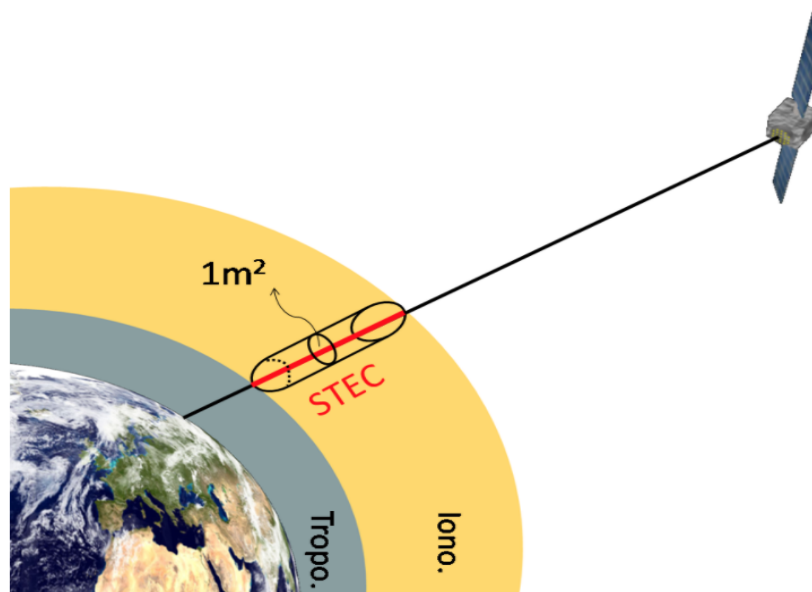


FIGURE 2.11 – Principe du calcul du TEC par le GPS. Source http://gnss.be/ionosphere_tutorial.php

Les signaux L_1 et L_2 des récepteurs bi-fréquences permettent de calculer le retard τ qui résulte de la traversée ionosphérique via les combinaisons de mesures "geometry free" des mesures de phases L_{r1}^s et L_{r2}^s (en cycles) et des pseudos distances P_{r1}^s et P_{r2}^s (en mètres) :

$$\begin{aligned} \tau &= t_2 - t_1 \\ &= \frac{1}{c} (\lambda_2 L_{r2}^s - \lambda_1 L_{r1}^s) - \frac{1}{c} \langle P_{r2}^s - P_{r1}^s - \lambda_2 L_{r2}^s - \lambda_1 L_{r1}^s \rangle, \end{aligned} \quad (2.8)$$

où $\lambda_1 = 19$ cm est la longueur d'onde du signal L_1 et $\lambda_2 = 24$ cm celle de L_2 . $\langle \rangle$ dénote la moyenne et permet de supprimer les ambiguïtés de phase liées à L_{r1}^s et L_{r2}^s que nous avons évoquées plus tôt. On peut relier τ au STEC en utilisant les équations 2.6 et 2.7 :

$$\begin{aligned}\tau &= dI_r^s + IFB + TGD \\ &= \frac{40.3}{c} \left(\frac{1}{f^1} - \frac{1}{f^2} \right) STEC + IFB + TGD,\end{aligned}\quad (2.9)$$

où IFB (InterFrequency Bias) est le biais instrumental associé au satellite et TGD (Transmitter Group Delay) est le biais associés au récepteur.

2.4.5 Extraction de la perturbation en TEC

On prendra pour illustrer notre méthode le cas du tsunami de Haida Gwaii en 2012 au niveau du dense réseau Hawaïen. Le TEC est extrait à partir de la méthode expliquée en section 2.4.4 pour chaque couple satellite-station. Le signal longue période dû aux variations journalière de l'ionosphère est supprimé avec un fit polynomial d'ordre 10. Puis les données sont filtrées par un filtre Butterworth d'ordre 3 dans une gamme de fréquences caractéristique des IGWs. La perturbation en TEC est calculée à la fois le jour du tremblement de terre et le lendemain afin de s'assurer que la perturbation observée est en effet bien lié à la propagation des IGW. La figure 2.12 illustre cette méthode d'extraction pour la station ahup et le satellite 07 avec un filtrage entre 0,2 mHz et 2,6 pour Haida Gwaii en 2012. Il est utile de représenter le TEC en deux dimensions. Pour ce faire, on assimile l'ionosphère à une couche mince située à l'altitude h_{iono} où le maximum du pic F_2 se situe. On appelle point de percée ionosphérique (IPP) ou encore point de sondage le point d'intersection entre la ligne de visée satellite-station et un plan horizontal situé à l'altitude h_{iono} . Il est à noter que ce point n'est pas fixe dans le temps étant donné le mouvement du satellite. La trace blanche du panel b) correspond au mouvement de l'IPP situé à l'altitude du pic F_2 en fonction du temps.

2.4.6 Modélisation du STEC et VTEC

On définit également un contenu total en électrons vertical (VTEC). Le VTEC correspond au TEC le long d'un profil vertical comprenant l'IPP (voir Figure 2.13). On a la relation suivante entre le VTEC et le STEC :

$$VTEC = \cos(zh') STEC, \quad (2.10)$$

où zh' l'angle zénithal au niveau du sol défini par :

$$zh' = \frac{\pi}{2} - El, \quad (2.11)$$

avec El l'angle d'élévation. Notons que dans le cadre de notre modélisation, nous avons considéré que les IPPs associés au TEC vertical ne bougent pas avec le temps. Ils sont calculés au temps où la perturbation en TEC est maximale.

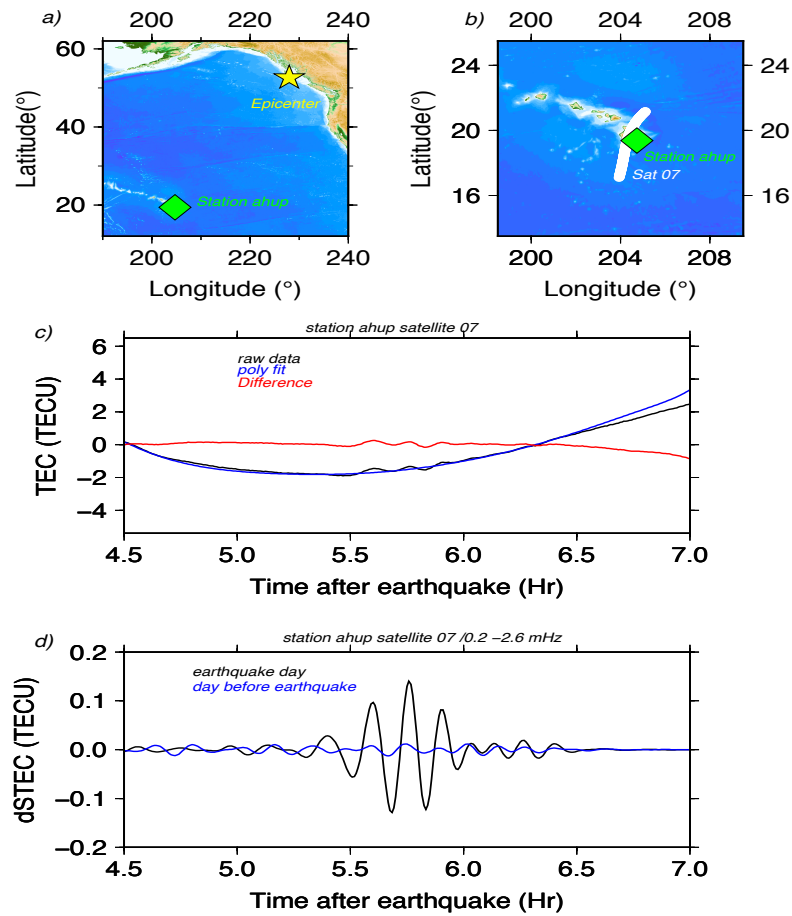


FIGURE 2.12 – a) Carte centré sur la localisation du tsunami de Haida Gwaii en 2012 b) Carte centré sur hawaii. La trace blanche correspond aux IPPs de la station ahup et du satellite 07 de 4h à 7h après la rupture. c) Donnée TEC brut (noir), Fonction polyfit afin de supprimer le signal longue période (bleue) and difference (rouge), d) Perturbation en TEC filtré entre 0.2 mHz et 2.6 mHz. Le noir correspond au jour du tsunami et le bleu au jour d'avant.

La figure 2.14 compare la modélisation de la perturbation en TEC modélisé en source ponctuelle par la méthode des modes propres pour le VTEC et le STEC. La différence d'amplitude et de phase entre les deux modèles soulignent l'importance de prendre en compte le mouvement du satellite. On reviendra largement dans les chapitre 3,4,5 sur la modélisation par la méthode de sommation de modes propres.

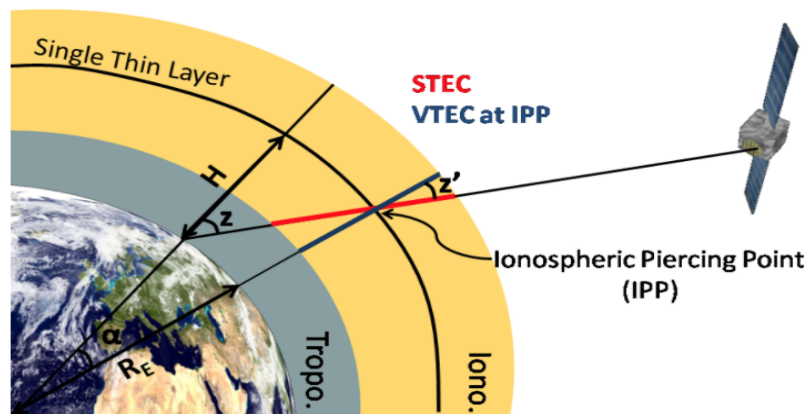


Figure 5: STEC vs VTEC.

FIGURE 2.13 – STEC vs VTEC Source http://gnss.be/ionosphere_tutorial.php

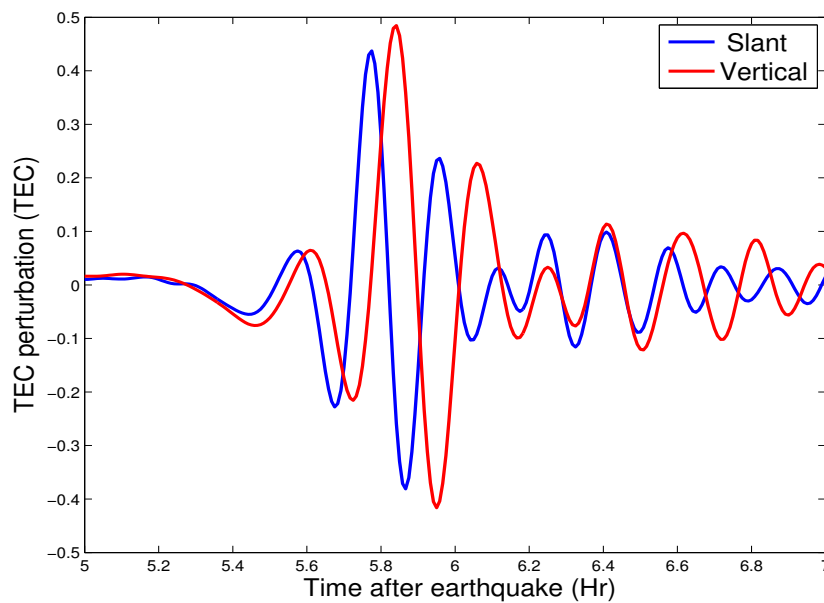


FIGURE 2.14 – Comparaison entre les modèles de TEC vertical et de TEC oblique pour la station ahup associée au satellite 07 dans le cas du tsunami de Haida Gwaii en 2012.

2.4.7 Comparaison entre les signaux de la perturbation en TEC et la hauteur du tsunami

On peut comparer la signature TEC mesuré par les GPS avec l'anomalie de la hauteur d'eau induite par le tsunami comme cela est fait sur la figure 2.15 dans le cas d'une mesure colocalisée. Les mesures de la perturbation en TEC (station kosm associée au satellite 07) et les mesures de la hauteur du tsunami (DART 51407) se font toutes les deux à Hawaii. La forme d'onde en TEC et en hauteur d'eau est similaire et un retard de l'arrivée de la perturbation qui s'explique par la propagation des ondes de gravité atmosphériques est observé dans les données TEC. Ainsi, l'objectif principale de cette thèse sera d'inverser les données TEC obtenues par la méthode exposée dans cette section pour tous les couples satellites-stations disponibles, afin de retrouver la hauteur du tsunami.

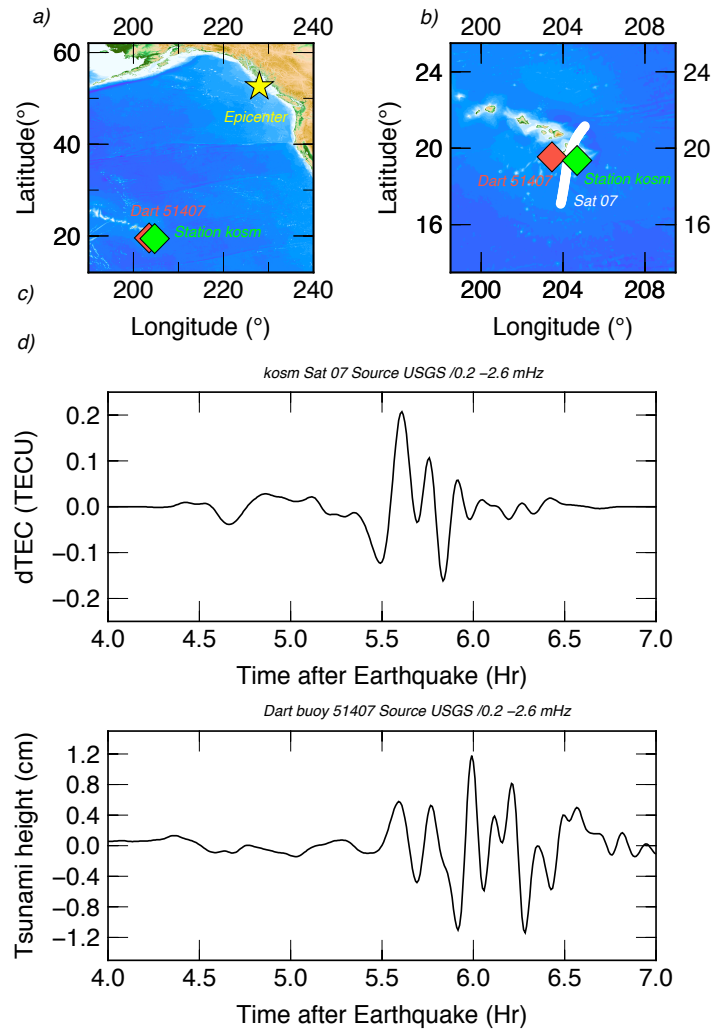


FIGURE 2.15 – a) Carte centrée sur la localisation du tsunami d’Haida Gwaii en 2012. b) Carte centrée sur Hawaii. La trace blanche représente les IPPs du satellite 07 associé à la station kosm entre 4h et 7 h après la rupture. c) Perturbation du TEC mesurée par le satellite 07 associé à la station kosm. d) Amplitude du tsunami mesurée par la bouée DART 51407. Les données sont filtrées entre 0.2 et 2.6 mHz.

TSUNAMI MODELING WITH SOLID/OCEAN/ATMOSPHERE COUPLED NORMAL MODES.

SOMMAIRE

3.1	ABSTRACT	53
3.2	INTRODUCTION	53
3.3	NORMAL MODES MODELING	56
3.4	ATMOSPHERIC RESONANCES OF THE TSUNAMI MODES	58
3.5	SENSITIVITY TO OCEAN DEPTH	65
3.6	SENSITIVITY TO LOCAL TIME	68
3.7	NORMAL MODES SUMMATION FROM SEA-FLOOR TO IONOSPHERE	72
3.8	GRAVITY MODES AND LAMB MODES	75
	3.8.1 Atmospheric gravity modes resonances with the ocean	75
	3.8.2 Fundamental gravity modes and tsunami precursors	75
3.9	MODELING RESULTS AND COMPARISON WITH DATA	80
3.10	CONCLUSIONS	84
3.11	ACKNOWLEDGMENT	86
3.12	APPENDIX A	86

Ce chapitre correspond à un article soumis à GJI intitulé Tsunami modeling with solid Earth-ocean-atmosphere coupled normal modes.

3.1 ABSTRACT

Tsunamis propagating along the ocean surface generate internal gravity waves (IGWs) which can be detected in the atmosphere and ionosphere using airglow or total electron content (TEC) measurements. Since the late 1960s, the summation of the seismic normal modes of the Earth allows to simulate the seismic ground motions measured by seismometers. We present a detailed case study of the same technique extended to the whole solid Earth-ocean-atmosphere system and show how the extended normal modes can be used to retrieve the tsunami signature not only in the ocean but also in the atmosphere and the ionosphere. On the example of the tsunami triggered by the 2012 $M_w = 7.8$ Haida Gwaii earthquake, we illustrate the coupling mechanisms under play and investigate in details the propagation properties of Lamb modes, atmospheric gravity modes and tsunami modes. The computed normal modes show a resonance between the tsunami modes and the atmospheric gravity modes at specific frequencies : 1.5, 2 and 2.5 mHz. We highlight that only the 1.5 mHz resonance of the tsunami modes can survive up to the ionospheric heights. Other remarkable features are also presented, such as the arrival of fundamental gravity waves prior to the (extended in the atmosphere) tsunami wave and the increased ocean/atmosphere coupling efficiency for larger ocean depths and during daytime. At last, for the purpose of validating the technique, we apply it to 3 real tsunami events and evaluate how well we quantitatively reconstruct the main features of the sea-level anomaly measured by DART buoys and the GPS-derived TEC perturbation.

3.2 INTRODUCTION

Tsunamis are long-period oceanic gravity waves propagating over large distances (*Satake, 2002*). They are generated by submarine earthquakes, landslides, eruptions or meteorite impacts. Since the 2004 mega-thrust earthquake off Sumatra and subsequent giant tsunami, the efforts in tsunami monitoring, originally focused in the Pacific area, have moved toward worldwide coverage by tsunami real-time warning systems (*Titov et al., 2005*). Real-time sea level sensors include the DART (Deep-ocean Assessment and Reporting of Tsunamis) buoy system designed to accurately measure the tsunami wave amplitude to within 3 cm despite their long horizontal wavelength (up to 200 km). A dense tsunami detection and monitoring system covering all the Earth's oceans remains costly, however, as DART systems are complex to install and require frequent maintenance. Complementary systems are therefore necessary, especially should the DART buoys be temporarily down in critical areas at the time of the tsunami wave's arrival.

While regional geodetic and seismic networks can provide such additional strategies for local tsunami warning systems (*Melgar and Bock, 2015*), it has also been suggested that tsunami

monitoring and warning systems could be complemented and enhanced using ionospheric signals (Peltier and Hines, 1976) measured by the Global Navigation Satellite System (GNSS) (Occhipinti et al., 2008; Rolland et al., 2010; Kamogawa et al., 2016) and even over-the-horizon radar systems (Coisson et al., 2011). Indeed, large perturbations in ionospheric signals can be measured even if the tsunami has an amplitude of only a few centimeters. Tsunami warning systems, however, require not only detection of the ionospheric signal but also a measurement processing which produces the sea level height with an acceptable error and a high success rate.

In the '70s, Hine (1972) and Peltier and Hines (1976) suggested that telluric events, such as earthquakes, tsunamis or volcanic eruptions, trigger internal gravity waves (IGWs) that produce detectable signatures in the ionosphere. Even if the amplitude of the tsunami wave is small compared to ocean swell, detectable IGWs are generated in the atmosphere because of the long wavelengths involved. The conservation of kinetic energy and exponential decrease in atmospheric density mean that these atmospheric waves are strongly amplified. Indeed, wave amplitudes at ionospheric sounding heights (from 250 to 350 km) are $10^4 - 10^5$ larger than those at ground level.

Using GPS-derived total electron content (TEC) data from the dense Japanese GPS network, Artru et al. (2005) were the first to observe an ionospheric disturbance associated with a tsunami, triggered by the June 23rd, 2001 Peru earthquake measured at $M_W = 8.2$. This novel observation was rapidly followed by the detection of similar GPS signals associated with other tsunamis (Lognonné et al., 2006; Rolland et al., 2010; Galvan et al., 2011; Grawe and Makela, 2015), and initiated modeling efforts. Using a 3D tsunami wavefield as input to a coupling model, Occhipinti et al. (2006) reconstructed the TEC ionospheric signature of the 2004 Sumatra tsunami extracted from the Jason satellite altimetry data. Occhipinti et al. (2008) then highlighted the directivity effect of the tsunami's direction of propagation with respect to the geomagnetic field orientation on the ionospheric signature amplitude. This modeling approach was then applied to the Tohoku tsunami (Occhipinti et al., 2011) and explained the space-time pattern observed. However, as the damping associated with molecular viscosity and thermal conduction was neglected, the simulated disturbance of the neutral atmosphere was unrealistically large, with a vertical and horizontal wind of about 600 m/s. The attenuation of gravity waves in the upper atmosphere, included by Hickey et al. (2009) and Mai and Kiang (2009), must be taken into account.

These early works triggered more complete wave propagation and coupling models integrating electromagnetic field perturbations in addition to viscosity and compressibility (Kherani et al., 2012, 2016). Other numerical approaches have been based on fully non-linear modeling of thermospheric coupling effects (Meng et al., 2015), modeling of wave packets (Vadas et al., 2015) or application of the perturbation theory of acoustic-gravity waves (Godin et al.,

2015). All these techniques nevertheless require the tsunami height wave field as the source to force the atmospheric waves.

The theory behind the possibility of observing the imprint of a tsunami in the Earth's atmosphere airglow (emission of light by the upper atmosphere) was investigated by *Hickey et al.* (2010). Airglow fluctuations were for the first time observed by *Makela et al.* (2011) thanks to an all-sky 630 nm imager during the Tohoku-Oki tsunami and fully modeled by *Coisson* (2012). Similar observations were made for the Haida Gwaii tsunami by the same observation system in Hawaii (*Grawe and Makela, 2015*).

This research shows that normal modes computed in the full Earth system (i.e. solid Earth, ocean and atmosphere) are an alternative approach for computing the ionospheric signals associated with tsunamis. This formalism considers all boundary conditions and therefore implicitly integrates the full coupling between the solid, oceanic and atmospheric parts of the Earth. By their very essence, tsunami normal modes in the full Earth system represent a basis for computing any 3D Earth response to a tsunami and therefore not only displacement in the oceanic part but also displacement or strain in the solid part and wind, temperature, and density in the atmospheric part. As shown by *Rolland et al.* (2011a), the normal mode approach fully accounts for linear propagation and anelastic effects, ionospheric coupling generated by the local geomagnetic field and TEC observation geometry. The latter has a critical influence on TEC signals (*Rolland et al., 2011a*).

The solid Earth-ocean-atmosphere coupled tsunami normal modes formalism was used for the first time by *Coisson et al.* (2015) in order to model the radio occultation perturbations generated by the IGWs associated with the 2011 Tohoku tsunami. These observations were made by one of the COSMIC satellites, which recorded an occultation over the North Pacific coinciding with the tsunami wavefront location after 2.5 hours of propagation. Observations were compared with models obtained from a summation of the tsunami normal modes of the solid Earth-ocean-atmosphere system, the latter being used to model the ionospheric response associated with the atmosphere-generated neutral wind.

This paper therefore first outlines normal mode theory and computation. It then focuses on the resonances of tsunami normal modes in the atmosphere due to interaction with gravity modes. There follows a sensitivity study of tsunami normal modes with respect to ocean depth and the atmospheric structure. The normal mode summation technique is illustrated by computing simple examples at boundary conditions, especially between the surface of the ocean and the atmosphere and at the bottom of the ocean. The gravity waves and Lamb waves are then computed and used to discuss the origin of the early ionospheric waves detected in Hawaii prior to the arrival of the tsunami and reported by *Makela et al.* (2011). In order to validate our modeling method, we then apply it to the case of 3 tsunami events and then

compare the model data with recorded signals. The conclusion discusses both the limitations and perspectives of tsunami normal modes modeling.

3.3 NORMAL MODES MODELING

Several methods have been proposed for computing the spherical normal modes of the Earth with the atmosphere (Lognonné *et al.*, 1998; Kobayashi, 2007; Watada *et al.*, 2006b). In this paper, we use the normal modes modeling approach in keeping with Lognonné *et al.* (1998) and Artru *et al.* (2001), which includes viscosity in the atmosphere and attenuation in the solid Earth, and computes the associated complex normal modes and eigenfrequencies. Other assumptions included in this modeling method are a full elastic model of the solid Earth, compressibility of fluids, gravitation, and mass redistribution. Parameters not explicitly included in the model are winds, non-linearity (including the non-linearity associated with temperature change in speed of sound) and non-viscous attenuation processes in the atmosphere, such as neutral ion collision or thermal conduction (Hickey *et al.*, 2009). These are, however, partially integrated through an effective viscosity and local plane wave approximation for heat diffusion. See for example Landau and Lifshitz (1958) for such *ad hoc* approximation.

This approach was successfully used to model the atmospheric perturbations generated by Rayleigh waves and compared to data recorded by ionospheric monitoring techniques such as Doppler sounding (Artru *et al.*, 2004), GPS-derived TEC (Rolland *et al.*, 2011b) or thermospheric neutral density perturbations recorded by the GOCE satellite (Garcia *et al.*, 2013). Applying similar research to tsunamis can be seen as the next step after these previous works, with an extension to the atmosphere of the tsunami normal modes coupling with the solid Earth and integration of water compressibility (Okal, 1982; Comer, 1984; Watada, 2013; Tsai *et al.*, 2013).

Geographic and local time variations in the atmospheric structure are integrated in the atmospheric model used for the local 1D normal mode computations, but not in an explicit 3D computation, e.g. through an aspheric perturbation theory (Lognonné, 1991). This approximation is motivated by the fact that ionospheric signals generated by tsunamis are known to be produced by gravity waves created by the tsunami wavefront less than 500 km away (Occhipinti *et al.*, 2010), a distance for which there is little horizontal variation in the background atmospheric structure. This last assumption might nevertheless be less accurate at sunset and sunrise. Other lateral variations, such as ocean depth effect, are not modeled in this paper and will have to be integrated in future efforts, possibly with theories and approaches comparable to those used to compute 3D Rayleigh normal modes (Lognonné, 1991; Millot-Langet *et al.*, 2003). As a consequence, when the tsunami normal mode waveform is made through normal mode summation, it will be unable to accurately fit the tsunami's arrival time, as the latter reflects the history of propagation along the path between source and observation loca-

tion, and therefore of ocean depth. Other lateral variation effects, such as focusing/defocusing effects due to ocean depth or coastal reflection are not modeled by conventional 1D normal modes modeling of tsunamis either. Moreover, 3D lateral variations are expected to barely affect the amplitude of long-period tsunamis. Apart from the arrival time delay, the normal mode approach is therefore quite a good option to model the tsunami's amplitude, not only at the ocean surface but also at any altitude for both the neutral wind and associated ionospheric perturbation.

The tsunami normal modes of a spherical non-rotating elastic isotropic Earth (SNREI) surrounded by a realistic 1D atmosphere are computed according to *Lognonné et al. (1998)* from 0.1 mHz to 2.6 mHz, corresponding to a maximum angular order of $\ell \approx 500$. There are two steps to the computations. First, we compute a set of normal modes using the MINOS software (*Woodhouse, 1974; Gilbert, 1975; Woodhouse, 1978*), which solves the elastodynamic equation in the Fourier domain :

$$\omega_k^2 \mathbf{u}_k = \mathbf{A} \mathbf{u}_k, \quad (3.1)$$

where ω_k is the eigenfrequency of \mathbf{u}_k , the eigenfunction of index k associated with the angular order ℓ , azimuthal order m and radial order n . As the model is spherical, normal modes are degenerated with respect to the azimuthal order m and the eigenfrequency depends only on ℓ and n . \mathbf{A} is the gravito-elastic operator defined by :

$$\mathbf{A} \mathbf{u}_k = -\frac{1}{\rho_0} (\nabla \cdot (\mathbf{T} - \mathbf{u}_k \cdot \nabla \mathbf{T}_0) - \nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{u}_k) \mathbf{g}_0 - \rho_0 \nabla \Phi_{E1}), \quad (3.2)$$

where ρ_0 is the density, \mathbf{g}_0 the gravity, \mathbf{T} the elastic tensor, \mathbf{T}_0 the pre-stress tensor at equilibrium and Φ_{E1} the mass redistribution potential (see *Lognonné et al. (1998); Dahlen F. A. and Tromp J. (1999)* for more details). At equilibrium, the pre-stress forces are compensated by the gravity force, so that :

$$\nabla \cdot \mathbf{T}_0 + \rho_0 \mathbf{g}_0 = 0. \quad (3.3)$$

In this first step, both the atmospheric viscosity and the solid planet attenuation are neglected in the normal mode computation (note that the MINOS software only computes the frequency perturbation generated by attenuation and its quality coefficient, Q , to a first order). The boundary condition is a free surface on the top of the atmosphere generally taken at a high altitude. The Earth's internal structure model is provided by the Preliminary Reference Earth Model (PREM) (*Dziewonski and Anderson, 1981*) with an oceanic thickness corresponding to that of the tsunami observation. The surrounding atmosphere extends upwards to 550 km and its structure is modeled by the NRLMSISE-00 empirical model (*Picone et al., 2002*). Atmospheric parameters such as viscosity, speed of sound, and air density are computed for the time and location of observations.

Artru et al. (2001) have shown that the attenuation process in the upper atmosphere cannot be neglected. The second step of our tsunami normal modes computation consists in modeling the complex normal modes, integrating several sources of attenuation. These attenuation sources are not only atmospheric viscosity but also the solid attenuation of the PREM model. The computation also takes into account the dispersion effect on seismic velocities. The normal modes equation in the Fourier domain reads :

$$\omega_k^2 \mathbf{u}_k = (\mathbf{A}(\omega) + i\omega\mathbf{B}) \mathbf{u}_k, \quad (3.4)$$

with \mathbf{B} the viscous operator for the atmosphere and $\mathbf{A}(\omega)$ integrating the solid Earth attenuation. Starting from the solution obtained at the first step, the new complex eigenfunctions and eigenfrequencies are computed through a variational method (*Lognonné et al.*, 1998; *Artru et al.*, 2001).

Two critical points in this approach are associated with the boundary condition at the top of the atmosphere and truncation effects in the variational method with respect to the number of test functions used to represent the normal modes solution. In practice, the normal modes are computed for an atmosphere model with a top boundary (550 km) high enough to almost fully damp the modeled normal modes. The more rigorous boundary condition of elasto-gravity atmospheric waves proposed by *Watada* (2009) is therefore not necessary and the free surface boundary condition is kept for normal modes computations. The variational techniques used for the complex normal mode computation is therefore almost identical to the Galerkin computation, used extensively for computing solid Earth normal modes (*Park and Gilbert*, 1986). Truncation effects are associated with the finite number of real normal modes (all with the same angular order, ℓ , but a different radial number, n , used in the variational computation as test functions. The normal modes are computed using the 100 real normal modes nearest in frequency (but with the same ℓ order). Although viscosity effects (i.e. the term $\omega\mathbf{B}$) can be computed directly when both the displacement and velocity are computed by the Galerkin method, a few additional iterations are carried out in order to fully model the frequency dependence of seismic velocities associated with the attenuation and physical dispersion in the solid part of the model (i.e. $\mathbf{A}(\omega)$), taken here as the classical constant Q in the PREM model (*Dziewonski and Anderson*, 1981) but with the associated physical dispersion of seismic velocities.

3.4 ATMOSPHERIC RESONANCES OF THE TSUNAMI MODES

The modes are computed for the NRLMSISE-00 atmosphere for Hawaii at the local time of the tsunami's arrival, (i.e. 20°N, 155°W at 0 :00 LT (10 :00 UT), on October 28th, 2012 and with the F10.7 index corresponding to that day (121.7 sfu). The local bathymetric data are from the

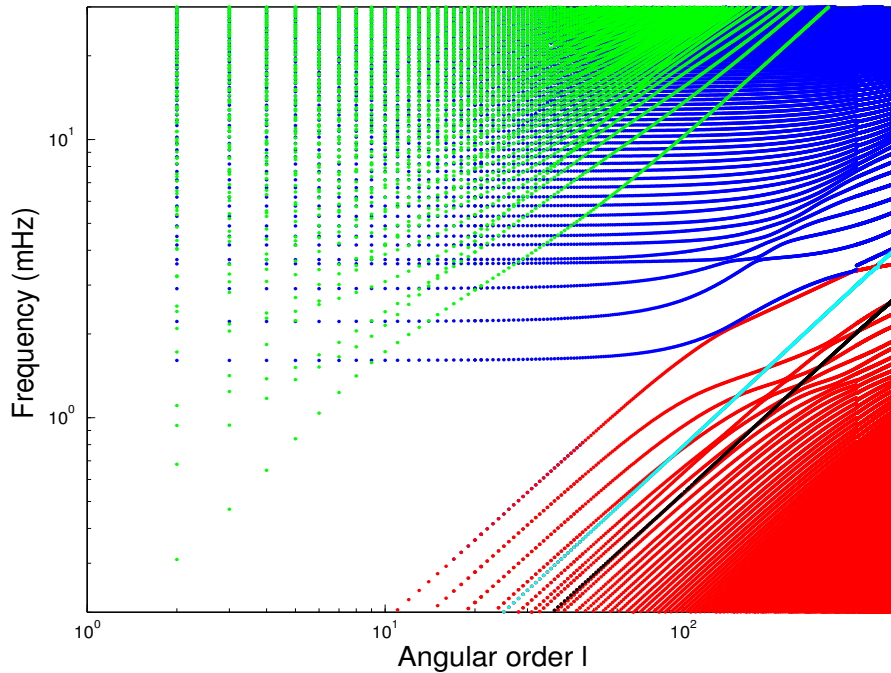


FIGURE 3.1 – Dispersion of normal modes of the full Earth system for the 0.1 mHz to 30 mHz frequency range. Atmospheric gravity modes (G) are plotted in red, Rayleigh modes (R) in green, atmospheric acoustic (A) modes in dark blue, Lamb modes in light blue (L) and tsunami modes (T) in black.

General Bathymetric Chart of the Ocean (GEBCO) with 30 arc-second resolution for a depth of 4750 m. Figure 3.1 represents the dispersion diagram (eigenfrequency as a function of ℓ) for normal modes computed by the MINOS software and used as input for the variational second step. There are 3 types of modes : solid modes (Rayleigh modes in green, noted R), ocean modes (tsunami modes in black, noted T), atmospheric modes (gravity modes in red, noted G ; Lamb modes in light blue, noted L ; and acoustic modes in dark blue, noted A). For infinite ground rigidity and for the long wavelength waves ($kD \ll 1$), the tsunami phase velocity is constant and equal to $c_{tsunami}^{phase} = \sqrt{gD}$. Here, k denotes the tsunami's wavenumber, D the ocean depth and $g = 9.8 \text{ ms}^{-2}$, the Earth's surface gravity. Note discontinuities in the normal modes branches at $\ell = 380$ due to the fact that we are using two starting models : one computed up to an altitude of 550km for $\ell \leq 380$ and a second one for an altitude of 400 km for $\ell > 380$. Mode branches with marked discontinuities are associated with branches having significant energy above 400 km, while all the energy of those without any significant discontinuities is below that altitude. Verifications carried out on the obtained solutions show that no significant effects were found in the normal modes computation by adapting the altitude according to frequency, as long as the altitude is high enough for the mode to be fully damped.

Rayleigh modes are subject to atmospheric resonances when their dispersion branch crosses the dispersion curves of the fundamental and overtones acoustic branches. The frequencies of the 3 clearly observed resonances (and crossing of dispersion curves) are near those of the fundamental (3.70 mHz), first (4.3 mHz) and second (5.0 mHz) acoustic overtones. These resonances were observed in seismic records of the Pinatubo eruption e.g. (*Kanamori and Mori, 1992; Widmer and Zürn, 1992*) or in the continuous excitation of normal modes (*Nishida, 2000*) and can be retrieved through the atmospheric coupling of normal modes (*Lognonné et al., 1998*). Similar resonances are found for tsunamis, when the tsunami branch crosses the atmospheric gravity mode branches.

In order to illustrate these resonances, we computed the distribution of the normal modes' energy in the ocean, solid Earth or atmospheric layers. Normal mode energy is proportional to :

$$P = \rho_0 |\mathbf{u}_k|^2. \quad (3.5)$$

The relative atmospheric energy of a mode is the ratio of the mode's energy integrated over the whole atmosphere by the mode's energy integrated over the whole Earth model. Similar definitions are used for relative energy in the solid Earth and ocean. The relative atmospheric energy of tsunami modes is shown for our case study in Figure 3.2.

As may be expected, most of the energy of tsunami modes is in the ocean. The coupling between G modes and T modes is inversely proportional to the difference in the squared frequencies. The complex tsunami normal mode eigenfunction therefore has large atmospheric amplitudes. We shall later name this large atmospheric sensitivity as atmospheric resonance. In a similar way, the complex G modes close in frequency to T modes will have large amplitudes in the ocean.

This is illustrated by Figure 3.2 : in panel (a), there is a resonance when the T branch (black) crosses the G branches (red). Part of the tsunami energy from the ocean is transferred to the atmosphere (Figure 3.2 panel (b)). The resonances occur around 1.5 mHz, 2 mHz and 2.5 mHz. As attenuation is larger in the atmosphere than in the ocean, the quality factor is significantly reduced at resonance frequencies (Figure 3.2 panel (c)). However, due to the high value of the quality factor (up to $10^5 - 10^6$), the atmospheric effect on the quality factor is not likely to be observed in data, as these Q factors correspond to a much longer propagation time than needed for trans-Pacific propagation.

The resonances at 2 mHz and 2.5 mHz have interesting features. At these frequencies, we find that the tsunami's energy is almost equally distributed between the air and the ocean. These resonances occur in a very narrow frequency bandwidth and are similar to the ocean's anomalous transparency, an idea proposed by *Godin (2006)*.

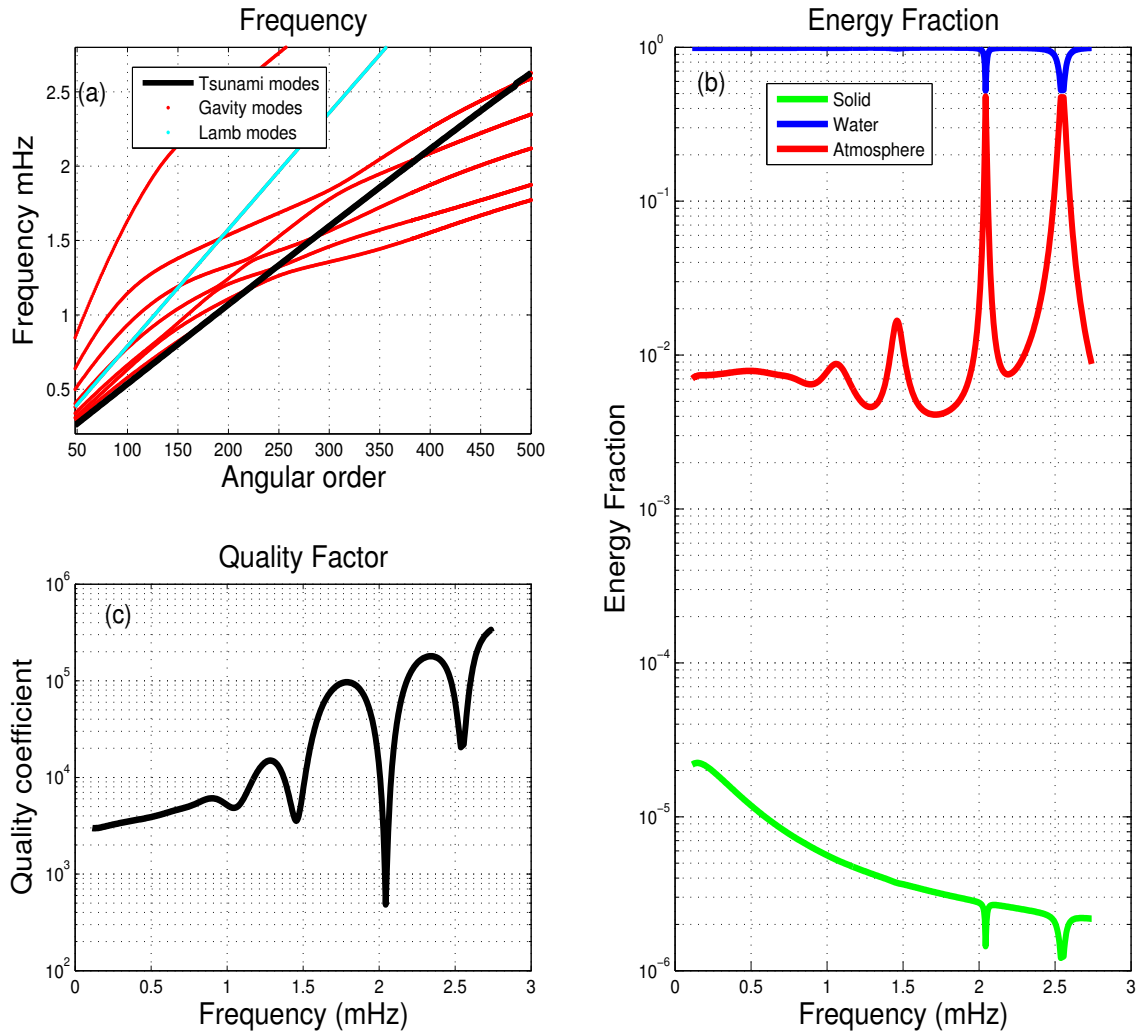


FIGURE 3.2 – Tsunami normal modes resonances for an ocean depth of 4750 m. Three resonances occur at 1.5 mHz, 2 mHz and 2.5 mHz. Panel (a) : dispersion diagram centered on the tsunami branch. Panel (b) : relative energy of the tsunami modes in the solid part (green), in the atmosphere (red) and in the ocean (blue). Note that here the tsunami's energy is almost equally distributed between the air and the ocean at 2 and 2.5 mHz. Panel (c) : effect of the tsunami normal modes resonances on the tsunami quality factor.

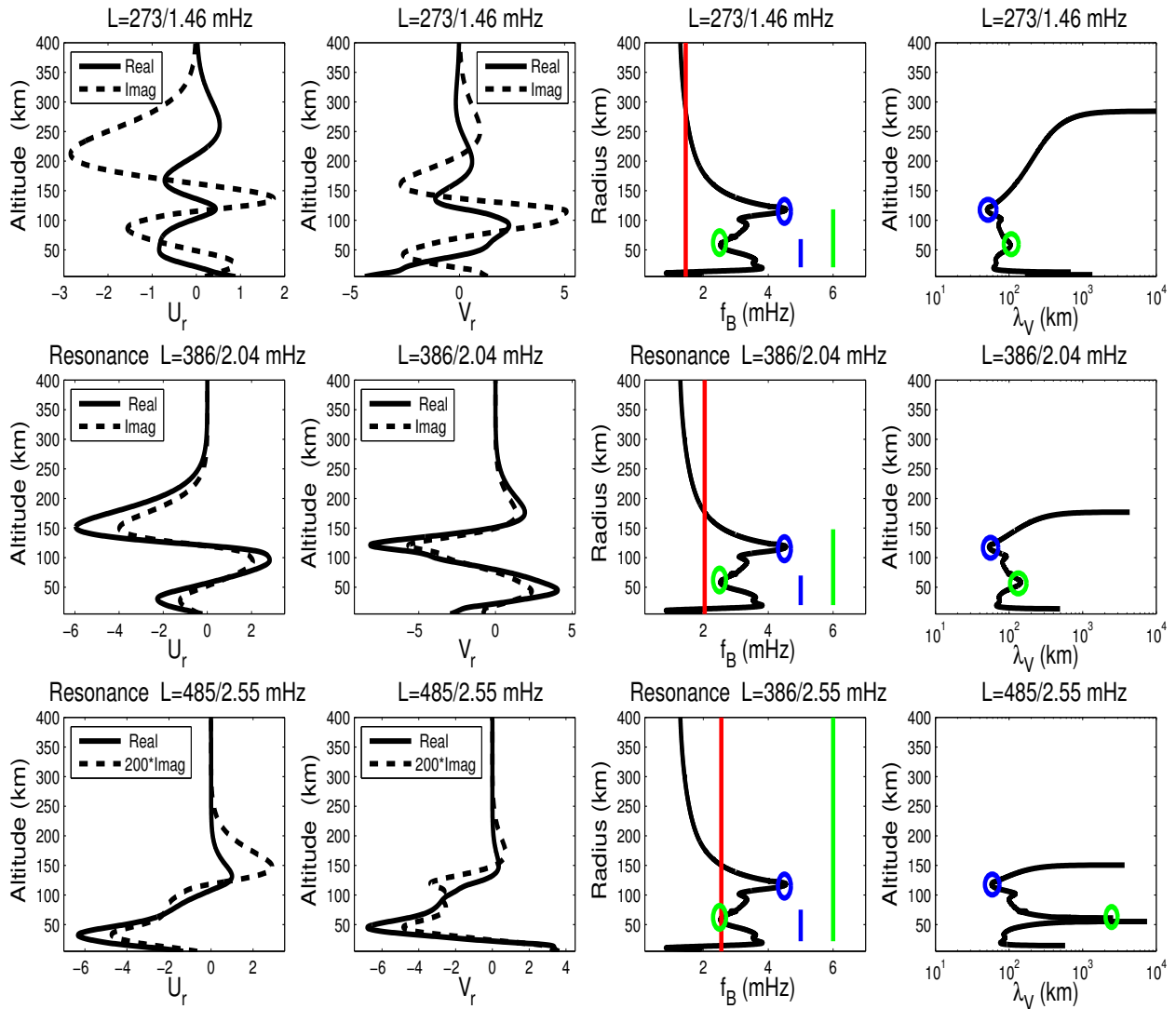


FIGURE 3.3 – Propagation characteristics of the three resonant modes. From left to right : amplitude of the atmospheric part of vertical (U_r) and horizontal (V_r) normal modes eigenfunctions, scaled by the inverse square root of density, Brunt Väisälä frequency (f_B) and vertical wavelength λ_V as a function of the altitude for the 1.5 mHz, 2 mHz and 2.5 mHz resonances from top to bottom. In the Brunt-Väisälä frequency panel, the resonant mode eigenfrequency is plotted with a red vertical bar, and the blue and green vertical bars are the minimum and maximum vertical wavelengths respectively. The green and blue circles in the Brunt-Väisälä and vertical wavelength panels represent the location of the maximum and minimum of the vertical wavelength respectively.

Let us now describe the amplitude of the tsunami normal modes amplitudes in relation to altitude. In the atmosphere, tsunami amplitudes correspond to those of the tsunami-forced gravity waves, with the same horizontal wavenumber and frequency. Furthermore, both the wave equation in the atmosphere and all boundary conditions between the ocean and atmosphere have to be met. Although our normal modes accurately verify these equations, including mass redistribution and compressibility aspects, the simplified gravity waves equation for an incompressible atmosphere can be used to understand the main feature of tsunami normal modes in the atmosphere. Let us recall that in this simple approach, the waves' propagation properties are determined by the Brunt-Väisälä (angular) frequency N , which is expressed as :

$$N^2 = -\frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dr} - \frac{g^2}{c^2}. \quad (3.6)$$

When the Brunt-Väisälä frequency is greater than the modes' eigenfrequency, it is a gravity regime and gravity waves can propagate upward. Above this frequency, the mode is evanescent and decays exponentially with altitude. Note furthermore that compressibility is fully accounted for in our normal mode modeling, unlike in some previous models (*Occhipinti et al., 2008*) which were made for an incompressible atmosphere. Compressibility significantly reduces the Brunt-Väisälä frequency and therefore increases the wavelength of the tsunami normal modes in the atmosphere or even makes them evanescent. The dispersion relationship of the gravity waves is then expressed as :

$$m^2 = k^2 \left[\frac{N^2}{\omega^2} - 1 \right], \quad (3.7)$$

where m is the vertical component of the wavenumber, k the horizontal component and ω its frequency. Here, the gravity waves are forced by the tsunami, so the relationship between ω and k is imposed by the tsunami :

$$\omega = k\sqrt{gD}. \quad (3.8)$$

Let us remember that $k = \frac{2\pi}{\lambda_{tsu}}$ and $m = \frac{2\pi}{\lambda_V}$ where λ_{tsu} and λ_V are the tsunami horizontal wavelength and tsunami atmospheric vertical wavelength respectively. Finally, the vertical wavelength of the tsunami mode in the atmosphere can be written as :

$$\lambda_V = \frac{\lambda_{tsu}}{\sqrt{\frac{N^2}{\omega^2} - 1}}. \quad (3.9)$$

For frequencies above the Brunt-Väisälä frequency, λ_V is imaginary and gives us the damping length. Below, λ_V is the propagation wavelength in the atmosphere. Let us now interpret the amplitude of the normal modes with this wavelength.

Figure 3.3 shows the complex eigenfunctions of the T modes for resonances at 1.5 mHz, 2 mHz and 2.5 mHz along with the associated Väisälä frequency and vertical wavelength. Throughout the paper, the normal modes eigenfunctions $U_r(r)$ and $V_r(r)$ are plotted on figures with an amplitude scaled by the inverse square root of the density. In the Brunt-Väisälä frequency panel, the mode's eigenfrequency is indicated by the vertical red line. The blue and green bars are respectively the minimum and maximum wavelength found with relationship (3.9). We define as a "gravity waveguide" the propagation zone of the atmosphere where the normal mode frequency is greater than the Brunt-Väisälä frequency. The height of the gravity waveguide, h_{GW} , ranges from 300 km at 1.5 mHz to 150 km at 2.5 mHz. For the first resonance, the gravity waveguide height is about 2.5 times larger than the maximum vertical wavelength, allowing wave oscillations in the atmosphere. This propagative character is found in the $\pi/2$ phase shift between the real and imaginary parts of the normal mode. The decrease in the real and imaginary parts' amplitudes above 200 km is due to the low density, which increases kinematic viscosity. At a height of 285 km, the Brunt-Väisälä frequency is below 1.5 mHz and the mode starts to be evanescent : its amplitude then decays very rapidly with height, as both the atmospheric cutoff and viscosity are concurring to damp the amplitude. The amplitude of the mode nevertheless remains large at the F₂ peak altitude (around 300 km), which explains why big signals are observed at 1.5 mHz in the tsunami-induced perturbed TEC spectrum (Rolland *et al.*, 2010).

The amplitudes at ionospheric heights are much lower in the case of the higher-frequency normal modes (i.e. 2 mHz and 2.5 mHz) and become almost null at an altitude of 300 km. This is due to the evanescent property of the wave and not to atmospheric viscosity. Above 2 mHz, viscosity plays a minor role in the normal mode decay, which is instead mainly related to atmospheric cutoff. Furthermore, the value of the mode's vertical wavelength in the atmosphere is much higher and for the 2 mHz resonant mode about 2 oscillations are accommodated in the atmospheric waveguide. In this case, the vertical wavelength and the waveguide height are comparable, leading to a critical configuration where the real part and imaginary amplitudes are in phase. At 2.5 mHz, the maximum vertical wavelength value is so high (more than 1000 km) that the mode only has one evanescent damping effect and is little affected by viscosity. In the latter case, the imaginary part of the mode is much smaller than the real part (note that the imaginary part of the 2.5 mHz normal mode has been multiplied by 200).

Both the limited number of oscillations of the tsunami normal mode amplitude as a function of altitude and the evanescent transition explain the similarities in the waveform of ionospheric TEC signals and that of water height signals, as illustrated by several observations (Rolland *et al.*, 2010; Kherani *et al.*, 2016).

The atmospheric coupling of a tsunami mode depends however not only on the structure of the atmosphere, in a similar way to the coupling of Rayleigh waves (Rolland *et al.*, 2011b), but

also on ocean depth, which determines the phase velocity of the tsunami branch and therefore coupling with the atmospheric branches. This sensitivity to atmospheric and oceanic structure is analyzed in the following section.

3.5 SENSITIVITY TO OCEAN DEPTH

We computed the modes up to $\ell=500$ for 3 ocean depths (4, 5, and 6 km). The atmospheric model of the Haida Gwaii case was used. Figure 3.4 shows the resulting dispersion diagram, energy fraction and quality factor. Atmospheric gravity branches are not affected by ocean depth changes. Note that this figure only shows those crossing the tsunami branch and responsible for atmospheric resonances. All the others were nevertheless used for the variational computation of the tsunami modes described in section 2. As the phase and group velocity of the tsunami waves depend on \sqrt{D} , a 1 km change in the ocean depth markedly shifts the atmospheric resonance frequency. This bathymetric variation also affects the transfer of energy between the ocean and solid part as shown in Table 3.1. Indeed, for an ocean depth of 4 km and 5 km, the tsunami branch just cuts across the gravity branches and the only major coupling occurs for modes with frequencies close to the resonance. For a 6 km depth, on the other hand, the tsunami branch is almost parallel to one of the gravity branches between 1 mHz and 2 mHz. Major atmospheric couplings are thus found in this frequency bandwidth, as the group or phase velocities of the tsunami waves are quite close to those of the corresponding atmospheric gravity mode branch. More than 10% of the tsunami's energy is then transferred to the atmosphere. This significant coupling is similar to the acoustic-gravity atmosphere-ocean coupling recently analyzed by *Godin et al. (2015)* with an asymptotic approach that neglects the solid Earth part. This major coupling is shown in Figure 3.5, where large amplitudes are found below 100 km for an ocean depth of 6 km.

In the previous section, we showed that the high-frequency modes above 2 mHz are evanescent above 200 km and do not contribute to marked thermospheric winds. Figure 3.5 shows the vertical and horizontal components for 4, 5 and 6 km ocean depths and for frequencies between 1.3 mHz and 1.7 mHz. The red horizontal line marks the altitude where the Brunt-Väisälä frequency reaches 1.5 mHz. It is clear that the large resonance observed in the energy for 6 km corresponds to the large low-altitude amplitudes, below 60 km. This high-frequency resonance will have little effect on the TEC, as the normal mode amplitudes are small in the ionosphere. Indeed, already at the F₂ peak altitude (300 km), the wave is attenuated by a factor of 4-5. At this altitude, the amplitude of the modes between the 4 km and 6 km depths is similar. For the 5 km ocean depth, the amplitude of the wave is smaller.

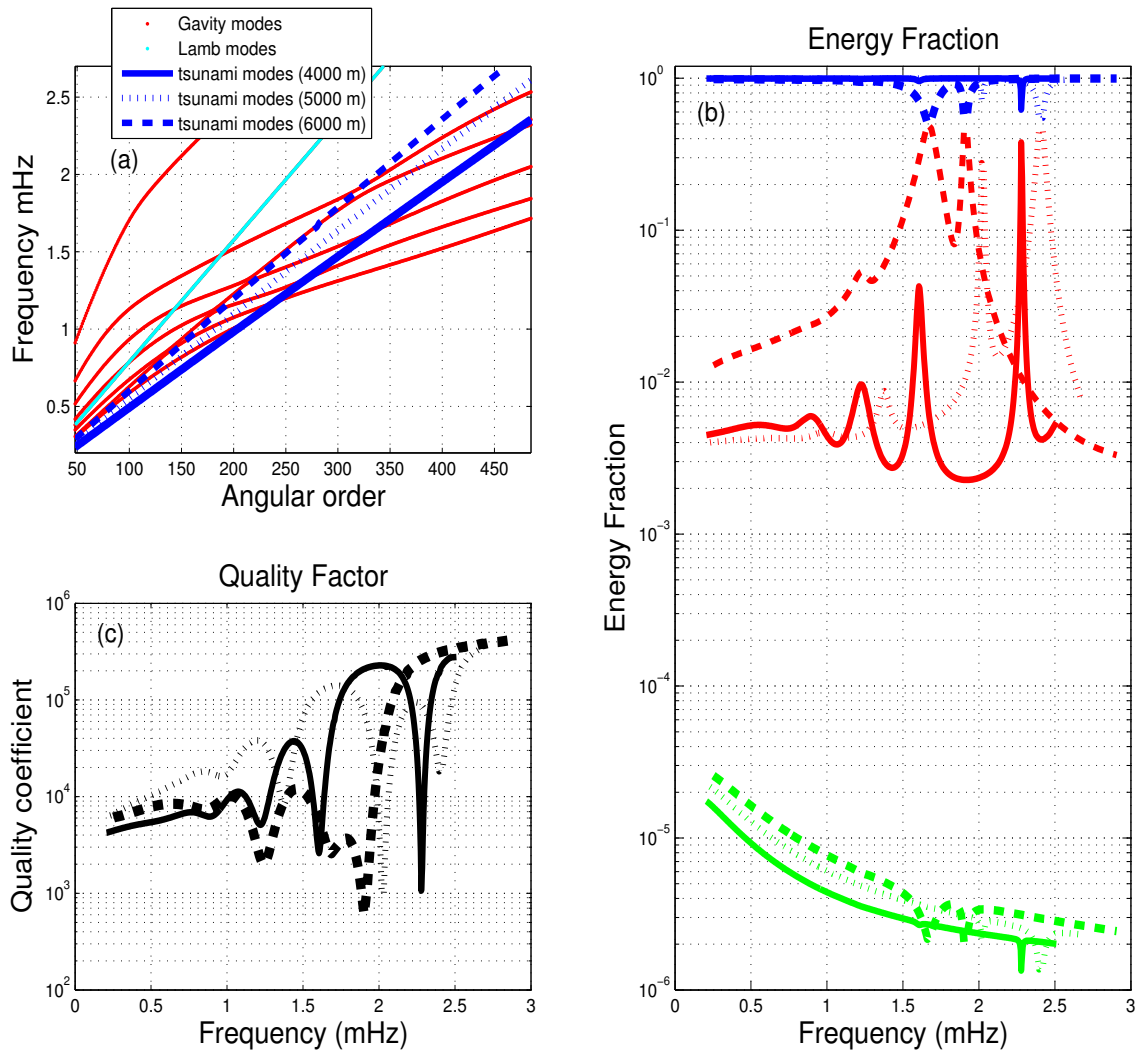


FIGURE 3.4 – Panel (a) shows the dispersion diagram of the tsunami branches, with ocean depths of 4 km, 5 km, and 6 km in addition to the Lamb and atmospheric gravity modes. Panel (b) shows the energy fraction in the atmosphere, ocean and ground, with resonance peaks. The blue, red and green curves stand for the ocean, atmosphere and solid energy fraction respectively. Panel (c) shows the tsunami quality factor plotted as a function of frequency. The tsunami mode's phase velocity and therefore the resonance frequencies depend on the ocean depth.

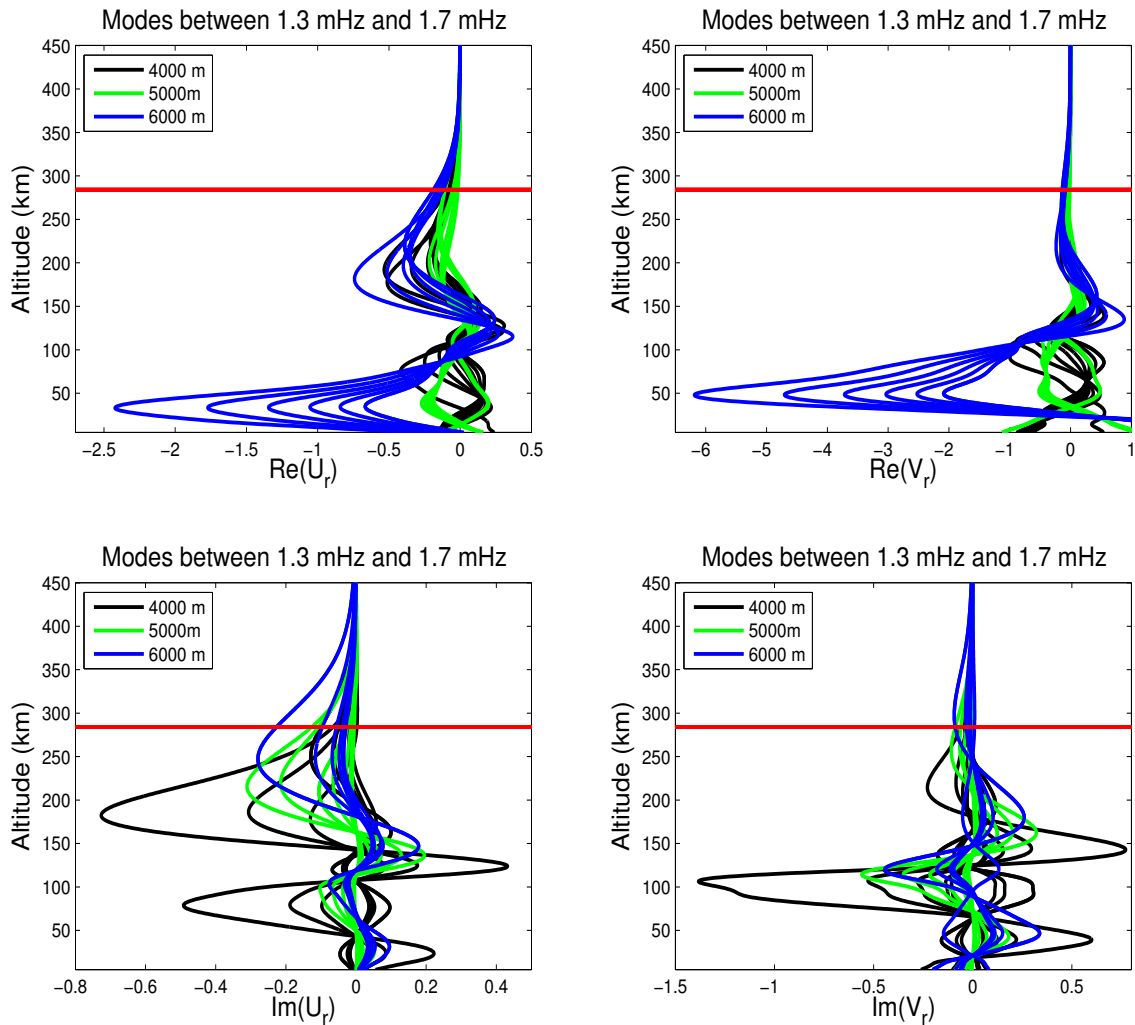


FIGURE 3.5 – Amplitude of tsunami eigenfunctions between 1.3 and 1.7 mHz in the atmosphere for 3 different ocean depths. The red horizontal bar represents the upper altitude limit up to which the 1.5 mHz mode can propagate. The modes for a 6 km ocean depth are highly resonant only at low altitudes (below 60 km).

	4000 m			5000 m			6000 m		
Frequency (mHz)	1.24	1.61	2.28	1.39	2.03	2.4	1.24	1.67	1.9
Energy fraction in ocean	0.99	0.96	0.62	0.94	0.72	0.55	0.95	0.51	0.58
Energy fraction in atmosphere	$1.0 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-2}$	0.38	$8.0 \cdot 10^{-3}$	0.26	0.45	$5.2 \cdot 10^{-2}$	0.49	0.42

TABLE 3.1 – Eigenfrequency and energy fraction in the atmosphere and ocean for resonance at an ocean depth of 4 000 m, 5 000 m, and 6 000 m.

3.6 SENSITIVITY TO LOCAL TIME

In order to analyze the sensitivity of normal modes amplitude to local time, we computed the normal modes while changing just the local time, and keeping all other parameters (day, location) as in section 3 and for local ocean depth equal to 5 km. The four different local times chosen are 00 :00, 06 :00, 12 :00 and 18 :00. Figure 3.6 shows the vertical profiles of kinematic viscosity, air density, speed of sound and Brunt-Väisälä frequency for these different local times. These parameters are the most sensitive to solar radiation at higher altitudes. The energy fraction and quality factor for these four local times are shown in Figure 3.7. Three resonances occurred around 1.4 mHz, 2 mHz and 2.4 mHz. The phase velocity of the tsunami modes was found to depend only on the ocean depth and be unaffected by the variation in local time. However, the gravity waves' dispersion branches moved slightly as atmospheric parameters changed with local time. This explains the slight shift in resonance frequencies depending on local time. Variations in the energy fractions were also observed. Indeed, coupling strength increased when the waves' group velocities were closer together. The relative sensitivity to the local time decreased at high frequencies. It was especially visible in the atmospheric energy fraction at 2.4 mHz. Indeed, as explained in section 3.4, the normal mode at 2.4 mHz is already evanescent at 150 km, and cannot be affected by the temperature change in the thermosphere (and therefore by density and sound speed changes) as much as the modes propagating widely in the thermosphere. As there is smaller variation in the atmospheric parameter below 200 km, the sensitivity to local time is lower. The complex eigenfunctions of the resonance at 1.4 mHz are shown in Figure 3.8. The horizontal lines represent the upper limit of the wave's propagation regime, defined as the altitude where the frequency equals the Brunt-Väisälä frequency. This upper limit varies from 275 km at noon to 323 km at midnight. It is clear that there is a daytime regime and a nighttime regime.

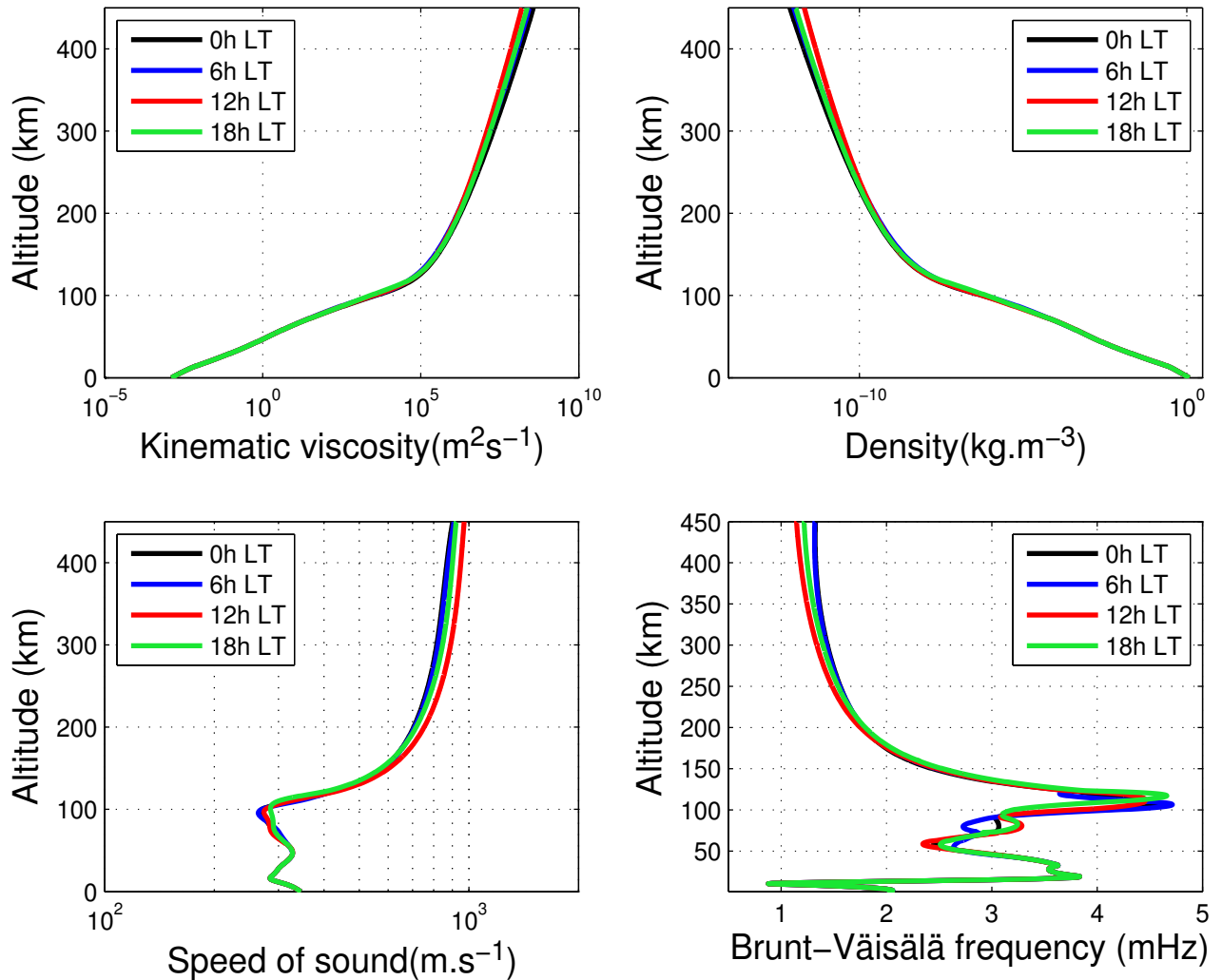


FIGURE 3.6 – Atmospheric parameters (viscosity, density, speed of sound and Brunt-Väisälä frequency) for 4 different local times (00 :00, 06 :00, 12 :00 and 18 :00 LT) on October 28th, 2012 as computed by the NRLMSISE-00 empirical model Picone et al. (2002). The density and speed of sound are greater during the daytime, while viscosity and Brunt-Väisälä frequency are greater during the nighttime. Sensitivity to the local time increases with altitude.

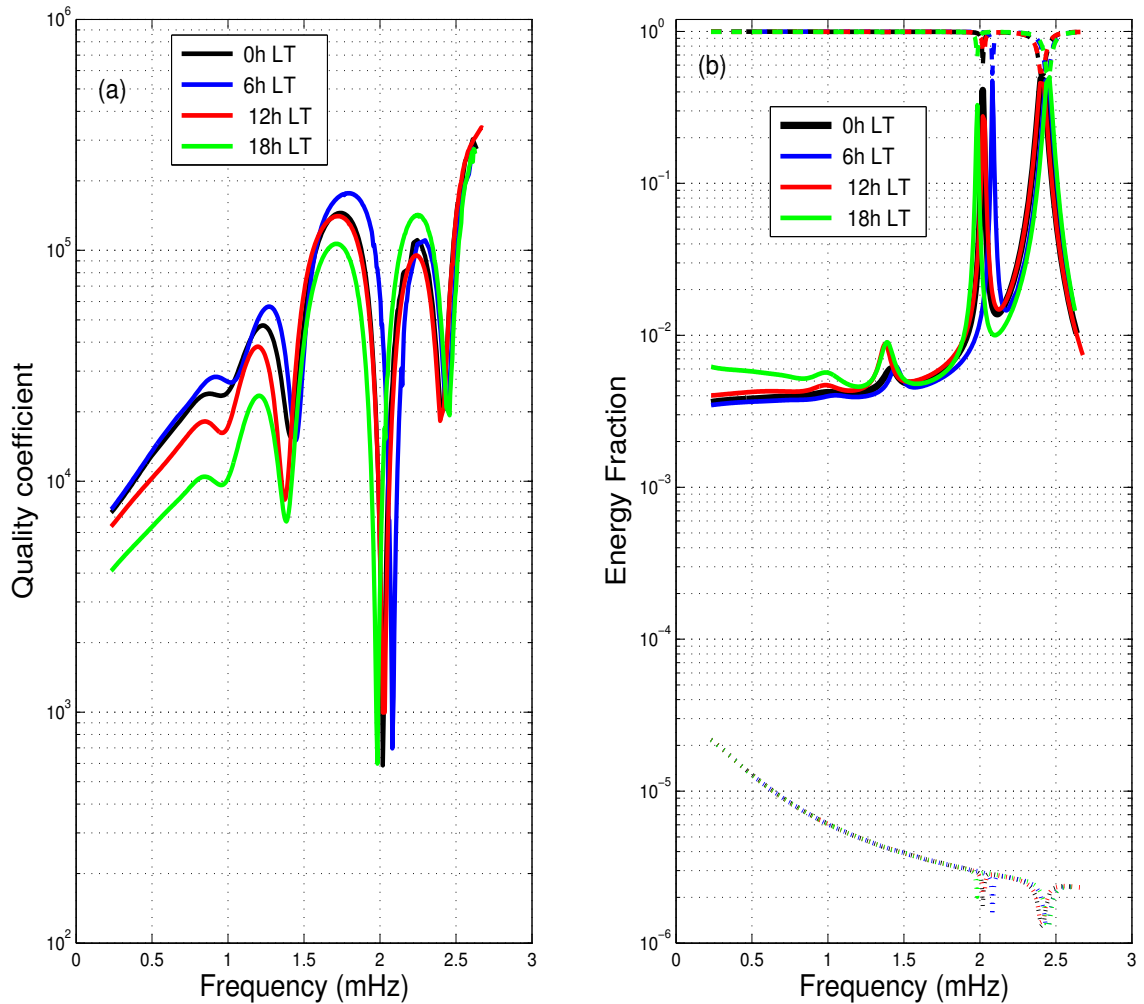


FIGURE 3.7 – Variability of tsunami modes resonance in the atmosphere depending on local time. (a) Quality factor as a function of frequency for 00 :00, 06 :00, 12 :00h and 18 :00 LT. (b) Energy fraction as a function of frequency in the atmosphere (solid line), ocean (dashed line) and solid Earth (dotted line). Sensitivity to the local time is higher for low frequencies due to the large variations in temperature and density at high altitudes.

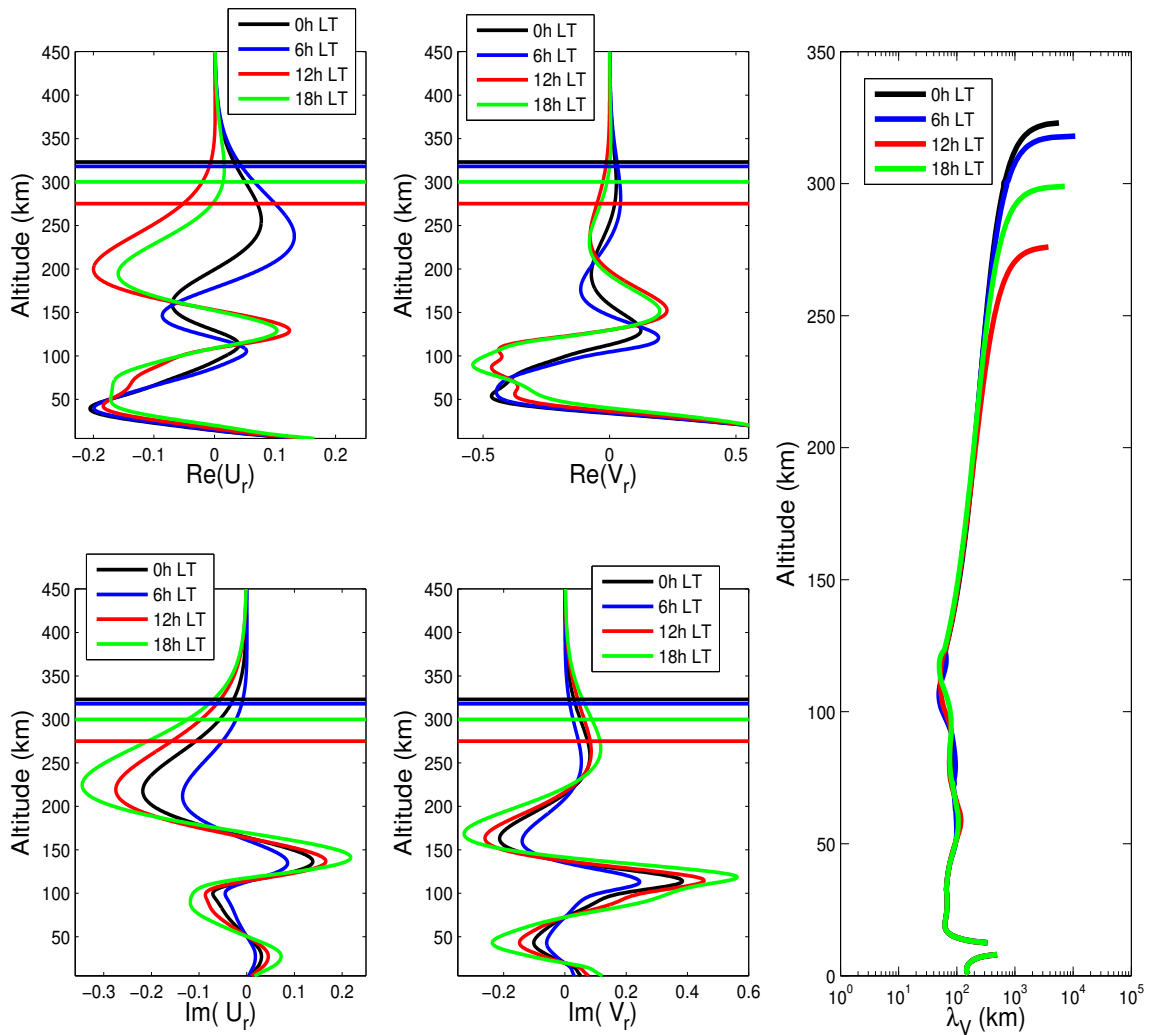


FIGURE 3.8 – Tsunami eigenfunction in the atmosphere at 1.5 mHz for the 4 different local times. The horizontal lines correspond to the upper limit of the propagation zone for the tsunami modes. The vertical wavelength of the mode is plotted on the right-hand panel. A daytime and nighttime regime can be clearly identified.

At low altitudes, the real part of the mode is not very sensitive to local time due to the small variation in the atmospheric parameters below 100 km. At higher altitudes, there is a major difference in amplitude and phase shift, as a consequence of the variation in altitude of the evanescence threshold for these modes. The real and imaginary parts of the normal mode amplitudes are in phase and mostly dictated by the variation in viscosity depending on local time. As for Rayleigh modes (*Rolland et al., 2011a*), atmospheric amplitudes for the 1.5 mHz resonance are larger during the daytime than during the nighttime, due to the higher density and lower viscosity at ionospheric heights. Furthermore, the ionosphere is more developed during the day. We can therefore expect the electron density signals during the daytime to be much greater due to the combination of larger driving neutral atmospheric waves and a higher density of transported electrons.

3.7 NORMAL MODES SUMMATION FROM SEA-FLOOR TO IONOSPHERE

While the amplitude of normal modes is already useful to describe the geometry of the atmospheric-ocean coupling of tsunamis, it is even more suitable for modeling anywhere in the Earth the response to any source that excites these normal modes, whether they are earthquakes, tsunamis or volcanic eruptions for instance. The normal mode summation technique is extensively used in seismology. Normal mode summation can also be used to compute the solid Earth's response to a tsunami (e.g. ground tilt, see *Yuan et al. (2005)*), or the ocean's response (e.g. water height variation from DARTs, (*Titov et al., 2005*), atmospheric wind perturbation (*Garcia et al., 2014*) or ionospheric perturbations, in the latter case by applying the transfer function from the neutral perturbation to the electron density perturbation (*Coisson et al., 2015*).

In order to compute the displacement or velocity, we use the normal mode summation expression given by *Lognonné (1991)* :

$$\mathbf{s}(\mathbf{r}, t) = H(t) \text{Re} \left[\sum_k \mathbf{M} : \boldsymbol{\epsilon}_k(\mathbf{r}_0) \mathbf{u}_k(\mathbf{r}) \frac{1 - e^{i\omega_k t}}{\omega_k^2} \right], \quad (3.10)$$

where \mathbf{M} denotes the moment tensor, $\boldsymbol{\epsilon}$ the normal mode strain at the epicenter \mathbf{r}_0 , $H(t)$ the Heaviside function, $\mathbf{u}_k(\mathbf{r})$ and ω_k the normal mode displacement function at location \mathbf{r} and eigenfrequency respectively and k the normal mode index.

To further compute the TEC perturbation induced by tsunamis from the atmospheric wind field, we use the methods of *Rolland et al. (2011b)* and *Coisson et al. (2015)*. Figure 3.9 shows the models reconstructed using such a normal mode summation technique for the vertical TEC, and for vertical and horizontal displacements of the neutral atmosphere at altitudes of 300 km, 200 km, and 0 km (interface between the ocean and the atmosphere) and at a depth

of 5 km (interface between the ocean and the Earth's crust). A point source model was used with the Centroid Moment Tensor (CMT) of the Haida Gwaii tsunami in 2012 of magnitude $M_w = 7.8$.

The waveforms of Figure 3.9 show the main features of tsunami propagation and the differences with the incompressible shallow water solution.

The horizontal displacement between the surface and the bottom of the ocean is almost identical, the small difference being mostly associated with water compressibility. The dispersion of tsunamis waves related to both the coupling with the ground and compressibility of water (Watada *et al.*, 2014) is also shown, associated with the ramp starting about 20 min prior to the tsunami's first arrival. This coupling with the solid Earth generates a non-zero vertical displacement at the bottom of the ocean of about 0.5% of the tsunami height for the PREM crust elastic properties, and about 0.02 % for the horizontal amplitude at the solid interface. The tsunami's horizontal and vertical displacements are in quadrature phase as expected from the theory (see Appendix A for further details). Note that the horizontal displacement in the atmosphere has been neglected in most models of atmospheric tsunami-induced gravity waves, which are based on the sole forcing of a propagating vertical displacement. Even if the associated vertical displacement wave propagates with the right tsunami phase velocity, such a source model is not therefore strictly speaking representative of a tsunami. It might lead to the generation of not only tsunami-induced gravity waves but also to other gravity waves not representative of a realistic tsunami-equivalent source but present only due to the lack of horizontal displacement.

At the ocean surface, the vertical displacement is continuous between the ocean/atmosphere interface. Nevertheless, the horizontal displacement is almost opposite, with a π phase shift. Indeed, when the surface of the water moves forward, the air slides over it to fill the vacuum left by the displaced water mass. This is a classical feature of an internal mode in a two-layered fluid system under gravity (Massel, 2015). Adding the atmosphere slightly increases the amplitude of this precursor on the horizontal component as well as on the solid response at the bottom of the ocean, and needs to be taken into account in order to accurately model the tilt generated by tsunamis (e.g. Boudin *et al.* (2013)).

Above the surface, upward propagation is illustrated with the waveforms at an altitude of 200 km and 300 km. At 200 km, upward propagation is more complex, with significant signals after the main wave's arrival, probably related to the dispersion of the rising wave. At 300 km, however, the signal looks like a low pass filtered water height waveform. This can be interpreted as a direct consequence of the transition from propagation to evanescent modes. There is clearly a delay in the first wave's arrival time due to propagation from the bottom

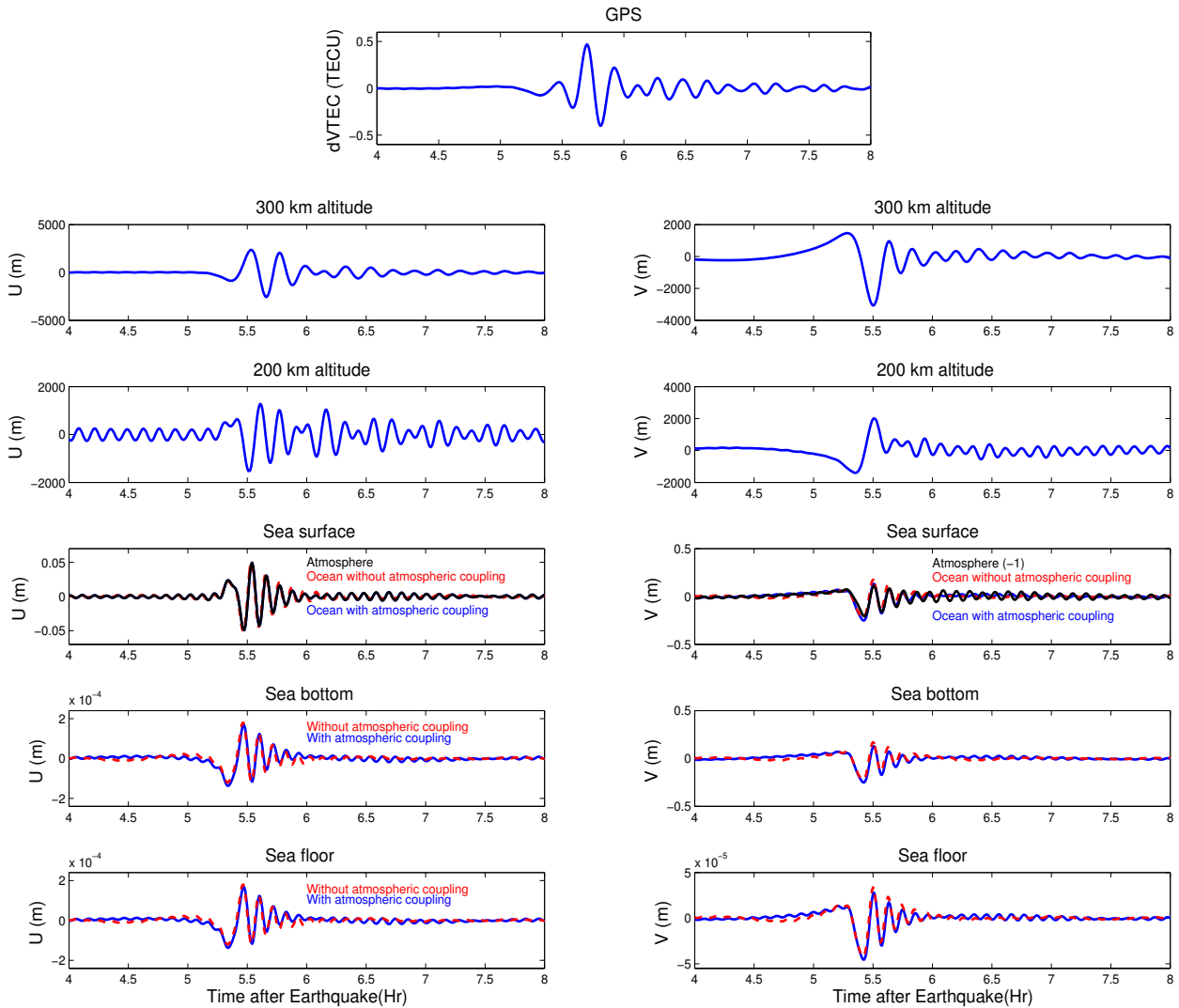


FIGURE 3.9 – Tsunami-induced displacement in the ocean, the neutral atmosphere and the ionosphere. From bottom to top : modeled vertical (left-hand side) and horizontal displacement (right-hand side) at the sea floor, sea bottom, sea surface, in the atmosphere (at 200 km and 300 km), and ionosphere (GPS TEC) for the Haida Gwaii study case, computed at the location of the DART buoy 51407 using the CMT Harvard source.

of the atmosphere up to an altitude of 300 km (around 7 min, consistent with the analysis of *Occhipinti et al. (2013)*).

Last but not least, the vertical peak-to-zero displacement amplitude of about 5 cm at sea level is magnified as altitude increases, reaching a few dozen kilometers at 300 km, typical of the 10^5 amplification factors expected for these long-period waves.

In conclusion, normal mode summation provides a complete and accurate description for both the vertical and horizontal neutral winds. This technique can be used to model ionospheric signals through neutral wind-plasma coupling and confrontation with observations, as is the case later in this paper for several different tsunamis.

3.8 GRAVITY MODES AND LAMB MODES

As observed after the Tohoku earthquake, underwater earthquakes not only generate tsunamis but also gravity waves (*Rolland et al., 2011a; Komjathy et al., 2012; Yu et al., 2015*). We therefore develop first the coupling properties of the atmospheric gravity and Lamb modes with the ocean before computing the waveforms of the associated branches.

3.8.1 Atmospheric gravity modes resonances with the ocean

When the atmospheric gravity branches cross the tsunami branch, there is resonance with the ocean structure as shown in Figure 3.10 for the gravity fundamental and the first 2 overtone branches. These resonances occur around 1.5 mHz, 2 mHz, and 2.5 mHz, as for tsunamis. At these frequencies, part of the energy is efficiently transferred from the atmosphere to the ocean (panel (c)). The large resonances at 2 mHz lead to fundamental gravity modes, and at 2.5 mHz to second harmonics modes, with comparable energies in the atmosphere and ocean. These resonance features can also be found in the quality factor, which shows a local maximum at the resonance frequencies due to the fact that water attenuates much less than the atmosphere. On the contrary, a local Q minimum is found for resonances with fewer trapped gravity waves. As the L branch does not cross the T branch (panel a), there is no resonance for Lamb modes, which have almost no energy in the ocean (panel c). The surface trapping of Lamb waves make them undetectable in the ionosphere.

3.8.2 Fundamental gravity modes and tsunami precursors

The fundamental gravity mode branch is the only one with group velocities faster than those of the tsunami for frequencies below 1.6 mHz. This is illustrated by Figure 3.11, which

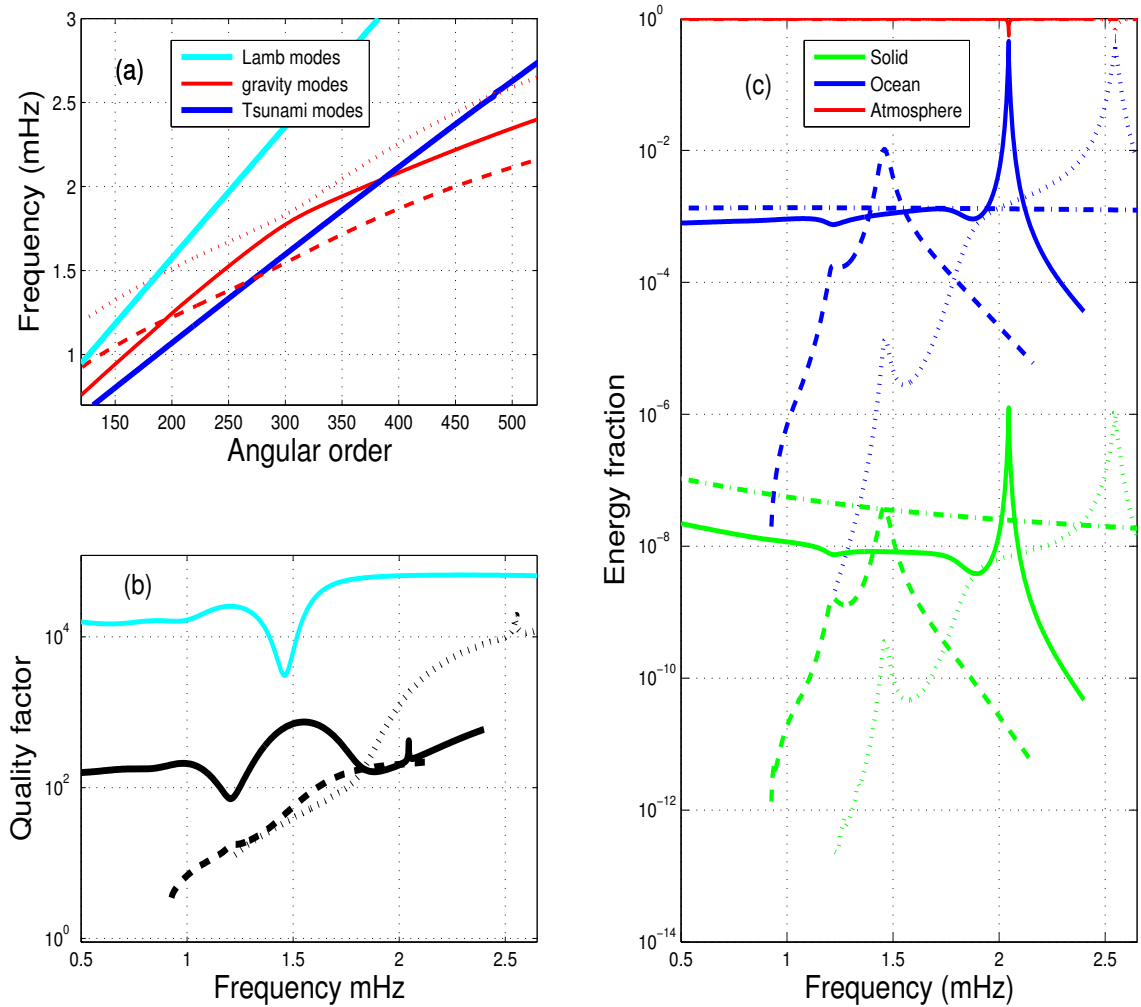


FIGURE 3.10 – Gravity normal modes resonances for an ocean depth of 4750 m. Oceanic resonance in the fundamental G modes (respectively solid lines, dashed lines, and dotted lines) with the T modes. In (a) and (b), the light blue solid line corresponds to the L modes. In (c), the Lamb branch is represented by dash-dotted lines.

shows the variation in group velocity as a function of frequency for the L, G and T modes and for 3 different modeling assumptions.

The first is the classical approach, which assumes an incompressible oceanic layer (*Okal, 1988*) for which phase and group velocities are respectively :

$$c(\omega) = \frac{\sqrt{gD \tanh(k(\omega)D)}}{k(\omega)D}. \quad (3.11)$$

$$u(\omega) = c(\omega) \left[\frac{1}{2} + \frac{k(\omega)D}{\sinh(2k(\omega)D)} \right]. \quad (3.12)$$

The second is the tsunami normal mode computation for PREM without atmosphere, which can be directly compared to *Watada et al. (2014)*. The third, and last, is the computation with both the solid part and the atmosphere, as described above. At 2 mHz and 2.5 mHz, significant variations are observed for the tsunami group velocity. These perturbations cannot be seen in the model excluding the atmosphere, suggesting that they are due to atmospheric resonance by gravity waves. At these frequencies, the fundamental and the first overtone G modes show a peak in group velocity which corresponds to oceanic resonance.

As the modes below 1.6 mHz have larger group velocities than the tsunami, the fundamental gravity wave below 1.6 mHz should arrive before the tsunami. We illustrate this phenomenon with modeled seismograms computed at the ocean surface and in the atmosphere (Figure 3.12) for both tsunami and fundamental gravity branches and for 2 tsunamis : the 2011 Tohoku tsunami and the Haida Gwaii tsunami. Results are summarized in Figure 3.12.

The result shows the perturbations in electron density and neutral displacement at 260 km and the sea level displacement for both the tsunami and the fundamental gravity modes for the two tsunamis. The amplitude of the electron density perturbations is reported in Table 3.2 for all cases.

Let us set the detection threshold of the electron density perturbation to about $\delta n_e^{\text{threshold}} \approx 5 \times 10^9 \text{ e m}^{-3}$, which corresponds to an integration over 50 km, to about 0.025 TECU and therefore to an amplitude comparable to the TEC perturbation noise level in Hawaii for the Haida Gwaii ionospheric TEC observations (*Grawe and Makela, 2015*). While the modeled amplitudes reported in Table 3.2 for both Haida Gwaii and Tohoku tsunami ionospheric perturbations exceed this threshold, only the Tohoku perturbations in atmospheric gravity waves are above. The ionospheric perturbations for Haida Gwaii are 6 times smaller. This simple analysis suggests that the fundamental gravity waves generated at the source by the Tohoku quake have observable amplitudes and could be the waves preceding the Tohoku tsunami that were detected by *Makela et al. (2011)* off the Hawaiian shore. Future studies will have to be conducted in order to confirm this.

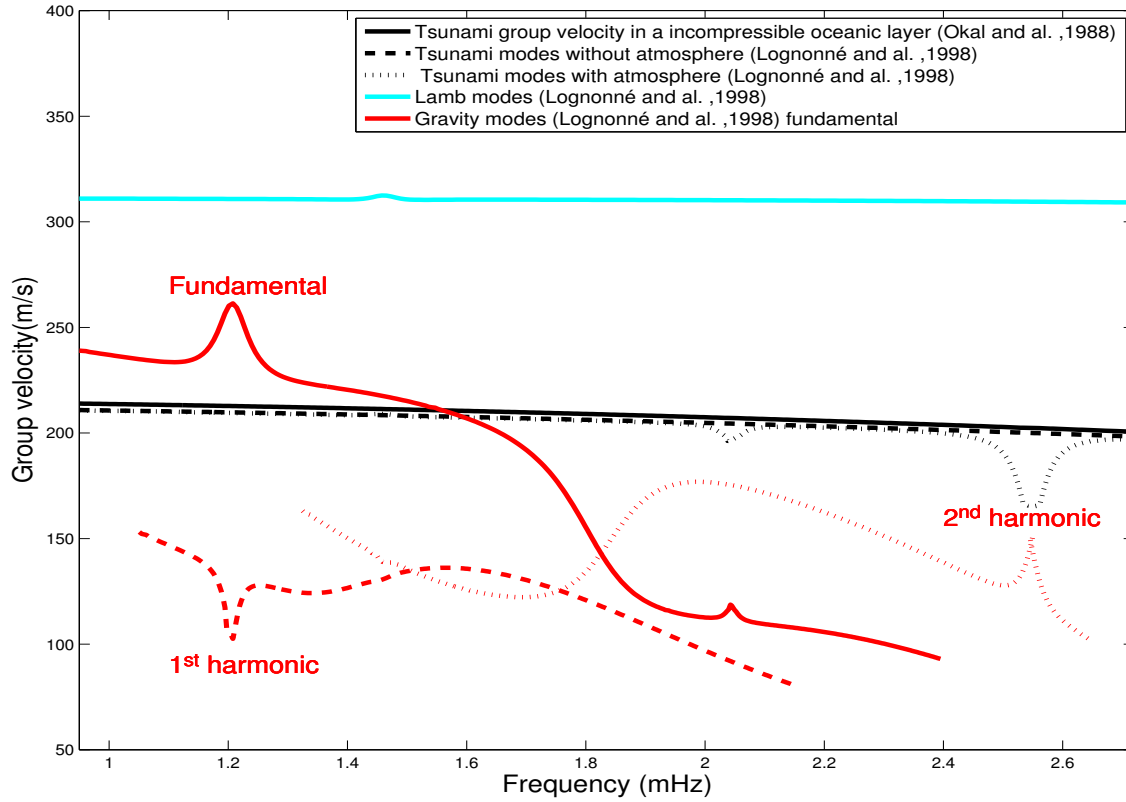


FIGURE 3.11 – Group velocity of the L modes, G modes fundamental and 2 first overtones (red lines) and T modes (computed for 3 different physical assumptions). Note that below 1.6 mHz, the fundamental gravity waves travel faster than the tsunami. The ocean depth is 5 km.

$\delta n_e (e^- m^{-3})$	Tohoku	Haida Gwaii	Threshold detection
tsunami modes	$3.6 \cdot 10^{11}$	$7.33 \cdot 10^9$	$\approx 5 \cdot 10^9$
fundamental gravity modes	$3.31 \cdot 10^{10}$	$8.5 \cdot 10^8$	

TABLE 3.2 – Peak of the electron density perturbation generated by the fundamental gravity modes and the tsunami modes in the case of the Tohoku and Haida Gwaii events.

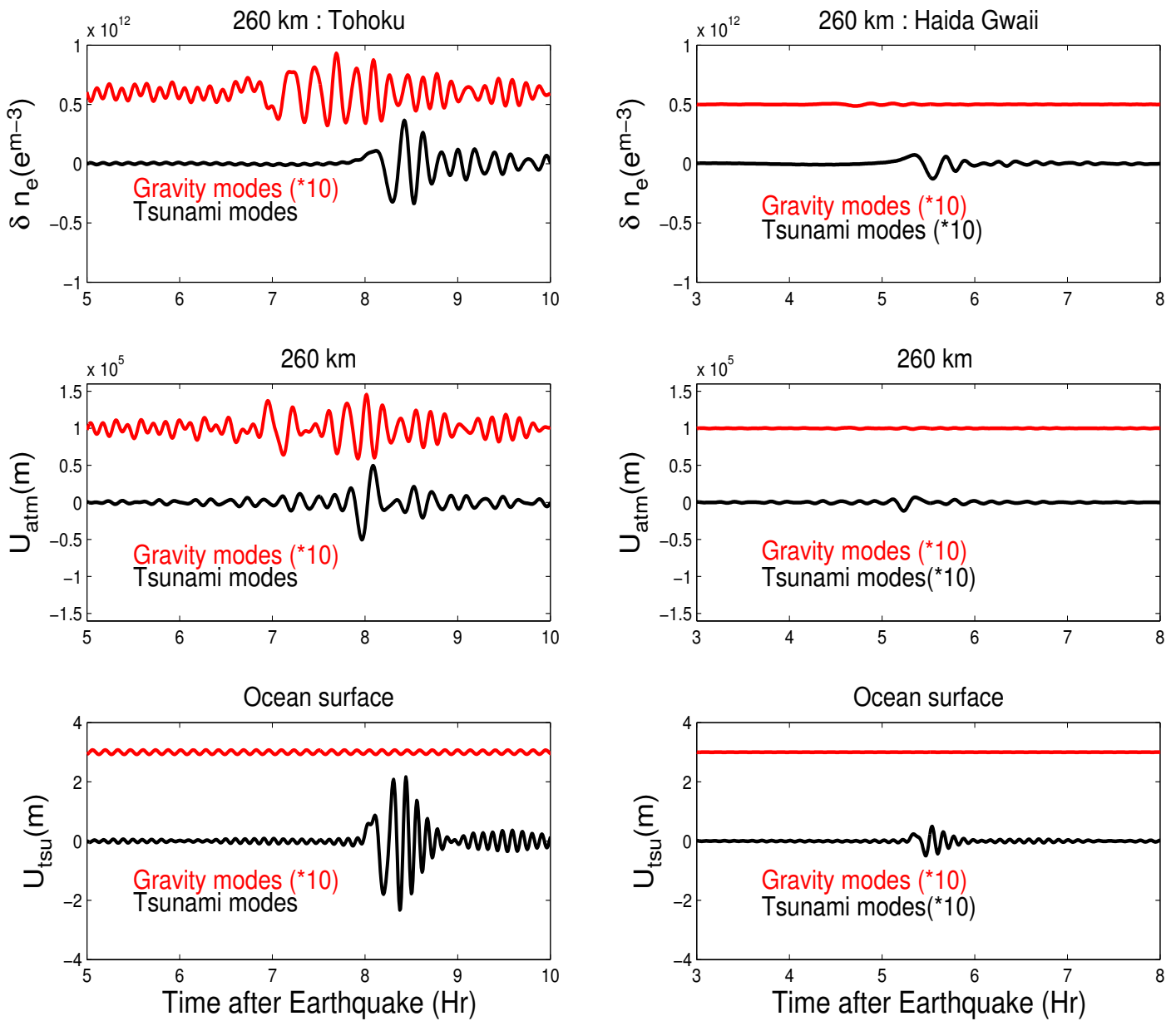


FIGURE 3.12 – From top to bottom : perturbed electron density at 260 km (δn_e), displacement projected on the magnetic field at 260 km (U_{atm}), vertical displacement at the ocean surface (U_{tsu}). The Tohoku case study is shown on the left and Haida Gwaii on the right.

	Haida Gwaii	Kuril	Tohoku
GPS ground station	kosm	radf	1098
GPS satellite	07	17 and 29	09 and 12
Dart station	51407	51407	52401
Filtering frequency range (mHz)	0.2-2.6	1.0-2.6	1.0-2.0

TABLE 3.3 – Summarize of data used for comparison with normal mode modeling for the Haida Gwaii, Kuril and Tohoku event.

3.9 MODELING RESULTS AND COMPARISON WITH DATA

We now show modeling results for both the tsunami height and perturbed TEC for 3 different tsunamis. Two were moderate tsunamis recorded off Hawaii and correspond to the 2012 Haida Gwaii and 2006 Kuril Islands earthquakes. The corresponding ionospheric TEC observations were analyzed by *Grawe and Makela (2015)* and (*Rolland et al., 2010*), respectively. The third case is the large 2011 Tohoku tsunami (*Kherani et al., 2016*). All TEC perturbation observations are derived from 30 s data from the SOPAC (<http://sopac.ucsd.edu/>) Hawaii GPS array in the case of Haida Gwaii and Kuril, and from Pacific Ocean island stations forming part of the Japanese GEONET GPS network in the case of Tohoku. Tsunami amplitude data were recorded by DART buoys and detided according to *Watada et al. (2014)*. A summarize of the GPS TEC and DART data reconstructed in this section is provided in Tab 3.3.

In all cases, the normal modes were computed with atmospheric models computed at the time and location of the tsunami's arrival and with the ocean depth of the observation area.

The perturbations associated with each tsunami were computed using two types of source : a single-point source located at the epicenter and an extended source corresponding to several point sources distributed along the fault plane. The source parameters used in the point source simulations were those of the Centroid Moment Tensor (CMT) project (*Dziewonski et al., 1981*), while those for the extended sources were the finite fault source models from the U.S. Geophysical Survey (<http://earthquake.usgs.gov/>) for the 3 events (*Hayes, 2011*). The extended source seismograms were then computed by summing seismograms from all subfaults, each being represented by a point source.

Figure 3.13 compares the models computed with a single-point source and an extended source to observed data in TEC perturbation and in tsunami height in the case of the 2012 Haida Gwaii event. As expected, a single-point source generates too high a TEC perturbation amplitude and tsunami displacement. The amplitude of the first wave is reduced for the ex-

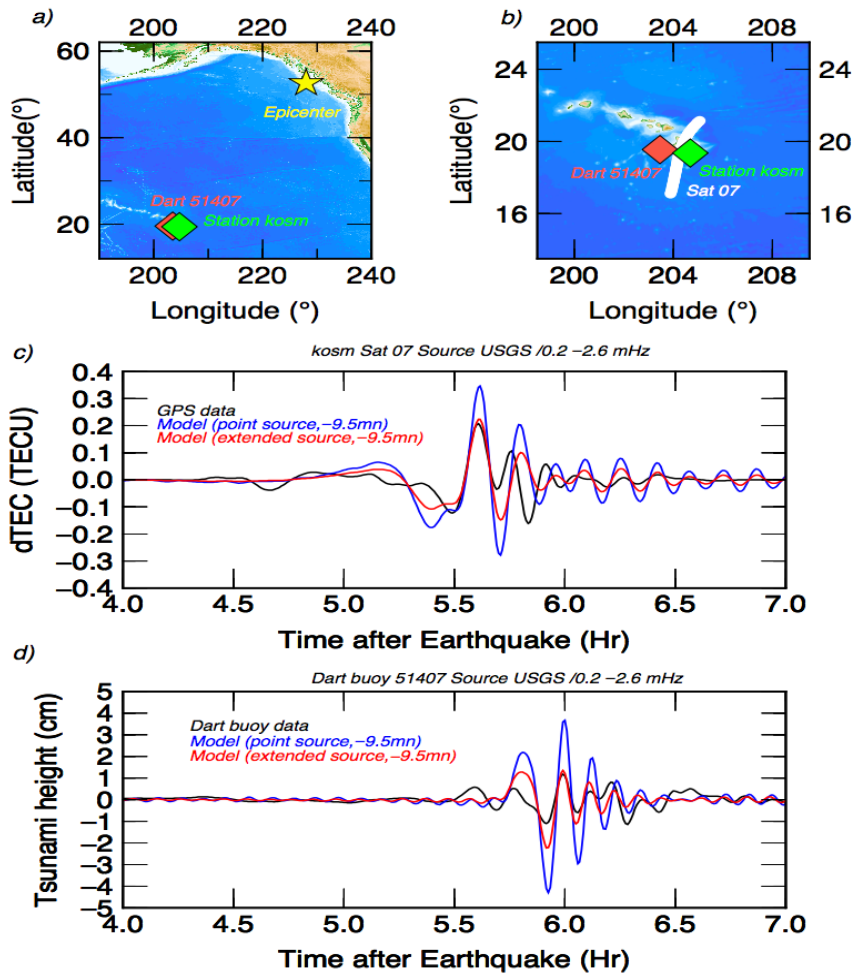


FIGURE 3.13 – 2012 Haida Gwaii tsunami situation map and forward modeling results. a) Map centered on the location of the 2012 Haida Gwaii tsunami. b) Map centered on Hawaii. The white line marks the plot of the KOSM station (satellite 07 sounding path) from 4 to 7 hours after the earthquake. c) Perturbed TEC for the KOSM station (satellite 07 path). d) Tsunami amplitude recorded by DART buoy 51407. We filtered observed data (black curve) and modeled data (blue and red curves for the point source and extended source case respectively) between 0.2 mHz and 2.6 mHz. Both point source and extended source models are shown. A time shift of -9.5 min is applied to the model.

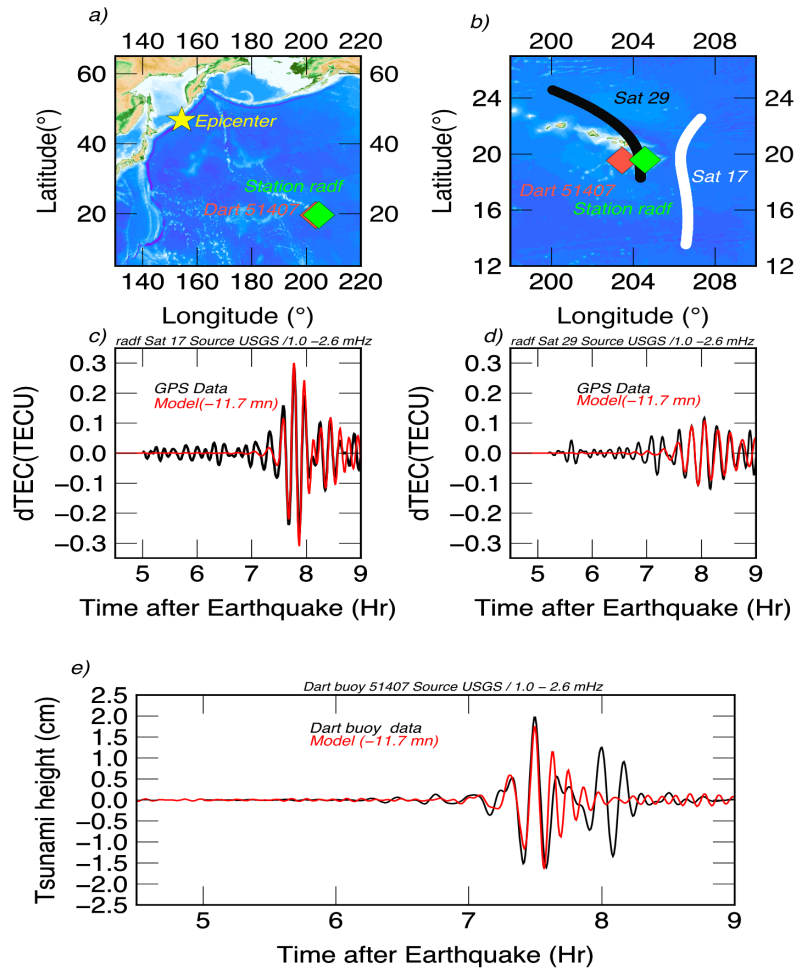


FIGURE 3.14 – 2006 Kuril Islands tsunami situation map and forward modeling results. See Fig. 3.13 for a description of the panels. We filtered observed data and modeled data between 1 mHz and 2.6 mHz. A time shift of -11.7 min is applied to the model.

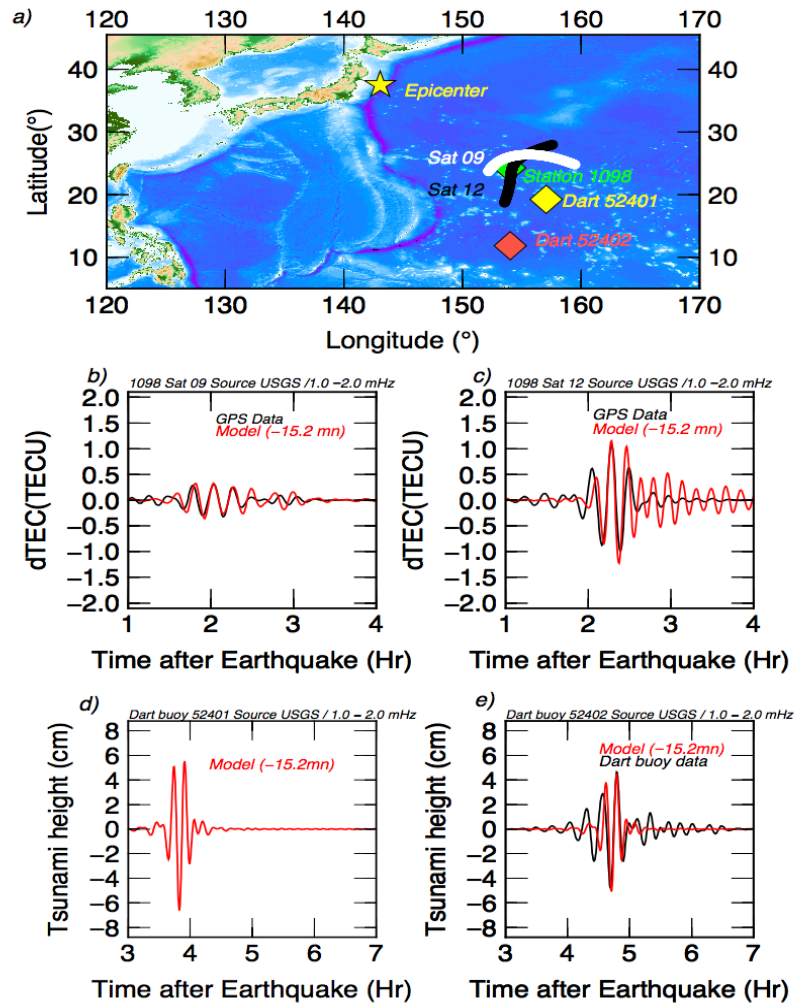


FIGURE 3.15 – 2011 Tohoku tsunami situation map and forward modeling results. See Fig. 3.13 for a description of the panels. We filtered observed and modeled data between 1 mHz and 2 mHz. A time shift of -15.2 min is applied to the model.

tended source model due to the interferences between all the point sources. Both the modeled TEC perturbation and modeled tsunami fit the DART and TEC data well for the amplitude of the first wave. The validity of our method was then confirmed by the very good fit obtained in the case of Kuril (Figure 3.14) and Tohoku (Figure 3.15). Note that as point source models overestimate the amplitudes, only the results from the extended source model were shown and compared with observed data in these last two figures.

However, even if we can reproduce fairly well the main wave in TEC and in tsunami height, the normal modes modeling shows some limitations. Indeed, as our 1D normal mode model does not take into account the variation in ocean depth, we have to apply a time shift to fit the arrival time of the waves to observations. It corresponds to -9.5 min in the case of Haida Gwaii, -11.7 min in the case of Kuril and -15.2 min in the case of Tohoku.

In addition, a second wave, arriving about 20 minutes after the first one, is not modeled. It is inverted in amplitude and most likely corresponds to the coastal reflection near the source, which cannot be reproduced by the simple 1D global Earth model used.

The ocean depth variation and the coastal reflection effects will have to be integrated in our model in future efforts.

3.10 CONCLUSIONS

Tsunami normal modes can be computed for 1D Earth models integrating not only the solid Earth but also the atmosphere, and can be used to model the tsunami-induced sea level DART or ionospheric TEC signals, as well as any other seismic or geodetic signals recorded by the tsunami-induced deformations of the solid Earth.

We have illustrated this forward modeling by computation of the tsunami normal modes in Hawaii using the local ocean depth and the atmospheric structure at the time of the tsunami's arrival. We have shown that resonance between tsunami normal modes and the atmosphere occurs at 1.5 mHz, 2 mHz, and 2.5 mHz. Indeed, at these frequencies, the tsunami branch crosses the atmospheric gravity branches and there is major coupling between the ocean and the atmosphere. Conversely, there is resonance in the oceanic gravity waves at these frequencies. Energy is transferred from the atmosphere to the water. As the group velocity of the fundamental atmospheric gravity modes is slightly faster than that of the tsunami, an atmospheric gravity wave should arrive before the tsunami signal. This is confirmed by seismograms modeling both the sea level height and atmospheric winds, and might be an interesting line of research in order to clarify ionospheric tsunami precursor signals such as those observed by *Makela et al.* (2011).

Our results first demonstrate that accurate modeling of ionospheric tsunami signals requires the integration of atmospheric compressibility, which significantly changes the wa-

vertical wavelength and propagation properties of tsunami waves in the atmosphere. At 1.5 mHz, the vertical wavelength is relatively small and the wave can oscillate several times in the atmospheric gravity waveguide before reaching an altitude of about 285 km, where it transits to an evanescent wave. Below this altitude, the phase shift between the real and imaginary part of the wave is indeed $\pi/2$ which is characteristic of a propagative regime. Above 2 mHz, the vertical wavelength is longer and the height of the gravity waveguide is lower. The wave oscillates only once before becoming evanescent. These effects increase even further for larger frequencies, and for the 2.5 mHz resonance, the vertical wavelength is so long (300 km) that the wave is fully damped well before reaching the thermosphere. Its amplitude is mostly damped by the gravity cutoff and it is not very sensitive to attenuation processes, with an imaginary part 200 times smaller than the real one. At the altitude of the F_2 peak (around 300 km), the resonant modes at 2 mHz and 2.5 mHz therefore have very small amplitudes. This explains why reported TEC observations show large spectral amplitudes at 1.5 mHz but not at 2 mHz or 2.5 mHz.

We then investigated sensitivity to bathymetric properties. The modes were computed for 12 :00 LT in Hawaii for an ocean depth of 4, 5, and 6 km. As the phase velocity of the tsunami modes strongly depends on ocean depth, the frequencies at which resonances occur also depend on bathymetric properties. The modes for a 6 km depth are highly resonant. There is a major impact on the eigenfunction of normal modes at resonances between 1.3 mHz and 1.7 mHz only at low altitudes (up to 70 km). At higher altitudes, the mode is attenuated by atmospheric viscosity. We also performed a sensitivity study to local time, which revealed that the effect of local time is greater at low frequencies with a clear daytime and nighttime regime at the 1.5 mHz resonant frequency. Such a large impact on the amplitude of normal modes must be taken into account in all modeling, and climatic atmospheric models such as NRLMSIS-00 are essential.

We concluded by comparing several DART and TEC observations with the results of modeling for 3 moderate to large tsunamis generated by the 2012 Haida Gwaii, the 2006 Kuril Islands and the 2011 Tohoku earthquakes. Using an extended source gives a good agreement between observed and modeled data for both the tsunami height (compared to DART) and the perturbed TEC (compared to GNSS-TEC) for the first arrival. The arrival time of the first tsunami wave is however affected by variations in ocean depth along the tsunami propagation path and a time shift must therefore be applied to the modeling results in order to correct these lateral variation effects. A secondary tsunami wave, most likely related to coastal reflection, is not modeled through the 1D method, where the ocean waveguide is global. These results suggest that tsunami normal modes summation is a promising technique for modeling and inverting GNSS TEC data in order to estimate the variation in tsunami water height from the measured ionospheric data. This will be investigated in a future paper.

3.11 ACKNOWLEDGMENT

This work has been fully supported by the US Office of Naval Research through the TWIST project (ONR grant N000141310035 and ONR Global grant N62909-13-1-N270). We would like to thank M. Drilleau, E. Astafyeva, P. Coisson, G. Occhipinti, Y. Nishikawa and F. Karakostas for fruitful discussions as well as two anonymous reviewers for their constructive reviews. We would also like to thank the operators of the SOPAC, GEONET and DART networks for providing the data used in this study. The data for this paper are available by contacting the corresponding author at rakoto@ipgp.fr. This is IPGP contribution xxx.

3.12 APPENDIX A

The $\pi/2$ phase shift between the vertical and horizontal displacement just above the ocean surface can be easily explained theoretically. Indeed, in the plane wave approximation and Cowling approximation (i.e. when mass redistribution is neglected), where $\mathbf{U} = \mathbf{U}_0 \exp(i(\omega t - kx))$, projection to the x axis of equation (1) and (2) leads to :

$$-\rho\omega^2 V = ik(p_{Hooke} + \rho g U), \quad (3.13)$$

$$p_{Hooke} = -\rho c_{sound}^2 \left(\frac{\partial U}{\partial r} - ikV \right), \quad (3.14)$$

where U and V are respectively the vertical and horizontal components of the T normal modes displacement in the ocean and p_{Hooke} is the pressure change associated with fluid compressibility. Similar expressions can be obtained in the case of a sphere. These two equations lead to :

$$\frac{V}{U} = -ik \frac{g - \frac{c_{sound}^2}{U} \frac{\partial U}{\partial r}}{\omega^2 - k^2 c_{sound}^2} = -\frac{i}{k} \frac{g - \frac{c_{sound}^2}{U} \frac{\partial U}{\partial r}}{c_{tsunami}^2 - c_{sound}^2}. \quad (3.15)$$

In the ocean, vertical displacement increases almost proportionally from the bottom of the ocean to the surface and $\frac{\partial U}{\partial r} = U_0/D$, where U_0 is the vertical amplitude of the ocean surface and D the depth of the ocean. This leads to the following amplitude ratio at the surface, where V_0 is the horizontal amplitude of the ocean surface :

$$\frac{V_0}{U_0} = -\frac{i}{kD}. \quad (3.16)$$

This explains the quadrature phase shift between the vertical and horizontal components of water displacement at the surface of the ocean as well as the much larger horizontal amplitudes as $kD \ll 1$.

TEC PERTURBATION USING A GENERAL SPHERICAL HARMONICS REPRESENTATION

4

SOMMAIRE

4.1	REMINDEUR ON THE GENERAL SPHERICAL HARMONICS REPRESENTATION	89
4.1.1	Einstein summation convention	89
4.1.2	Spherical basis	89
4.1.3	Canonical basis.	90
4.1.4	Generalized spherical harmonics	91
4.2	SOLUTIONS FOR THE NORMAL MODES	93
4.2.1	Strain and Stress	93
4.2.2	Computation of the derivative	93
4.3	COMPUTATION OF SYNTHETICS SEISMOGRAMS	94
4.4	COMPUTATION OF THE PERTURBED TEC NORMAL MODES	96

In this chapter, we first remind the basis of the generalized spherical harmonics representation and its application in seismology developed by *Phinney and Burridge (1973)* in order to compute the synthetics seismograms using a normal mode modelling introduced in chapter 3. Then we show a new method in order to compute the perturbed TEC induced by tsunamis by adding the atmosphere and ionospheric coupling directly in the normal mode formalism. This is equivalent to the computation of "ionospheric "normal modes.

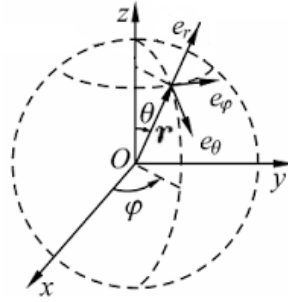


FIGURE 4.1 – Spherical basis representation.

4.1 REMINDER ON THE GENERAL SPHERICAL HARMONICS REPRESENTATION

In this section, we recall the basis of the general spherical harmonics representation used by *Phinney and Burridge* (1973) to describe the Earth normal modes displacements.

4.1.1 Einstein summation convention

Let's note $u^1, u^2, u^3, \dots, u^n$ the component of the vector \mathbf{u} in any basis $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3, \dots, \mathbf{e}_n$.

$$\mathbf{u} = \sum_{i=1}^N u^i \mathbf{e}_i. \quad (4.1)$$

According to the Einstein convention, a repeated index is implicitly summed. Thus the equation (4.2) can be simplified as :

$$\mathbf{u} = u^i \mathbf{e}_i, \quad (4.2)$$

As the normal modes are expressed in a 3D basis, in all our study $N = 3$.

4.1.2 Spherical basis

Assuming Earth is a radially symmetric system, it is natural to use spherical coordinates (r, θ, ϕ) to express the normal modes excitation. r is the distance from the center of the Earth, the co-latitude is equal to $\theta = 90^\circ - \delta$ where δ is the latitude and ϕ is the longitude. A representation of the orthonormal spherical basis is shown in figure 4.1. Any vector \mathbf{u} can be written as :

$$\mathbf{u} = u^i \mathbf{e}_i = u^r \mathbf{e}_r + u^\theta \mathbf{e}_\theta + u^\phi \mathbf{e}_\phi. \quad (4.3)$$

The scalar product is written :

$$u \cdot v = \delta_{ij} u^i v^j, \quad (4.4)$$

where δ_{ij} the Kronecker symbol :

$$\begin{cases} \delta_{ij} = 1 & \text{if } i = j \\ \delta_{ij} = 0 & \text{if } i \neq j. \end{cases} \quad (4.5)$$

4.1.3 Canonical basis.

The spherical geometry lead us to use spherical harmonics representation to resolve the normal modes equation :

$$Y_\ell^m(\theta, \varphi) = P_\ell^m(\cos \theta) e^{+im\varphi}, \quad (4.6)$$

with ℓ is the angular order, m the azimuthal order where $-\ell \leq m \leq \ell$ and P_ℓ^m is the Legendre polynomial. However it is not possible to expand the r, θ, ϕ components of vector or tensor field directly in terms of scalar spherical harmonics. Generally, a vector field \mathbf{u} is expressed with the help of potential scalars (P,Q,R) as follows :

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}) = P(\mathbf{r})\mathbf{e}_r + \nabla_s Q(r) + \mathbf{e}_r \wedge \nabla_s R(\mathbf{r}), \quad (4.7)$$

where the operator ∇_s applied in a scalar function F reads :

$$\nabla_s F = \nabla F - (\mathbf{e}_r \cdot \nabla F) \mathbf{e}_r. \quad (4.8)$$

According to the group theory, the Earth system can be described by the Lie group $SU(2)$ defined as :

$$SU(2) = \left\{ \begin{pmatrix} ia & -\bar{z} \\ z & -ia \end{pmatrix} : a \in \mathbf{R}, z \in \mathbf{C} \right\}. \quad (4.9)$$

The unit matrix of this group can be written as :

$$\begin{cases} \sigma_1 = \sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \\ \sigma_2 = \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \\ \sigma_3 = \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \end{cases} \quad (4.10)$$

$\sigma_1, \sigma_2,$ and σ_3 are called the Pauli matrix widely used in quantum mechanics. Thus we can express the normal modes displacements through linear combinations, u^-, u^0, u^+ , expressed as :

$$\begin{cases} u^- = \frac{1}{\sqrt{2}}(u_\theta + iu_\phi) \\ u^0 = u_r \\ u^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(-u_\theta + iu_\phi). \end{cases} \quad (4.11)$$

This linear combinations can be seen as the components of the vector \mathbf{u} in a new basis called canonical basis. We can show that the new unit vector in this basis can be written as :

$$\begin{cases} \mathbf{e}_- = \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{e}_\theta - i\mathbf{e}_\phi) \\ \mathbf{e}_0 = \mathbf{e}_r \\ \mathbf{e}_+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(-\mathbf{e}_\theta - i\mathbf{e}_\phi). \end{cases} \quad (4.12)$$

In canonical basis, the scalar product becomes :

$$\mathbf{u} \cdot \mathbf{v} = e_{\alpha\beta} u^\alpha v^\beta, \quad (4.13)$$

where the $e_{\alpha\beta}$ tensor components are :

$$\begin{cases} e_{00} = 1 \\ e_{+-} = e_{-+} = -1 \\ e_{\alpha\beta} = 0 \text{ if } \alpha + \beta \neq 0 \end{cases} \quad (4.14)$$

4.1.4 Generalized spherical harmonics

The components u^α in canonical basis of any vector can be expanded in terms of generalized spherical harmonics :

$$u^\alpha(r, \theta, \phi) = \sum_n \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l {}_n U_l^{\alpha m}(r) Y_l^{\alpha m}(\theta, \phi), \quad (4.15)$$

where $Y_l^{\alpha m}$ are the generalized spherical harmonics and ${}_n U_l^{\alpha m}(r)$ the radial function. Note that in the rest of this chapter, the index, $n, \ell,$ and m may be dropped when they are not necessary for the comprehension of the equations.

$$Y_l^{\alpha m}(\theta, \phi) = P_l^{\alpha m}(\mu) e^{+im\phi}, \quad (4.16)$$

with $\mu = \cos \theta$. P_l^{Nm} is the generalized Legendre Polynomial which is expressed as :

$$P_l^{\alpha m}(\mu) = \frac{(-1)^{\ell-\alpha}}{2^\ell(l-\alpha)!} \sqrt{\frac{(l-\alpha)!(l+m)!}{(l+\alpha)!(l-m)!}} (1-\mu)^{-\frac{1}{2}(m-\alpha)} (1+\mu)^{-\frac{1}{2}(m+\alpha)} \quad (4.17)$$

$$\times \frac{d^{\ell-m}}{d\mu^{\ell-m}} [(1-\mu)^{\ell-\alpha} (1+\mu)^{\ell+\alpha}]. \quad (4.18)$$

In a similar way any rank 2 tensor $m_{\alpha\beta}$ can be expanded in generalized spherical harmonics :

$$m^{\alpha\beta}(r, \theta, \phi) = \sum_n \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l {}_n M_l^{(\alpha+\beta)m}(r) Y_l^{(\alpha+\beta)m}(\theta, \phi). \quad (4.19)$$

This relation can be extended to an N order tensor. Let's note $D^\gamma m^{\alpha\beta}$ the derivative of $m^{\alpha\beta}$ relative to γ index. It can be written in the following form :

$$D^\gamma m^{\alpha\beta} = D^\gamma M^{\alpha\beta}(r) Y_\ell^{(\alpha+\beta+\gamma)m}(\theta, \phi). \quad (4.20)$$

From (Phinney and Burridge, 1973), we have :

$$\left\{ \begin{array}{l} D^- M^{\alpha\beta}(r) = \frac{1}{r} [\Omega_N^\ell M^{\alpha\beta}(r) - X^-] \\ D^0 M^{\alpha\beta}(r) = \frac{dM^{\alpha\beta}(r)}{dr} \\ D^+ M^{\alpha\beta}(r) = \frac{1}{r} [\Omega_N^\ell M^{\alpha\beta}(r) - X^+], \end{array} \right. \quad (4.21)$$

where $N = \alpha + \beta$ and $\Omega_N^\ell = [(l+N)(l-N+1)/2]^{\frac{1}{2}}$.

X^- is the sum of terms obtained from $M^{\alpha\beta}$ by changing superscripts + into 0 and 0 into - one at a time and X^+ is the sum of terms obtained from $M^{\alpha\beta}$ by changing superscripts 0 into + and - into 0 one at a time. As example we compute $D^- M^{+0}$:

$$D^- M^{+0}(r) = \frac{1}{r} (\Omega_1^\ell M^{+0} - M^{00} - M^{+-}). \quad (4.22)$$

with $\Omega_1^\ell = \sqrt{l(l+1)/2}$. The canonical derivative operators are :

1. $e_{\alpha\beta} D^{\alpha\beta} \Phi$ the laplacian for a scalar field.
2. $D^\beta u^\alpha$ the gradient of vector field.
3. $e_{\alpha\beta} D^\beta u^\alpha$ the divergence of a vector.
4. $e_{\beta\gamma} D^\gamma \tau^{\alpha\beta}$ the divergence of a second rank tensor.

4.2 SOLUTIONS FOR THE NORMAL MODES

In this section, we recall the main results obtained by *Phinney and Burridge (1973)* about the Earth normal modes solutions.

4.2.1 Strain and Stress

Let us note the stress $\tau^{\alpha\beta}$ and the strain $\epsilon^{\alpha\beta}$. The strain is defined as :

$$\epsilon^{\alpha\beta} = \frac{1}{2} (\partial^\beta u^\alpha + \partial^\alpha u^\beta). \quad (4.23)$$

We expanded these 2 tensors in generalized spherical harmonics :

$$\begin{cases} \epsilon^{\alpha\beta}(r, \theta, \phi) = E^{\alpha\beta}(r) Y_\ell^{(\alpha+\beta)m}(\theta, \phi) \\ \tau^{\alpha\beta}(r, \theta, \phi) = T^{\alpha\beta}(r) Y_\ell^{(\alpha+\beta)m}(\theta, \phi). \end{cases} \quad (4.24)$$

4.2.2 Computation of the derivative

The spheroidal modes (which include tsunami ones) have the following properties due to symmetry considerations :

$$\begin{cases} U^+ = U^- \\ T^{0+} = T^{0-} \\ T^{++} = T^{--}. \end{cases} \quad (4.25)$$

From equation (4.21), we compute the components of the derivative tensor $D^\beta u^\alpha$:

$$\left\{ \begin{array}{l}
D^0 u^0(r, \theta, \phi) = \frac{dU^0}{dr}(r) Y_\ell^{0m}(\theta, \phi) \\
D^+ u^-(r, \theta, \phi) = \frac{1}{r} \left(\sqrt{\frac{l(l+1)}{2}} U^-(r) - U^0(r) \right) Y_\ell^{0m}(\theta, \phi) = D^- u^+(r, \theta, \phi) \\
D^0 u^+(r, \theta, \phi) = \frac{dU^+}{dr}(r) Y_\ell^{+1m}(\theta, \phi) \\
D^+ u^0(r, \theta, \phi) = \frac{1}{r} \left(\sqrt{\frac{l(l+1)}{2}} U^0(r) - U^+(r) \right) Y_\ell^{+1m}(\theta, \phi) \\
D^0 u^-(r, \theta, \phi) = \frac{dU^+}{dr}(r) Y_\ell^{-1m}(\theta, \phi) \\
D^- u^0(r, \theta, \phi) = \frac{1}{r} \left(\sqrt{\frac{l(l+1)}{2}} U^0(r) - U^+(r) \right) Y_\ell^{-1m}(\theta, \phi) \\
D^+ u^+(r, \theta, \phi) = \frac{1}{r} \left(\sqrt{\frac{(l-1)(l+2)}{2}} U^+(r) \right) Y_\ell^{+2m}(\theta, \phi) \\
D^- u^-(r, \theta, \phi) = \frac{1}{r} \left(\sqrt{\frac{(l-1)(l+2)}{2}} U^+(r) \right) Y_\ell^{-2m}(\theta, \phi).
\end{array} \right. \quad (4.26)$$

4.3 COMPUTATION OF SYNTHETICS SEISMOGRAMS

In this section, we recall the synthetics seismograms computation method developed by *Phinney and Burridge (1973)*. The double couple (or point dislocation) is the simplest model which allows to represent the source mechanism of an earthquake. In this section, we consider the case of an ideal point source. This is done by applying a stress at the epicenter $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0$ at time $t = 0$. In this model, the stress tensor reads :

$$\tau^{\alpha\beta} = M^{\alpha\beta} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) H(t), \quad (4.27)$$

where $H(t)$ is the Heaviside function and \mathbf{M} the moment tensor. The corresponding applied volumic force is :

$$f = \nabla \cdot \tau. \quad (4.28)$$

The excitation ${}_n \psi_\ell$ of the normal mode (n, l, m) is then :

$${}_n \psi_\ell^m = - \int \mathbf{M} : {}_n \mathbf{e}_\ell^{m*} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) dV. \quad (4.29)$$

In canonical components with the computation of the double product, we have :

$${}_n\psi_\ell^m = - \int M^{\alpha\beta} : {}_n\epsilon_\ell^{\alpha\beta*} \delta_{\alpha\beta} \delta_{\gamma\delta} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) dV = M^{\alpha\beta} : {}_n\epsilon_\ell^{\alpha\beta*}(\mathbf{r}_0) \delta_{\alpha\beta} \delta_{\gamma\delta}. \quad (4.30)$$

The canonical components of \mathbf{M} are :

$$\left\{ \begin{array}{l} M^{00} = M_{rr} \\ M^{+-} = \frac{1}{2} (M_{\theta\theta} + M_{\phi\phi}) \\ M^{0\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (M_{r\theta} + iM_{r\phi}) \\ M^{\pm\pm} = \frac{1}{2} (M_{\theta\theta} - M_{\phi\phi}) \mp iM_{\theta\phi}. \end{array} \right. \quad (4.31)$$

Using equation (4.24) in spherical harmonics we have :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{M} : {}_n\epsilon_\ell^* = M^{00} {}_n\epsilon_\ell^{00*} + 2M^{+-} {}_n\epsilon_\ell^{+-*} + \\ 2M^{+0} {}_n\epsilon_\ell^{+0*} + 2M^{0+} {}_n\epsilon_\ell^{0+*} + 2M^{0-} {}_n\epsilon_\ell^{0-*} + \\ M^{++} {}_n\epsilon_\ell^{++*} + M^{--} {}_n\epsilon_\ell^{--*}. \end{array} \right. \quad (4.32)$$

We apply a rotation such as the source is at the pole $\mathbf{r}_0 = (r_{Earth}, \theta_{r_0} = 0, \phi_{r_0} = 0)$. The equation (4.32) becomes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{M} : {}_n\epsilon_\ell^* = (M^{00} {}_nE_\ell^{00*} + 2M^{+-} {}_nE_\ell^{+-*}) P_\ell^{0m}(1) + \\ 2(M^{0+} {}_nE_\ell^{0+*}) P_\ell^{1m}(1) + \\ 2(M^{0-} {}_nE_\ell^{0-*}) P_\ell^{-1m}(1) + \\ (M^{++} {}_nE_\ell^{++*}) P_\ell^{2m}(1) + \\ (M^{--} {}_nE_\ell^{--*}) P_\ell^{-2m}(1). \end{array} \right. \quad (4.33)$$

We have the following relationship on generalized Legendre polynomial :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_\ell^{Nm} = 1 \text{ if } N = m \\ P_\ell^{Nm} = 0 \text{ if } N \neq m. \end{array} \right. \quad (4.34)$$

Thus equation 4.33 becomes :

$$\left\{ \begin{array}{l} {}_n\psi_\ell^0 = - (M^{00} {}_nE_\ell^{00} + 2M^{+-} {}_nE_\ell^{+-}) (r_0) \\ {}_n\psi_\ell^\pm = -2M^{0\pm} {}_nE_\ell^{0\pm} (r_0) \\ {}_n\psi_\ell^{\pm 2} = -M^{\pm\pm} {}_nE_\ell^{\pm\pm} (r_0). \end{array} \right. \quad (4.35)$$

This means that only the modes for $m = \pm 2, \pm 1, 0$ will contribute in the computation of the synthetic seismograms.

In addition, using (4.23), (4.24), (4.26) and (4.25) we find the following relation :

$$\begin{cases} E^{0+} = E^{0-} \\ E^{++} = E^{--}. \end{cases} \quad (4.36)$$

Finally, from (4.35), (4.36) and (4.31) we can deduce :

$${}_n\psi_\ell^m = (-1)^m {}_n\psi_\ell^{m*}. \quad (4.37)$$

Then the displacement can be written :

$$u^\alpha(r_s, \theta_s, \phi_s, t) = \sum_n \sum_\ell \frac{1 - e^{i_n\omega_\ell t}}{n\omega_\ell^2} {}_nU_\ell^\alpha \left(\sum_{m=-2}^2 {}_n\psi_\ell^m P_\ell^{\alpha m}(\cos \theta_s) e^{im\phi_s} \right). \quad (4.38)$$

4.4 COMPUTATION OF THE PERTURBED TEC NORMAL MODES

In this last section, we describe a new computation method of TEC perturbation using the general spherical harmonics representation (*Phinney and Burridge, 1973*).

The ion continuity equations reads :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \mathbf{v}_i) = 0, \quad (4.39)$$

where \mathbf{v}_i is the ion velocity and n_e the electron density. The ion velocity \mathbf{v}_i is (*Macleod, 1966*) :

$$\mathbf{v}_i = \frac{1}{1 + \kappa^2} [\kappa^2 \mathbf{v} + \kappa \mathbf{v} \times \mathbf{1}_b + (\mathbf{u} \cdot \mathbf{1}_b) \mathbf{1}_b], \quad (4.40)$$

with $\mathbf{1}_b$ the geomagnetic field unit vector, κ the ratio of the neutral ion collision frequency with the gyrofrequency $\gamma_i = q_i B / m_i$, where B is the magnetic field intensity, q_i the ion charge and m_i its mass.

Due to the fact, the ion-neutral collision frequency decreases at high altitude, κ can be neglected in the F region and the equation 5.4 becomes (*Hooke, 1970*) :

$$\mathbf{v}_i = (\mathbf{v} \cdot \mathbf{1}_b) \mathbf{1}_b \quad (4.41)$$

We assume the electron density fluctuations are small : $n_e = n_e^0 + \delta n_e$, and after integration the continuity equation becomes :

$$\delta n_e = -\nabla \cdot (n_e^0 \mathbf{u}_i), \quad (4.42)$$

with \mathbf{u}_i the displacement of the ions. Then we can rewrite (4.42) in the index notation.

$$\delta n_e = -e_{\alpha\beta}e_{\delta\gamma}D^\beta \left(n_e^0 b^\alpha b^\gamma u^\delta \right). \quad (4.43)$$

We decompose this derivative in 4 terms :

$$\delta n_e = -e_{\alpha\beta}e_{\delta\gamma} \left[b^\gamma u^\delta b^\alpha D^\beta n_e^0 + n_e^0 \left(b^\alpha u^\delta D^\beta b^\gamma + b^\gamma u^\delta D^\beta b^\alpha + b^\gamma b^\alpha D^\beta u^\delta \right) \right]. \quad (4.44)$$

We can compute the first 3 terms in spherical coordinates :

$$\begin{cases} e_{\alpha\beta}e_{\delta\gamma}b^\gamma u^\delta b^\alpha D^\beta n_e^0 = (\mathbf{b} \cdot \mathbf{u}) \mathbf{b} \cdot \nabla n_e^0 \\ e_{\alpha\beta}e_{\delta\gamma}n_e^0 u^\delta b^\alpha D^\beta b^\gamma = n_e^0 [(\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{b}] \cdot \mathbf{u} \\ e_{\alpha\beta}e_{\delta\gamma}n_e^0 u^\delta b^\gamma D^\beta b^\alpha = n_e^0 (\mathbf{b} \cdot \mathbf{u}) \nabla \cdot \mathbf{b}. \end{cases} \quad (4.45)$$

The normal mode displacement $u_\ell^{m\alpha}$ for a given m is :

$$u_\ell^{m\alpha} = {}_n\psi_\ell^m U^\alpha Y_\ell^{\alpha m}. \quad (4.46)$$

Thus, the last term of equation 4.44 can be computed using equation (4.26). We have :

$$e_{\alpha\beta}e_{\delta\gamma}n_e^0 b^\gamma b^\alpha D^\beta u^\delta = n_e^0 (A + B + C + D + E). \quad (4.47)$$

We have taken the following notations :

$$\begin{cases} A_{n,l,m} = b^0 b^0 {}_n\psi_\ell^m D^0 U^0 Y_\ell^{0m} \\ B_{n,l,m} = b^+ b^- {}_n\psi_\ell^m (D^- U^+ + D^+ U^-) Y_\ell^{0m} \\ C_{n,l,m} = -b^0 {}_n\psi_\ell^m (b^+ D^0 U^- Y_\ell^{-1m} + b^- D^0 U^+ Y_\ell^{1m}) \\ D_{n,l,m} = -b^0 {}_n\psi_\ell^m (b^+ D^- U^0 Y_\ell^{-1m} + b^- D^+ U^0 Y_\ell^{1m}) \\ E_{n,l,m} = {}_n\psi_\ell^m (b^+ b^+ D^- U^- Y_\ell^{-2m} + b^+ b^+ D^+ U^+ Y_\ell^{2m}). \end{cases} \quad (4.48)$$

We have :

$$A_{n,l,m} = b^0 b^0 {}_n\psi_\ell^m \partial^0 U^0 Y_\ell^{0m}. \quad (4.49)$$

Thus

$$B_{n,l,m} = b^+ b^- {}_n\psi_\ell^m (D^- U^+ + D^+ U^-) Y_\ell^{0m}. \quad (4.50)$$

From (4.26) we conclude for B :

$$B_{n,l,m} = 2b^+ b^- {}_n\psi_\ell^m \partial^- U^+ Y_\ell^{0m}. \quad (4.51)$$

For the other terms we sum the m and $-m$ contribution in order to express everything in function of real spherical harmonics. Using equation (4.37), the normal modes displacement contribution summed for m and $-m$ is :

$$u_{m-m}^\alpha = \partial^0 U^+ \left({}_n\psi_\ell^m P_\ell^{\alpha m} e^{im\phi_s} + (-1)^m {}_n\psi_\ell^{m*} P_\ell^{\alpha -m} e^{-im\phi_s} \right). \quad (4.52)$$

Let us write $C_{n,l,m-m} = C_{n,l,m} + C_{n,l,-m}$. Thus we obtained :

$$C_{n,l,m-m} = -D^0 U^+ b^0 {}_n\psi_\ell^m (b^- P_\ell^{1m} e^{im\phi_s} + b^+ P_\ell^{-1m} e^{im\phi_s}) - D^0 U^+ b^0 (-1)^m {}_n\psi_\ell^{m*} (b^- P_\ell^{1-m} e^{-im\phi_s} + b^+ P_\ell^{-1-m} e^{-im\phi_s}) \quad (4.53)$$

In addition we have the following relation on generalized legendre polynomial :

$$P_\ell^{\alpha m} = (-1)^{m+\alpha} P_\ell^{-\alpha -m}. \quad (4.54)$$

In using (4.54) in (4.53) we obtain :

$$C_{n,l,m-m} = -D^0 U^+ b^0 P_\ell^{1m} ({}_n\psi_\ell^m b^- e^{im\phi_s} - {}_n\psi_\ell^{m*} b^+ e^{-im\phi_s}) - D^0 U^+ b^0 P_\ell^{1-m} ({}_n\psi_\ell^{-m} b^- e^{-im\phi_s} - {}_n\psi_\ell^{-m*} b^+ e^{im\phi_s}). \quad (4.55)$$

From (4.11) we have $b^+ = (-b^-)^*$.

We can conclude :

$$C_{n,l,m-m} = -2D^0 U^+ b^0 \left(\text{Re}({}_n\psi_\ell^m b^- Y_\ell^{1m}) + \text{Re}({}_n\psi_\ell^{-m} b^- Y_\ell^{1-m}) \right). \quad (4.56)$$

and so :

$$C_{n,l,m} = -2D^0 U^+ b^0 \text{Re}({}_n\psi_\ell^m b^- Y_\ell^{1m}). \quad (4.57)$$

With the same type of calculations we compute D^m and E_m :

$$\begin{cases} D_{n,l,m} = -2D^+ U^0 b^0 \text{Re}({}_n\psi_\ell^m b^- Y_\ell^{1m}) \\ E_{n,l,m} = 2D^+ U^+ \text{Re}({}_n\psi_\ell^m b^- b^- Y_\ell^{2m}). \end{cases} \quad (4.58)$$

The perturbed TEC normal modes is then obtained by integration of the perturbed electronic density the long of the GPS satellite- ground station line of sight.

TSUNAMI WAVE HEIGHT ESTIMATION FROM GNSS-DERIVED IONOSPHERE DATA

5

SOMMAIRE

5.1	INTRODUCTION	103
5.2	THEORY AND MODELS	105
5.2.1	Forward modeling	105
5.2.2	Inversion	108
5.2.3	Validation with synthetic data	110
5.3	APPLICATION TO TSUNAMI DATA	111
5.3.1	Case studies : 3 events	111
5.3.2	GNSS-TEC data	111
5.3.3	DART data	112
5.4	RESULTS	112
5.4.1	Forward modeling	112
5.4.2	Inversion	113
5.4.3	First validation : The case of Haida Gwaii	113
5.5	STATISTICS OF THE INVERSION	115
5.6	RESOLUTION OF THE INVERSION	115
5.7	CONCLUSION	116
5.8	ACKNOWLEDGEMENT	117
5.9	APPENDIX A	117

Large underwater earthquakes ($M_w > 7$) can transmit part of their energy to the surrounding ocean through large sea-floor motions, generating tsunamis that propagate over

long distances. The forcing effect of tsunami waves on the atmosphere generate internal gravity waves. When they reach the upper atmosphere, they produce ionospheric perturbations. These perturbations are frequently observed in the total electron content (TEC) measured by the multi-frequency Global navigation Satellite systems (GNSS) data (e.g., GPS, GLONASS and the future GALILEO). In this paper, we performed for the first time an inversion of the sea level variation from GPS-derived TEC data. We used a least square inversion (LSQ) through a normal modes summation modeling technique. Using the tsunami of the 2012 Haida Gwaii in far field as a test case, we show that the peak-to-peak amplitude of the sea level variation inverted by this method can be compared with less than 20 % error to those measured by a DART buoy. Our technique is then applied to two other tsunami events : the 2006 Kuril Islands tsunami in far field and the 2011 Tohoku tsunami in closer field with same success. This demonstrates that the inversion of TEC data with a tsunami normal modes approach is able to estimate fairly well the first arrival amplitude and waveform of tsunami.

5.1 INTRODUCTION

Tsunamis are long period oceanic gravity waves mostly generated by earthquakes or landslides (*Satake, 2002*). They propagate with velocity of 200-300 m/s depending on the water depth, and their wave height is amplified when approaching the coast with a deadly inundation effect for the largest ones. The deadliest tsunami ever recorded in human history was triggered by the Sumatra-Andaman earthquake ($M_w = 9.3$, e.g. *Stein and Okal (2007)*) which occurred on December 26th 2004. Tsunamigenic earthquakes also occurred in several other regions of the Pacific ocean : in Valdivia, Chile in 1960, in Papua New Guinea in 1998, in the Kuril islands in 2006 and 2007, the Solomon and Santa Cruz Islands in 2007 and 2013, in Samoa in 2009, and in Chile in 2010 and 2014 and in Japan with the Tohoku-Oki event, one of the costliest tsunami disaster (about 220 million dollars).

All these events triggered both research and infrastructure development aiming to improve the detection and the monitoring of tsunamis, in addition to warning toward authorities and population. Thus, the tsunami monitoring effort which was first exclusively focused on the Pacific area strongly increased toward a worldwide coverage of tsunami real-time warning systems (*Titov et al., 2005*). See *National Research Council, 2011* for a general report on the US Tsunami Warning System.

The Tsunami Early Warning System (TEWS) includes the DART (Deep-ocean Assessment and Reporting of Tsunamis) buoys system, which is the most effective tool for assessing by measurements the predicted amplitude of the tsunami after its onset by an earthquake. This system can provide in real time an accurate measurement of the tsunami wave amplitude (with a 3 cm detection threshold in the North Pacific area) in the open ocean despite their long horizontal wavelength (up to 200km) and small amplitude.

However, a dense detection and monitoring system of tsunami in the open ocean remains costly, as the DART systems are complex to install and request frequent maintenance efforts. Complementary measurements might also be useful to provide backup of the DART buoy when they are temporally down in critical areas at the time of the tsunami wave arrival.

The use of ionospheric signals measured by Global Navigation Satellite Systems (GNSS) (*Artru et al., 2005; Occhipinti et al., 2008; Rolland et al., 2010; Kamogawa et al., 2016*) has therefore been proposed as an alternative in order to complete and improve the tsunami warning systems in many papers, from the early proposals of *Hine (1972)*, *Peltier and Hines (1976)* to a first patent proposing to extract the TEC from dual frequency satellite systems (*MacDoran, 1981*) and to the most recent research papers (*Kamogawa et al., 2016; Savastano et al., 2017*). None of these works demonstrated however that the TEC signals could be used to reproduce the DART recorded signals with a sufficient accuracy for warning systems.

Let us first go back to the early proposals made in the 70s. *Hine (1972)* and *Peltier and Hines (1976)* first proposed that earthquakes, tsunamis or volcano eruptions are generating internal

gravity waves (IGWs) which propagate from the bottom to the top of the atmosphere. When these waves reach the ionosphere, they produce a detectable signal. Even if the amplitude of the tsunami is small compared to the ocean swell, it can generate IGWs due to its long wavelength. As the kinetic energy is conserved up to about 200 km altitude and the air density decreases exponentially with altitude, the IGWs are then strongly amplified in the atmosphere. The ratio of the amplitude of the velocity wave between the ionospheric height and the ground level is about $10^4 - 10^5$.

The ionospheric perturbations induced by a tsunami were observed for the first time in GNSS derived TEC signals by *Artru et al.* (2005) offshore Japan using the dense Japanese network GEONET. The $M_W=8.2$ earthquake triggered a tsunami which reached the Japanese coast about 22 hours after the rupture. At the same time, a clear TEC perturbation of about 1 TECU was recorded. In addition, the direction of propagation of the TEC perturbation (slightly southwestward) was consistent with the tsunami one. After the giant Sumatra Andaman tsunami, similar signals were identified by *Liu et al.* (2006) using GPS data from ground-based stations located in the Indian Ocean area. The TEC measurements derived from the JASON-1 and Topex/Poseidon satellite altimeters data were reconstructed by *Occhipinti et al.* (2006) using a tsunami wave-field as input to a coupling model. *Artru et al.* (2005); *Rolland et al.* (2010) also detected and analyzed the ionospheric signature of 3 transpacific tsunamis offshore Hawaii generated by the 2006 Kuril islands earthquake ($M_w = 8.3$), the 2009 Samoa earthquake ($M_W=8.1$) and the 2010 Maule earthquake ($M_W = 8.8$), the two later also reported by *Galvan et al.* (2011). The ionospheric signature in TEC was here compared to the tsunami height measured by the functioning buoy the closest to Hawaii : the 51407 DART buoy (50 km West from Hawaii) in the case of the Kuril event and the 51406 (5370 km Southeast from Hawaii) in the case of the Samoa event. Unfortunately, none of these two DART buoys were working at the arrival time of the Chilean event in Hawaii. For all these events, IGW's propagation speed and direction were consistent with the tsunami ones and the TEC perturbation and tsunami height showed similar waveform, with a consistent time delay between the two signals (± 13 mn). Similar TEC signal was later detected in the case of the tsunami triggered by the $M_w=9.0$ 2011 Tohoku (*Rolland et al.*, 2011b; *Galvan et al.*, 2011; *Kherani et al.*, 2016), including from TEC radio occultation performed by COSMIC (*Coisson et al.*, 2015) and by the more recent 2012 Haida Gwaii tsunami (*Grawe and Makela*, 2015; *Savastano et al.*, 2017), 2014 Chili (*Zhang and Tang*, 2015) and 2015 Illapel tsunami (*Grawe and Makela*, 2015).

All these observations have challenged modeling and now inversion efforts. Early modeling ones (*Occhipinti et al.*, 2006, 2011) were performed by considering the simplified case of non-compressible and non-attenuated gravity waves and by exciting these waves with the simulated 2D height variation of the sea-level. Although the general shape of the waves was retrieved, these simplifications have lead to unrealistically large internal gravity waves (IGW)

amplitudes, with vertical and horizontal wind of about 600 m/s. The attenuation of gravity waves in the upper atmosphere, included by *Hickey et al.* (2009) and *Mai and Kiang* (2009), must be taken into account. These first modeling results were rapidly followed by more complete wave propagation models, taking into account the electromagnetic field perturbations in addition to viscosity and compressibility (*Kherani et al.*, 2012, 2016). Other numerical approaches based on fully non-linear modeling of the thermospheric coupling effects (*Meng et al.*, 2015), wave packets modeling technique (*Vadas et al.*, 2015) or perturbation theory of acoustic-gravity waves (*Godin et al.*, 2015) were also performed. Last but not least, *Coisson et al.* (2015) presented the normal mode summation techniques, based on the computation of the tsunami normal modes for Earth's models integrating the solid, oceanic and atmospheric domains as well as gravity, compressibility and viscosity of the atmosphere, in ways similar to those made in the computation of Rayleigh normal modes for Earth (*Lognonné et al.*, 1998; *Artru et al.*, 2001, 2004; *Rolland et al.*, 2011a) and other planets (*Lognonné et al.*, 2016). These tsunami normal modes summations were able to model fairly well the TEC data, with 20% error in the amplitude waveform modeling when finite source model of the Tohoku earthquake source is used.

We therefore first present our TEC perturbation and tsunami height observation method. We then briefly recall the forward modeling of these two quantities using normal modes summation and describe the inversion method. Using Haida Gwaii as a test case for far-field, we then first show results of the inversion of the first arriving wave-packet of the tsunami and compare it to the DART observations. We then perform similar inversions for two other events : the 2006 Kuril tsunami (in far field) and the 2011 Tohoku tsunami (in near field). The locations of interest are shown in figure 5.1. We finally discuss the reliability of the inversion, in term of errors in amplitude, selection of the GNSS-TEC data, ionospheric conditions as well as the limitations and future perspectives.

5.2 THEORY AND MODELS

5.2.1 Forward modeling

Most of the modeling of the TEC perturbation induced by tsunamis are based on the excitation of atmospheric gravity waves by vertical displacement of the oceanic surface, through the continuity boundary condition of the vertical displacement and by the further interaction of the generated gravity waves with the ionospheric plasma (*Occhipinti et al.*, 2006, 2008, 2011; *Kherani et al.*, 2012, 2016; *Meng et al.*, 2015; *Vadas et al.*, 2015).

Tsunami waveform, like all other waves propagating in the Earth, can however be computed by normal modes summation (*Ward*, 1980; *Okal*, 1982), where the excitation of each normal mode is directly related to the seismic source, either through a single Centroid Moment Tensor, for point source, or through a series of Centroid Moment Tensors, for finite source models.

This was the proposed approach of *Coisson et al. (2015)*, where the tsunami normal modes were computed with their coupled counterpart in the atmosphere, following the formalism developed by *Lognonné et al. (1998)*. The later considers all boundary conditions and takes implicitly into account the full coupling between solid Earth, ocean and atmosphere (*Lognonné et al., 1998; Watada et al., 2014*), as well as atmospheric viscosity (*Artru et al., 2001; Lognonné et al., 2016*). In addition, this approach allows the computation of both the displacement in the oceanic part, displacement or strain in the solid part and wind, adiabatic temperature and density variations in the atmospheric part as well.

The excitation of the Earth normal modes by a seismic event is generally modeled by a double couple source applied to a point source (*Phinney and Burridge, 1973*) located at \mathbf{r}_0 . When the source time function is a simple Heavyside function $H(t)$, the displacement induced by a tsunami $\mathbf{u}_{DC}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, t)$ at any location \mathbf{r} for a spherical coordinate system is then expressed as (*Lognonné, 1991*) :

$$\mathbf{u}_{DC}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, t) = H(t) \text{Re} \sum_k \left[\mathbf{M} : \epsilon_k(\mathbf{r}_0) \frac{1 - e^{i\sigma_k t}}{\sigma_k^2} \mathbf{u}_k(\mathbf{r}) \right], \quad (5.1)$$

where t is the time, Re denotes the real part, \mathbf{M} is the moment tensor, ϵ_k the strain at the source location \mathbf{r}_0 associated with the complex eigenfunction \mathbf{u}_k and the eigen-frequency σ_k . The index k denotes here normal mode singlet and therefore the three quantum number : ℓ , m , n for the azimuthal, longitudinal and radial numbers respectively.

For a spherically symmetric Earth, the normal modes $\mathbf{u}_k(\mathbf{r})$ have amplitudes proportional to spherical harmonics and the equation above can be rewritten in new spherical coordinates locating the source at the pole in the form :

$$\mathbf{u}_{DC}(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \sum_p \mathbf{m}_p \sum_{K, |m| \leq 2} \Psi_K^{p,m}(r_0) \mathbf{u}_K^m(t), \quad (5.2)$$

where the normal mode response $\mathbf{u}_{K,m}(t)$ is given by :

$$\mathbf{u}_{K,m}(t) = H(t) \frac{1 - e^{i\sigma_K t}}{\sigma_K^2} \mathbf{u}_K^m(\Delta, \phi) \quad (5.3)$$

and where Δ and ϕ are the great circle distance and azimuth between the source and location \mathbf{r} , \mathbf{m}_p are the 6 non dependent components of the symmetric tensor \mathbf{M} noted now in vector form as $\mathbf{m} = [M_{rr}, M_r, M_{r\phi}, M_\cdot, M_{\phi\phi}, M_{\phi\cdot}]$. $\Psi_K^{p,m}$ are functions depending on the strain tensor components of the mode K expressed at the radius of the source r_0 . More details can be found in (*Phinney and Burridge, 1973*) as well as expressions of the $\Psi_k^{p,m}$ terms. Note here that the summation is made over the multiplets K and depends therefore only on the two quantum numbers ℓ and n . Only singlets with $|m| \leq 2$ are summed for a double couple source.

The tsunami modes of the whole solid Earth/ocean/atmosphere system are one branch of spheroidal normal modes, corresponding to gravity modes of the oceanic layer. They are

computed following *Coisson et al. (2015)* and **Rakoto et al. (2017)** between $\ell = 40$ to $\ell = 520$, which corresponds to the frequency range from 0.2 mHz to 2.6 mHz. The Earth internal structure model needed for the computation is provided by the Preliminary Reference Earth Model (PREM) (*Dziewonski and Anderson, 1981*) with an oceanic depth set to the average over the region located below the sounded area. The value of the ocean depth is obtained from the General Bathymetric Chart of the Oceans (GEBCO). The surrounding atmosphere and its structure is modeled by the NRLMSISE-00 empirical model (*Picone et al., 2002*), taken at the day and local time of the observation.

Figure 5.2 shows the real part of the vertical ($U(r)$) and horizontal ($V(r)$) eigenfunctions in the atmosphere and the dispersion diagram of the tsunami normal modes computed in the Haida Gwaii event case. At 1.5, 2.0 and 2.5 mHz, the tsunami branch is crossing one of the gravity branches. Thus, at these frequencies a resonance will occur and tsunami normal modes eigenfunctions vertical and horizontal components ($U(r)$ and $V(r)$) will be large.

The amplitudes obtained with equation (5.9) are then convolved with the time source function $f_{dtc,\tau}(t)$. This time source function is represented with a rectangle function with an half-width equal to the half source duration τ and delayed by a time shift dtc . For finite source models, this process is repeated for each patch of the source, and the final amplitude is then obtained by summing all patches contributions. The source parameter used for forward modeling are taken from the USGS website (<http://earthquake.usgs.gov/>) (*Hayes, 2011*) for each of the three studied events.

In order to model the TEC, we have to compute the ionospheric normal modes associated with the TEC perturbation. First, we calculate the IPP positions for a given GPS satellite-station couple between 100 and 400 km every 10 km with a 30 s time step. Then we model the neutral velocity field in all 3 directions (vertical, south and east) directly from equation 5.9, which will end up with 31 (location) x3 (axis) time series.

For each of these time series, a neutral atmosphere/ionosphere coupling is performed. The ion velocity \mathbf{v}_i is expressed as (*Macleod, 1966*) :

$$\mathbf{v}_i = \frac{1}{1 + \kappa^2} [\kappa^2 \mathbf{v} + \kappa \mathbf{v} \times \mathbf{1}_b + (\mathbf{u} \cdot \mathbf{1}_b) \mathbf{1}_b], \quad (5.4)$$

with $\mathbf{1}_b$ the geomagnetic field unit vector, κ the ratio of the neutral ion collision frequency with the gyro-frequency $\gamma_i = q_i B / m_i$, where B is the magnetic field intensity, q_i the ion charge and m_i its mass. As the ion-neutral collision frequency decreases at high altitude, κ was neglected in the F region and the equation 5.4 becomes (*Hooke, 1970*) :

$$\mathbf{v}_i = (\mathbf{v} \cdot \mathbf{1}_b) \mathbf{1}_b. \quad (5.5)$$

The electron density fluctuations are obtained from the continuity equations of the ions :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \mathbf{v}_i) = 0, \quad (5.6)$$

where n_e is the electron density and where we neglect recombination and production processes in the frequency bandwidth of the tsunami signals. Assuming the fluctuations as small, we can linearize : $n_e = n_e^0 + \delta n_e$, where n_e^0 is the ionosphere steady-state electron density and δn_e the perturbation generated by the tsunami waves. After integration, the continuity equation becomes :

$$\delta n_e = -\nabla \cdot (n_e^0 \mathbf{u}_i) , \quad (5.7)$$

with \mathbf{u}_i the displacement of the ions. Contrary to previous modeling (*Rolland et al., 2011a; Coisson et al., 2015*), the equation (5.7) is not computed with a grid but directly with analytical solution from the normal modes formalism (*Phinney and Burridge, 1973*) which allows the computation of the divergence for normal modes of angular order ℓ as well as projection on the magnetic field. The unperturbed ionospheric electron density (n_e^0) and geomagnetic field are computed at the location and arrival time of the tsunami at the receiver using the International Reference Ionosphere (IRI) (*Bilitza and Reinisch, 2008*) and the International Geomagnetic Reference Field (IGRF-10) (*Maus et al., 2005*) respectively.

Note that, as the lateral mean electron density profile is smooth, the profile of the mean electron density n_e^0 is computed at the IPP average location at every altitude. However no approximation was made for the computation of the magnetic field.

Computing TEC is then the last step in the forward problem, and this is made through the integration of the electron density along the path ds between the ground receiver and the GPS :

$$\text{TEC}(t) = \int_{\text{Receiver}}^{\text{Satellite}(t)} n_e(\mathbf{r}_s, t) ds(t) , \quad (5.8)$$

where \mathbf{r}_s is the position along the integrated ray path and where we recall that the location of the satellite, and therefore the integration path is depending on the time. The relations (3) to (7) are all linear, and can therefore be made either for the full seismogram or for each individual normal modes contribution. This means that

$$\text{TEC}_{DC}(t) = \text{Re} \sum_p m_p \sum_{K, |m| \leq 2} \Psi_K^{p,m}(\mathbf{r}_0) \text{TEC}_K^m(t) , \quad (5.9)$$

where TEC_{DC} denotes the modeled TEC with Double couple source and $\text{TEC}_K(t)$ the TEC response of the tsunami multiplet (K, m) . Both fields depend on the epicentral distance, azimuth, satellite-station pair and local time, in the later case through the electron density profile of the ionosphere n_e^0 . We will consider these dependency as implicit.

5.2.2 Inversion

When comparing equation (2) and (8), we note that the double couple parameters M_p allows to compute either the TEC or the neutral wind or the ocean surface in linear ways. This

is the key point in our inversion process, where we will use the TEC data to invert the best M_p parameters, which then allows us immediately to reconstruct either the neutral wind or the ocean surface displacement. Let us assume that, locally, the observed tsunami wavefront can be approximated by the wavefront generated by a local double couple seismic source, which means that :

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = H(t) \text{Re} \sum_p m_p^{\text{local}} \frac{\partial \mathbf{u}_{\text{DC}}(t)}{\partial m_p}, \quad (5.10)$$

$$\text{TEC}(t) = H(t) \text{Re} \sum_p m_p^{\text{local}} \frac{\partial \text{TEC}_{\text{DC}}(t)}{\partial m_p}, \quad (5.11)$$

where the two partial derivatives are given by :

$$\frac{\partial \mathbf{u}_{\text{DC}}(t)}{\partial m_p} = \sum_{K, |m| \leq 2} \Psi_K^{p,m}(\mathbf{r}_0) \frac{1 - e^{i\sigma_K t}}{\sigma_K^2} \mathbf{u}_K^m(\Delta, \phi), \quad (5.12)$$

$$\frac{\partial \text{TEC}_{\text{DC}}(t)}{\partial m_p} = \sum_{K, |m| \leq 2} \Psi_K^{p,m}(\mathbf{r}_0) \text{TEC}_K^m(t). \quad (5.13)$$

$$(5.14)$$

The main difference between this local model of the waveforms and the CMT model is due to the 6 parameters of the moment tensor which might depend on the position and azimuth, in order to integrate the source radiation pattern as well as all 3D effects affecting the waveform. We add, in order to better match the observation, a source function term, which provides our final forward model expression for TEC :

$$\text{TEC}(t) = \text{Re} \sum_p m_p^{\text{local}} \frac{\partial \text{TEC}_{\text{DC}}(t)}{\partial m_p} * f_{\text{dte}, \sigma}(t), \quad (5.15)$$

where $*$ denotes the convolution product. In summary, the goal of the inversion will be to invert from the TEC data set the best 8 local source parameters given by the moment tensor component \mathbf{m} , the time shift, dte and the half source duration (τ).

This inversion will be performed by least square through the minimization of the cost function between model and data :

$$C(dte, \mathbf{m}) = \int_{t_1}^{t_2} \frac{[\text{TEC}(t, dte, \mathbf{m}) - \text{TEC}_{\text{obs}}(t)]^2}{\sigma^2} dt, \quad (5.16)$$

where $\text{TEC}_{\text{obs}}(t)$ is the observed GNSS TEC time series and t_1, t_2 are the start and end time of the record selected for inversion. σ is the TEC noise measurement error estimation and will be estimated from the TEC RMS amplitude one day before the tsunami detection. This corresponds typically to the ionosphere variability in the bandwidth chosen for the TEC signal filtering.

The inversion is linear with respect to the local moment tensor components and non-linear with respect to the local time shift (dtc) and half source duration (τ). As the typical value of the half source duration $\tau \approx 10 - 80$ s is much smaller than the dominant period in the TEC perturbation signal $T = 667$ s (corresponding frequency is 1.5 mHz), the TEC perturbation (and the tsunami height as well) is weakly sensitive to the half source duration. We therefore do not invert it and use the value provided by the seismic CMT inversion.

The local time shift dtc is in contrary very sensitive to the delay in propagation associated to bathymetry variations occurring along the tsunami propagation. dtc is therefore inverted through a grid search between -1h and +1h with respect to the seismic CMT value and with a scanning step corresponding to the 30 sec sampling rate of the TEC data. For each step, the moment tensor is then inverted with linear least square method and the cost function computed. This moment tensor inversion is based on the resolution of the linear system :

$$\sum_{i=1}^6 A_{ij}m_j = B_j , \quad (5.17)$$

with

$$A_{kk'} = \int_{t_1}^{t_2} \left[\frac{\partial \text{TEC}_{DC}(t)}{\partial m_k} * f_{dte,\tau}(t) \right] \left[\frac{\partial \text{TEC}_{DC}(t)}{\partial m'_k} * f_{dte,\tau}(t) \right] dt , \quad (5.18)$$

$$B_k = \int_{t_1}^{t_2} \left[\frac{\partial \text{TEC}_{DC}(t)}{\partial m_k} * f_{dte,\tau}(t) \right] \text{TEC}_{Obs}(t) dt . \quad (5.19)$$

As only vertical motions will excite the tsunamis, pure strike-slip moment tensor components cannot be inverted, as well as any source mechanism generating small tsunami signals. We manage this by performing a singular value decomposition (SVD) of our inversion problem, described in Appendix A with more details.

After each local moment tensor inversion made for a given dte , the misfit between observed TEC and modeled TEC is computed. The final solution is the one minimizing the cost function.

In order to model the extension of the source, we also performed inversion by using two point sources. The parameters related with this second source are noted with a ' subscript. This source is also located at the epicenter but with an higher initial time shift (dte^i) which represents the extension of the source.

5.2.3 Validation with synthetic data

We used for validation the case of 2012 Haida Gwaii tsunami. Synthetics data were first computed with a pure CMT, not only for simulated GPS data associated with the station ahup and the GPS satellite 07, but also for the DART buoy 51407. The inversion made with GPS data then provides local moment tensor components enabling a perfect reconstruction of the DART data within numerical error. A second test was then performed were the synthetics

were made not with a pure CMT source, but with the finite source model of the 2012 Haida Gwaii (Hayes, 2011). The time window of the inversion was taken between 5 h and 6.3 h after the earthquake. The inversion result summarized in figure 5.3 show that we can reconstruct fairly well the synthetics DART buoy data using our inversion method. The next step is to perform our inversion on real data.

5.3 APPLICATION TO TSUNAMI DATA

5.3.1 Case studies : 3 events

We performed our inversion for 3 tsunami events : the 2012 Haida Gwaii and 2006 Kuril Islands earthquakes and the 2011 Tohoku tsunami.

The Haida Gwaii Earthquake ($M_w = 7.8$) occurred on October 27th 2012 at 8 h 04 pm local time (0304 UT on 10/28/2012) on the Moresby Island of the Haida Gwaii archipelago (at 52.769° N 131.927° W, 17.5 km depth). This earthquake results from the rupture of the Queen Charlotte thrust fault (strike 323°) in the western coast of Canada and the fault length was about 100 km (Hayes, 2011).

The 2006 Kuril tsunami was generated by a megathrust earthquake ($M_w = 8.3$) due to the rupture of the fault in the the Kuril trench (strike 220°) at 46.616°N latitude, 153.224°E longitude and 31 km depth on 2006 November 15 at 8 h 14 pm local time (1114 UTC). The rupture length was about 200 km.

The 2011 Tohoku tsunami was triggered by a submarine megathrust earthquake ($M_w = 9.1$) located at 38.322°N, 142.369°E and 29 km depth. The rupture (strike 198°) occurred at 8 h 04 pm local time (0546 UTC) approximately 70 km off the East coast of the Tohoku region in Japan. The rupture length was about 370 km.

5.3.2 GNSS-TEC data

We used the freely available 30 sec GPS raw data from the UNAVCO website (<http://www.unavco.org>). The TEC is extracted from the measurement of the two carrier frequencies ($f_1 = 1575.42$ MHz and $f_2 = 1227.60$ MHz). We computed the biased slant TEC thanks to the L_1 and L_2 carrier phase difference for each couple satellite - ground base station following (Mannucci et al.; Lognonné et al., 2006). The long period signal due to the daily ionospheric variations, satellite motion and quasi constant instrumental noise is removed thanks to a polynomial fit of order 10. Then the data are filtered with a 3rd order Butterworth filter (between 0.2 mHz and 2.6 mHz for Haida Gwaii and Tohoku and between 1mHz and 2.6 mHz for Kuril) to emphasis the IGWs component of the signal. We computed the perturbed TEC signal for both the earthquake day and the day after in order to ensure that the observed

perturbation is indeed related to the IGWs propagation. The TEC error σ was also measured from these two data sets. For each satellite - ground base receiver pair, the observed and synthetic are, on geographical figures, associated with a single ionospheric pierce point (IPP). This point is defined as the intersection of the satellite-receiver line of sight with a thin shell located at altitude of the maximum of the ionospheric F_2 peak. Therefore, this IPP is moving with time with the GPS satellite. Note that the computation of the signal is performed by sampling the sounding ray every 10 km of altitude.

5.3.3 DART data

Each DART consists in a surface buoy equipped with an anchor at its end and a bottom pressure recording (BPR). The buoy receives the measurements of the BPR sensor (which are subsequently converted into water height) via an acoustic transmission. In order to compute the tsunami height, the raw data were detided. The tide are modeled with a polynomial fit (*Watada et al., 2014*). The time series are then band-pass filtered with the same 3rd Butterworth filter as the TEC data.

5.4 RESULTS

5.4.1 Forward modeling

In order to first appreciate the limitation of the normal modes modeling, we performed, with finite source models, the forward modeling of these three events. Figure 5.4 shows the results of the normal modes modeling compared to observations made for both TEC and DART tsunami height. The measurements are made in Hawaii for Haida Gwaii and Kuril (far field) and in the North West Pacific for the case of Tohoku (near field). In all cases, the normal modes were computed with atmospheric models (NRLMSISE-00) computed at the time and location of the tsunami's arrival and with the ocean depth of the observation area. The normal modes input parameters used are summarized in table 5.1.

As the normal modes modeling does not take into account the variation of the ocean depth, it cannot predict the correct arrival time of the tsunami. Thus, in order to fit the modeled waveform with the data, a time shift between -9.5 and -15.2 min, found by cross-correlation, was applied and is indicated in red for each tsunami. In the 3 cases, the first and largest arrival of the waves is well reproduced in amplitude and in phase and no further delay is found in the ionospheric data. But the second arrival is not. This is likely due to a coastal reflection which is not yet included in our modeling which considers the ocean planet wide and with a constant bathymetry.

Event	Location Lon(°)/lat (°)	Bathymetry (m)	UT time	Local time	F _{10.7} /F _{10.7a}	Source elements
Haida Gwaii	-156.5/19.5	4750	0904	2304 (day-1)	121.7/121.0	153
Kuril	-156.5/19.5	4750	1845	0845	94.5/82.2	220
Tohoku	154.0/11.9	3500	0946	1846	131.3/106.4	319

TABLE 5.1 – Normal modes forward modeling input parameters. The bathymetry was used for updating the PREM model by replacing crustal structure by ocean, while the UT, LT and F_{10.7} were used for the atmospheric model. The last column provide the number of finite source elements used for the source model, all from USGS website.

5.4.2 Inversion

5.4.3 First validation : The case of Haida Gwaii

In order to validate our method, we performed an inversion for the couple satellite-station 07-ahup with two models : one source and two sources. The results compared to real data are summarized in figure 5.5. As expected, a two sources inversion offers the possibility to extend the duration of the source emission and provides a better fit with data. Thus, in all other inversions, only the two sources inversion results will be shown. From the GPS data inversion and with the two inverted local moment tensors, we are able to reconstruct the main peak of tsunami height measured by the DART 51407 with an error between the estimated amplitude and the observed one of about 20% of the 2.5 cm peak-to-peak amplitude. This corresponds to about 2.5 mm in amplitude. However, the inversion cannot reproduce correctly the second main arrival of the tsunami. This is identical to what was obtained for the forward modeling and is likely due to coastal reflection. In order to model this effect, one direction would be to add an additional source symmetric to the coast line. This will be investigated in future studies.

For the 2 sources inversion, the sensitivity of the cost function to the time shift of the first source and second source (d_{tc} and d_{tc}' respectively) is shown in figure 5.6. The best inversion is obtained when $d_{tc} \approx d_{tc}' \approx -9.5$ mn which is consistent to the shift in time applied in the forward modeling in order to correct the effect induced by the ocean depth. An other interesting feature is that the inversion seems to be more sensitive to the time shift variation of the primary source that the secondary source one.

Sensitivity to the TEC path and location

We focus this paper on the inversion of the tsunami with a single TEC record and address here the capability of such inversions, depending on the quality and geometry of the TEC path used for the inversions. The data provided by the 36 stations of the Hawaiian network

Event	Epicenter Location Lon(°)/lat (°)	$\tau_{1/2}$ (s)	dtc^i (s)	dtc^{li} (s)	$t_{arrival}$ (h)	Δt_{window} (h)	σ (TECU)
Haida Gwaii	-132.06/52.61	18.7	28.43	480.0	5.5	1.3	0.02
Kurils	154.33/46.71	34.4	50.2	920.0	7.1	1.3	0.04
Tohoku	143.05/37.52	70.0	69.8	1700.0	4.1	1.3	0.2

TABLE 5.2 – Inversion parameters for the inversion of Haida Gwaii, Kuril and Tohoku.

associated with 6 satellites in visibility for Haida Gwaii, respectively 7 satellites for Kuril provide the necessary data set for such analysis. This data set was completed by 2 stations in the Pacific Northwest associated with 6 satellites in visibility in the case of Tohoku.

It shall however be noted that because of the magnetic directivity and the sounding filtering (Rolland *et al.*, 2010; Grawe and Makela, 2015), only 4 satellites for all cases detected ionospheric waves with significant signal-noise ratio during the interval of the tsunami propagation. This limitation is however now well understood, and the future augmentation of the TEC sounding with the other GNSS systems (e.g. Galileo, Glonass, Beidou) will furthermore increase the number of acceptable configurations.

We performed the inversion of all TEC data related to these 4 satellites. The location of the IPP at 300 km at the time of the maximum perturbation used for all the couple satellite-station inverted (yellow squares) as well as the location of the reconstructed DART buoy (black squares) are shown for the 3 events. The Haida Gwaii and Kuril inversion will be co-located (TEC measurement and tsunami height reconstruction are almost at the same location), but this will not be the case for Tohoku, with about 1400 km (station 1098) and 970 km (station cnmr) of distance between the two locations.

The results of TEC inversion of the station-satellite pairs is shown on Figure 5.7, 5.8, and 5.9 for the 2012 Haida Gwaii event, the 2006 Kuril event and the 2011 Tohoku event respectively. The tsunami reconstructed from these inversion is shown in figures 5.10, 5.11, and 5.12.

We are able to estimate fairly well the peak-to-peak tsunami height amplitude through these TEC inversion, and get very comparable fit with the DART data for the 3 events for almost all the satellite-station couples. For a same event, even if the shape of TEC waveform is dependent on the satellite (and so on the observation geometry), the reconstructed tsunami waveform is not and is very similar for all the inverted TEC time series. This is strongly supporting the validity of our inversion method. The inversion of the Tohoku event TEC signature shows that in addition, this inversion allows to predict the maximum amplitude of the tsunami height event when the TEC measurements and the tsunami reconstruction are not collocated.

5.5 STATISTICS OF THE INVERSION

Estimating the statistics of success of this new tsunami height inversion strategy is mandatory in the perspective of use in tsunami warning systems. Even if more analysis will be requested to consolidate these statistics, the three above described examples provide a primary dataset.

In order to study the statistic of our inversion, we therefore first define the amplitude error inversion ϵ as follows :

$$\epsilon = \frac{h_{DART}}{h_{TEC}}, \quad (5.20)$$

where h_{DART} is the maximum peak to peak amplitude measured by the DART buoy and h_{TEC} the one obtained by the TEC reconstruction. The closer ϵ is to 1 the best is our inversion. In figure 5.13, we show the histogram of the repartition of ϵ for Haida Gwaii and Kuril. The red curve correspond to an ideal Gaussian repartition and shows a tendency for our method to underestimate the tsunami height. The estimation of the tsunami amplitude for Haida Gwaii is fairly good. Indeed we are able to predict the 2 cm peak to peak tsunami amplitude with less than 10% error for 95% of the inverted satellite-station pairs. For Kuril, we can estimate the 3 cm peak to peak amplitude of the tsunami with less than 20% error for 80% of the time series inverted. For Tohoku, we can estimate the 55 cm peak to peak amplitude of the tsunami with less than 10% error for 95% of the time series inverted.

Thus, the inversion for Haida Gwaii and Tohoku is far better than for the Kuril case. This is also visible in the mean value of ϵ which is closer to 1 with a smaller standard deviation in the Haida Gwaii case. This might be explained by the fact that the source in Kuril tsunami case is more complex.

5.6 RESOLUTION OF THE INVERSION

In order to estimate the resolution of the inversion and its sensitivity to ionospheric background noise, we inverted the same satellite-station couples for the 3 events one day before the earthquake and tsunami. The histogram of the reconstructed peak to peak amplitude is shown in Figure 5.14. The inversion for Haida Gwaii and Kuril lead to a very small reconstructed tsunami (about 0.5 cm peak to peak). This reconstructed "false positive" tsunami with an 2.5 mm amplitude corresponds to good ionospheric conditions (quiet ionosphere). However, in the case of Tohoku, the inversion generates a tsunami with a peak-to-peak amplitude of 2-3 cm. The high amplitude obtained may be explained by the fact that a geomagnetic storm occurred that day. The dst was about -72 nT whereas it was about 0 nT in the case of Haida Gwaii and -13 nT in the case of Kuril. Thus, the resolution of the inversion strongly depends on the ionospheric conditions. This is one of the limitation of our method. The method can

be improved by jointly inverting several TEC sounding points (one receiver and all visible satellites), which will give us the way to select only the TIDs propagating with the expected azimuth associated to the searched quake and by taking into account the measurements noise. This is far beyond the scope of this study that aims here to demonstrate the feasibility of using single TEC data to constrain the tsunami height at ocean level but will very likely improve the performances of TEC tsunami inversions.

5.7 CONCLUSION

In this paper, we have presented a LSQ inversion strategy of tsunami height based on the inversion of single TEC records. This has been tested for three tsunami events. The technique is based on a tsunami normal modes summation method, integrating explicitly the coupling of the modes with the atmosphere and the ionosphere. The excitation coefficients of normal modes are first estimated from the TEC data and then used for reconstructing the tsunami waveform. These excitation coefficients are found by searching the best local moment tensor from TEC waveform fitting. After numerical validation with simulated data, we have shown that an inversion with two local moment tensor sources is, as expected, more realistic than an inversion with one source and allows to reconstruct the first tsunami wave packet and therefore the main peak of the tsunami height measured by the DART data. Some limitations remain in the waveform inversion, such as the signature in both the TEC and Tsunami waveforms of secondary arrival likely due to coastal reflection. This could be managed by future works, either by better modeling of the tsunami waveform near coast, or by adding additional sources.

Using the great potential of the wide GPS station network in Hawaii, we show that the proposed TEC inversion provides a fairly good estimation of the tsunami height for 75% of the satellite-station available at the arrival of the 2012 Haida Gwaii tsunami and of the 2006 Kuril tsunamis in Hawaii. This result is confirmed by the successful inversion of 2 stations located in the Northwest Pacific in the case of the 2011 Tohoku tsunami (closer field). The primary limitation in these three examples is the sounding geometry of the TEC path and its configuration with magnetic field, which is optimum for only 75% the satellites in visibility. This limitation shall be reduced by using the other available GNSS systems (e.g. Galileo, Glonass, Beidou). For low ionospheric activity and tsunami ranging 2-3 cm peak-to-peak, success of better than 80% is achieved for a prediction of the tsunami height with less than 20% of error in its height. Such tsunami height estimation can furthermore be achieved even when the TEC inversion is performed far from the area where the tsunami height has to be estimated, as demonstrated with the last inversion performed for the Tohoku tsunami.

For large ionospheric activity, the error will likely increase and the inversion of several TEC signals seems mandatory to retrieve comparable measurement errors.

Our results demonstrate nevertheless that inverting TEC for retrieving the waveform of tsunami can be a very efficient way to complete the tsunami warning system with data exploring areas where DART system have not been deployed or when DART systems are temporary non-operating. The inversion process is moreover fast, especially if tsunami normal modes are pre-computed for all possible locations, local time and F10.7 index, offering real-time perspectives for the future.

5.8 ACKNOWLEDGEMENT

This work has been fully supported by US Office of Naval Research through the TWIST project (ONR grant N000141310035 and ONR Global grant N62909-13-1-N270) and by ED STEP'UP and IUF for additional support of V.R. We thank M.Drilleau, E.Astafyeva, P. Coisson, G.Occhipinti, Y.Nishikawa, F.Karakostas and A. Sladen for fruitful discussions. We thank operators of the SOPAC, GEONET and DART networks for providing the data used in this study. This is IPGP contribution xxx.

5.9 APPENDIX A

Let us note \mathbf{P} the transfer matrix between the spherical basis and the eigenvector basis. In this chapter, all the quantity expressed in the eigenvalues basis are noted with a E subscript. As the matrix \mathbf{A} is invertible, the equation (5.17) can be rewritten :

$$\mathbf{P}^{-1}\mathbf{A}\mathbf{P}\mathbf{P}^{-1}\mathbf{m} = \mathbf{P}\mathbf{P}^{-1}\mathbf{b}. \quad (5.21)$$

This can be simplified in :

$$\mathbf{A}^E\mathbf{m}^E = \mathbf{b}^E \quad (5.22)$$

Let us remind that :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{A}^E = \mathbf{P}^{-1}\mathbf{A}\mathbf{P} \\ \mathbf{m}^E = \mathbf{P}^{-1}\mathbf{m} \\ \mathbf{b}^E = \mathbf{P}^{-1}\mathbf{b} \end{array} \right. \quad (5.23)$$

In index notation the system is written :

$$A_{ij}^E m_j^E = b_i^E, \quad (5.24)$$

From the definition of the matrix \mathbf{A}^E we can deduce :

$$m_i^E = \frac{b_i^E}{\lambda_i}, \quad (5.25)$$

where λ_i are the eigenvalues of \mathbf{A} . As the three smallest values of λ_i are not related to vertical motion and do not excite the tsunami, the associated value m_i^E will not be taken into account in the inversion and be put at 0. Thus, finally, the moment tensor in spherical basis reads :

$$m_i = \sum_j P_{ij} m_j^E \quad (5.26)$$

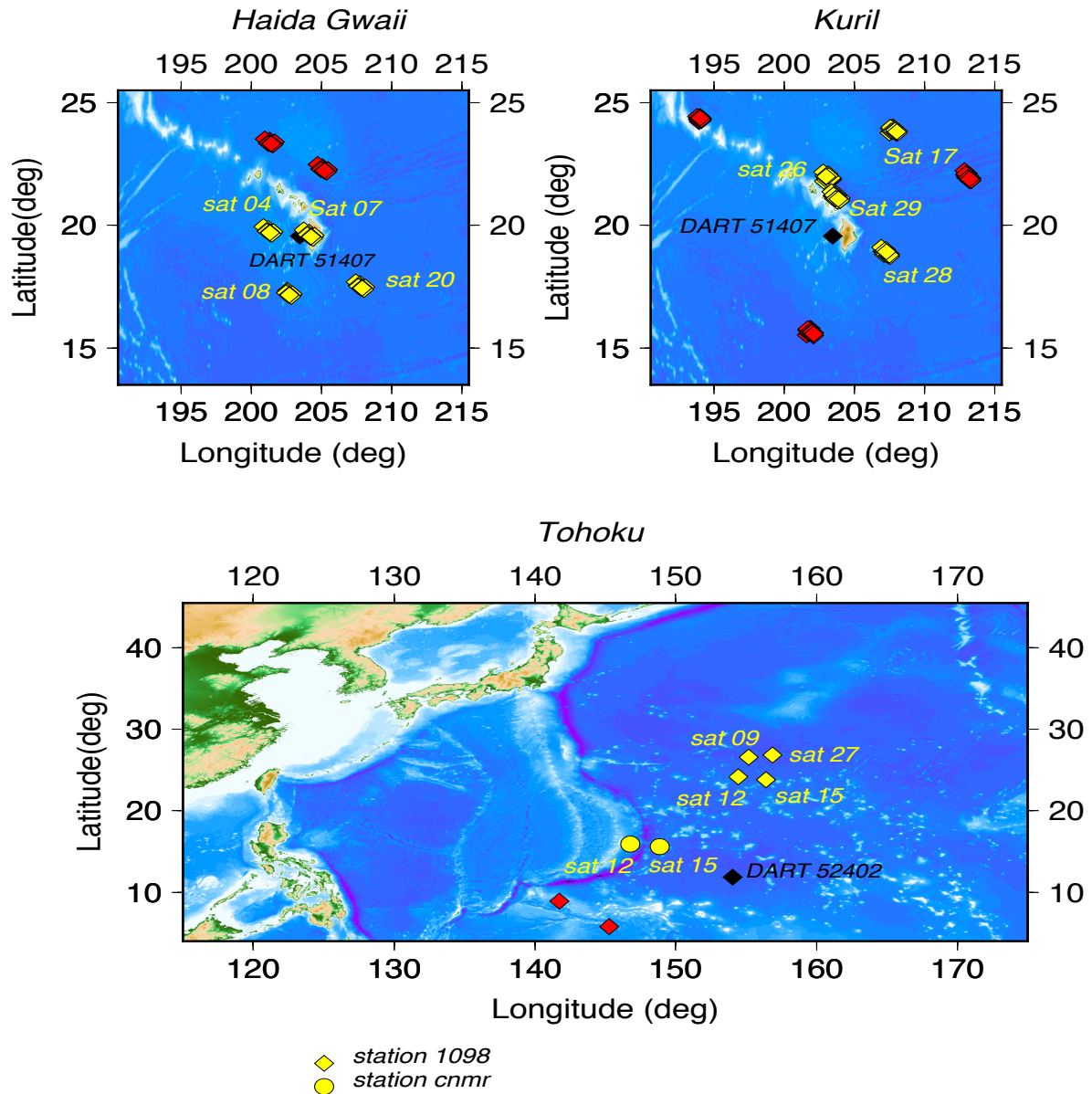


FIGURE 5.1 – Location map for Haida Gwaii, Kuril and Tohoku tsunami event. The location of the IPP at 300 km at the time of the maximum perturbation of each couple station satellite inverted is shown in yellow. The red squares correspond to the satellites for which the ratio signal to noise was too small to perform an inversion. The black square correspond to the location of the DART buoy where the tsunami reconstruction is performed.

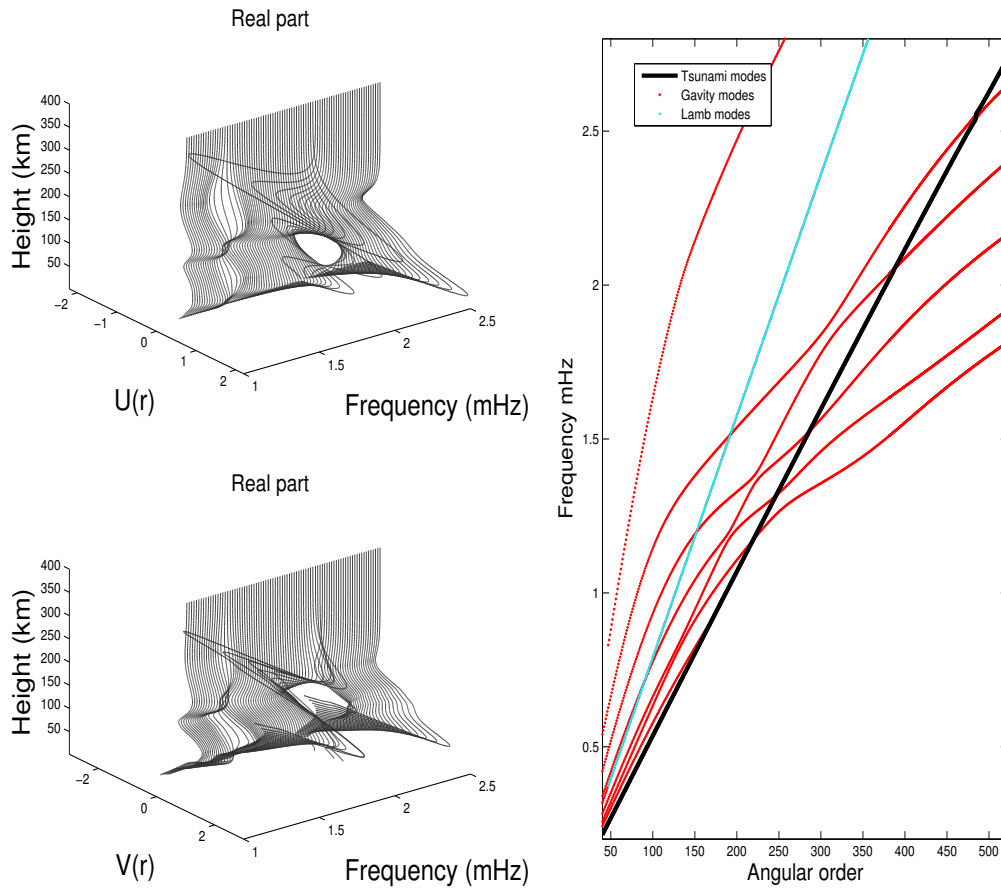


FIGURE 5.2 – Normal modes characteristics. Left panel : amplitude of the atmospheric part of vertical (U_r) and horizontal (V_r) normal modes eigenfunctions, scaled by the square root of density. Right panel : dispersion of normal modes of the full Earth system from 0.2 mHz to 2.6 mHz. Tsunami modes are plotted in black, atmospheric gravity modes in red, and Lamb modes in light blue.

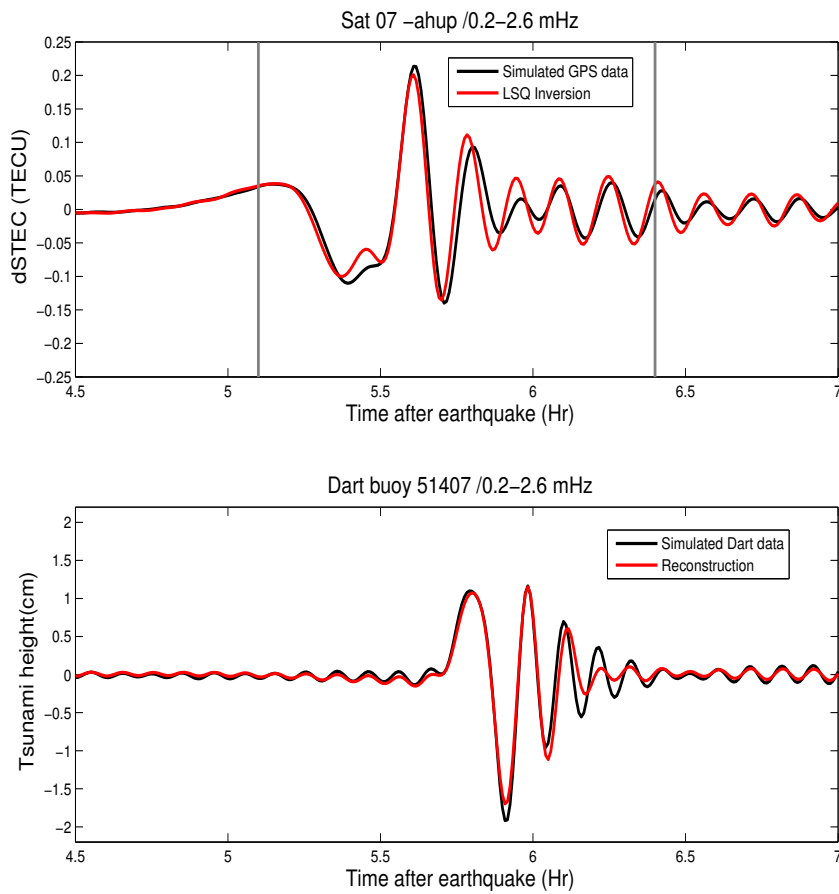


FIGURE 5.3 – Top : Inversion of simulated TEC perturbation for the satellite 07 and station ahup data. The grey bars delimit the window of the inversion. Bottom : reconstruction of the tsunami height for the DART buoy 51407. Data are shown in black and inversion modeling are depicted in red.

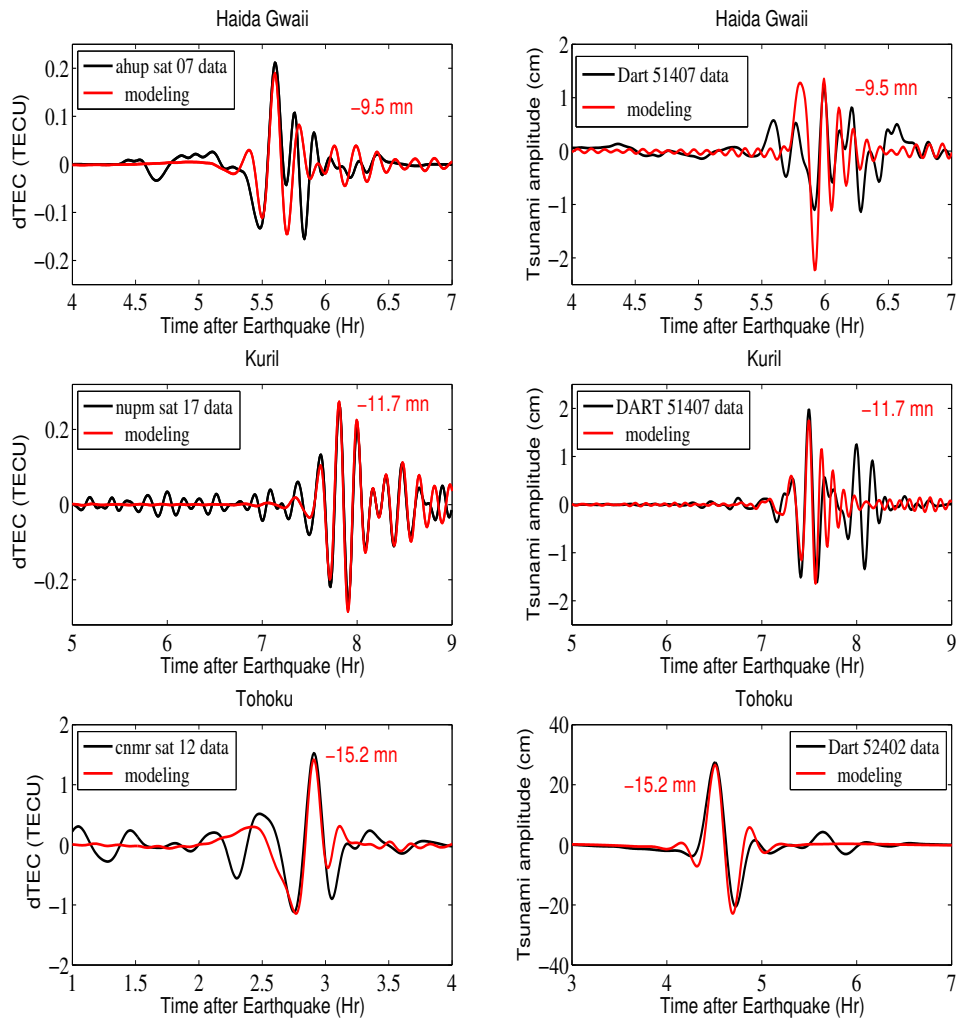


FIGURE 5.4 – Comparison between data (black) and modeling (red) in TEC (left panel) and tsunami height (right panel) in the case of Haida Gwaii tsunami, Kuril, and Tohoku. The data and the synthetics have been both filtered between 0.2 mHz and 2.6 mHz for Haida Gwaii and Tohoku and between 1 mHz and 2.6 mHz for Kuril. Note that the GPS and DART for Tohoku are not collocated, whereas those for Kuril and Haida Gwaii are much closer.

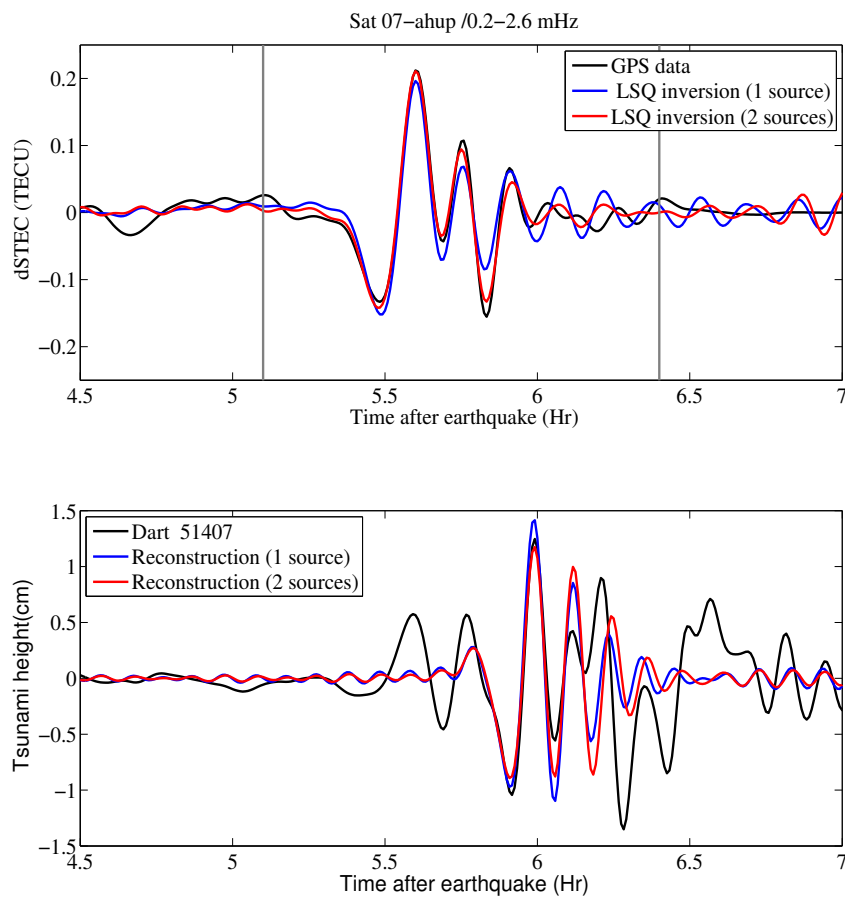


FIGURE 5.5 – TEC inversion of the couple satellite 07 station ahup (top) and tsunami reconstruction of the DART buoy 51407 (top) in the Haida Gwaii case. Data are in black, inversion modeling for 1 source in blue and for two sources in red.

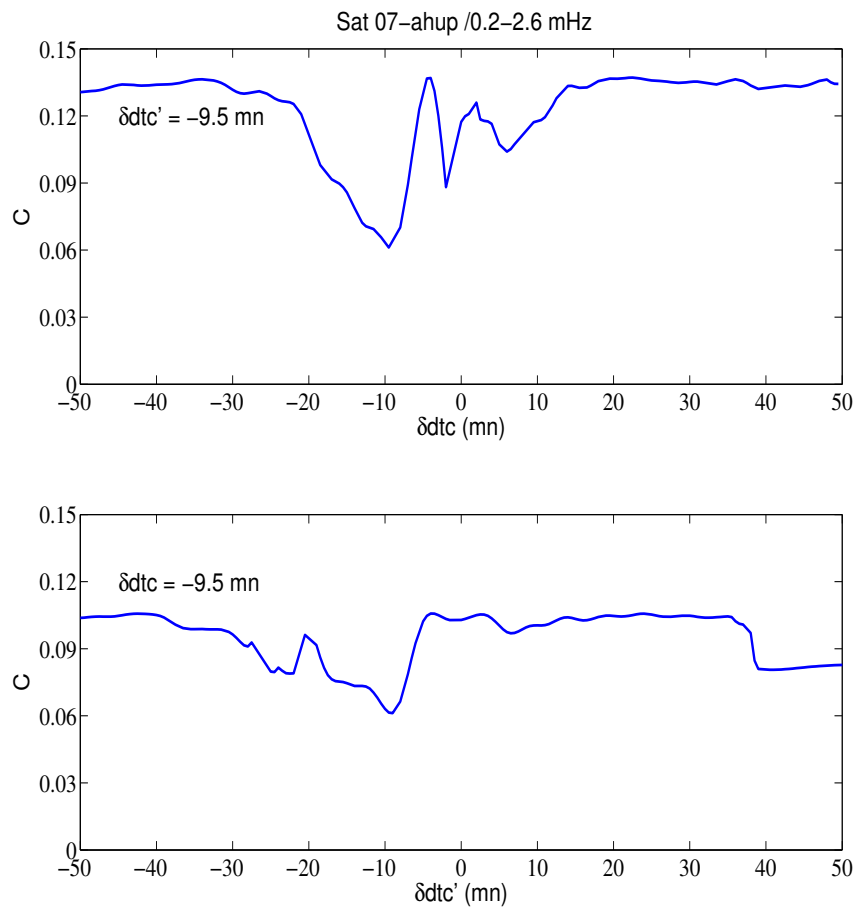


FIGURE 5.6 – Top : Cost function variation with dtc where dtc' is fixed at -9.5 min. Bottom : Cost function variation with dtc' where dtc is fixed at -9.5 min. The computations has been performed in the Haida Gwaii case for the couple satellite 07 station ahup.

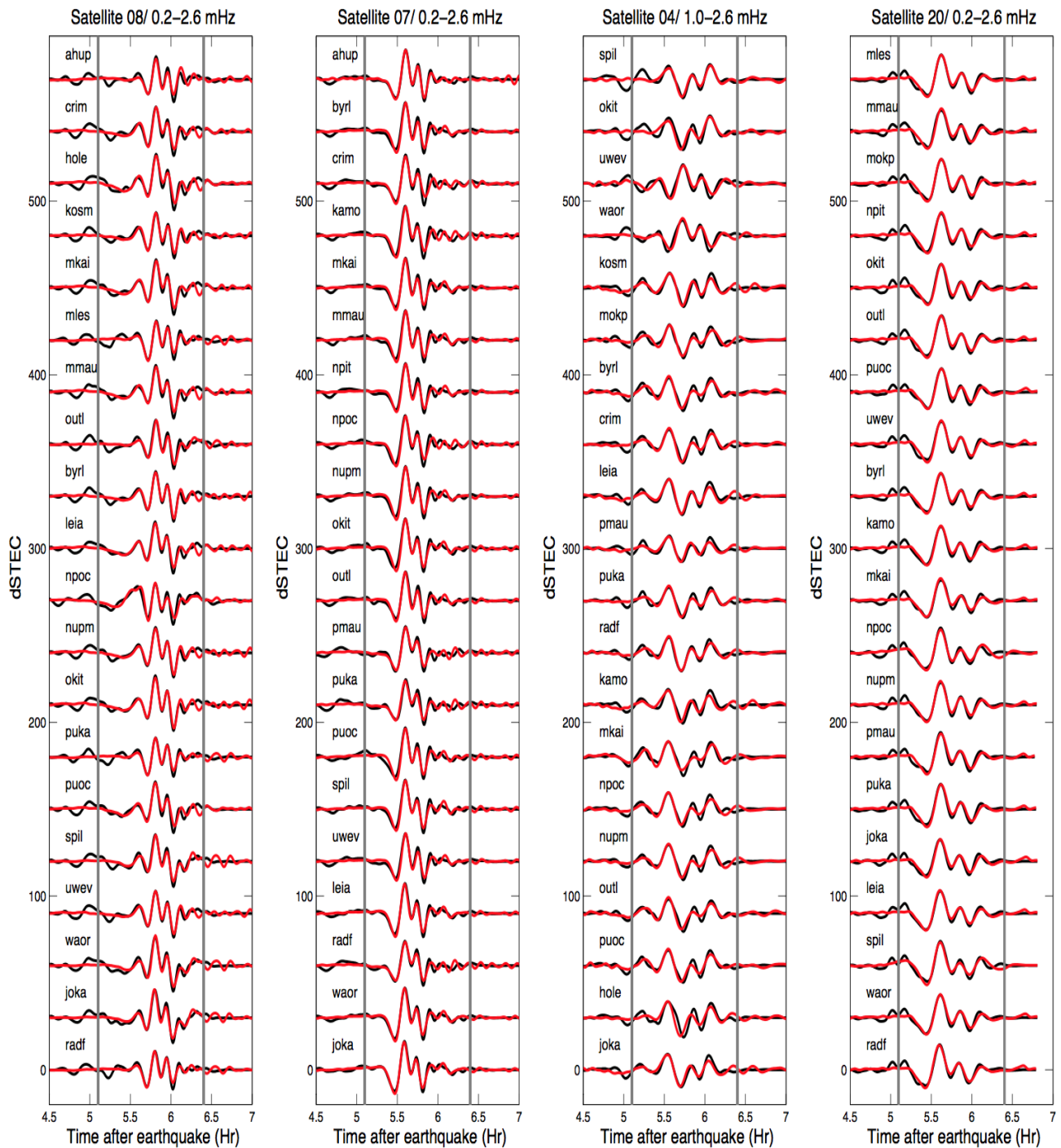


FIGURE 5.7 – Haida Gwaii TEC inversion. The data are in black and the inversion in red. The vertical grey lines correspond to the inversion time window. From left to right satellite 08 07 04 and 20 and 25 stations. The filtering is applied between 0.2 mHz and 2.6 mHz.

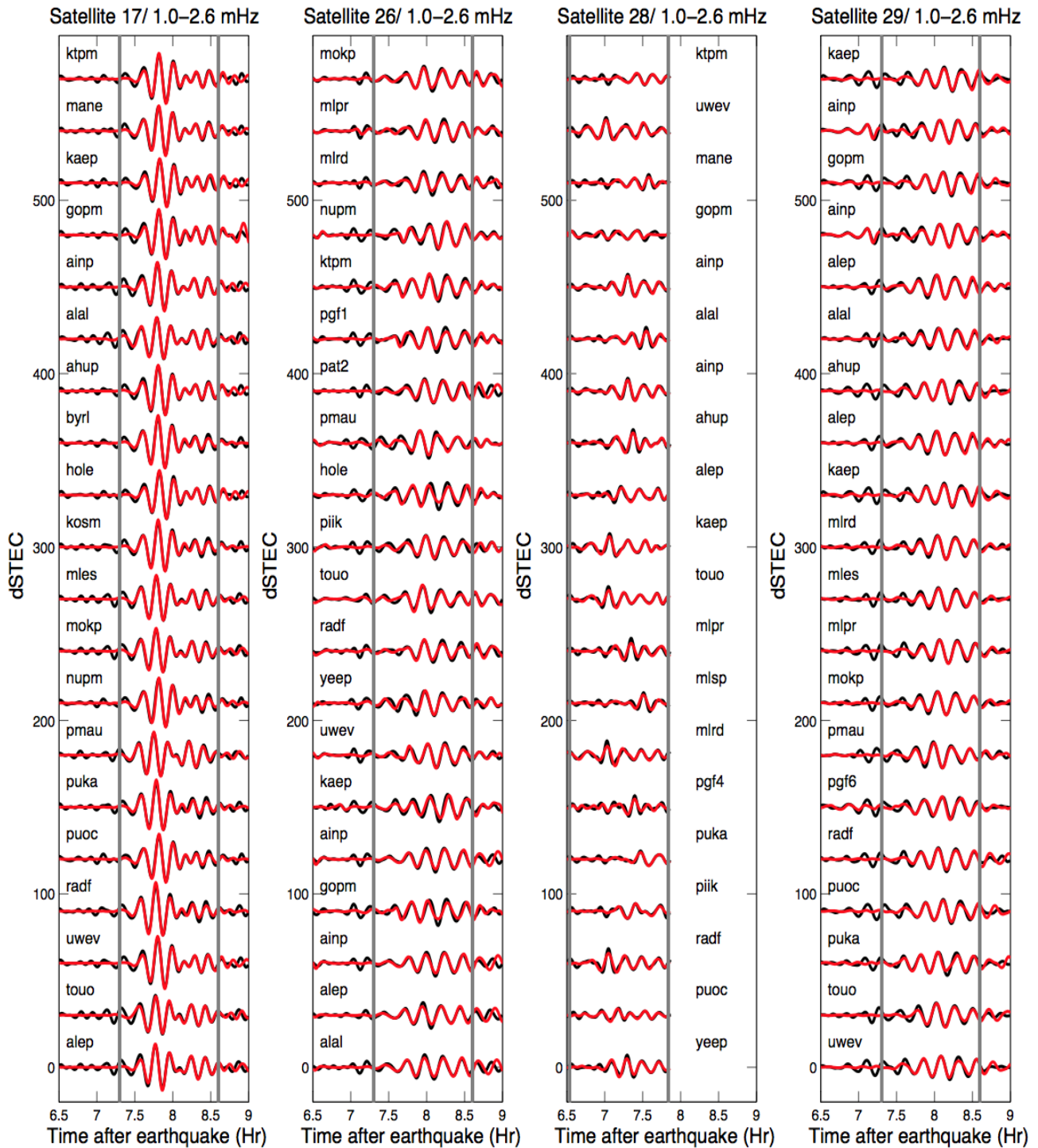


FIGURE 5.8 – Same as figure 5.7 but for in the case of Kuril tsunami. The filtering is applied from 1.0 mHz to 2.6 mHz.

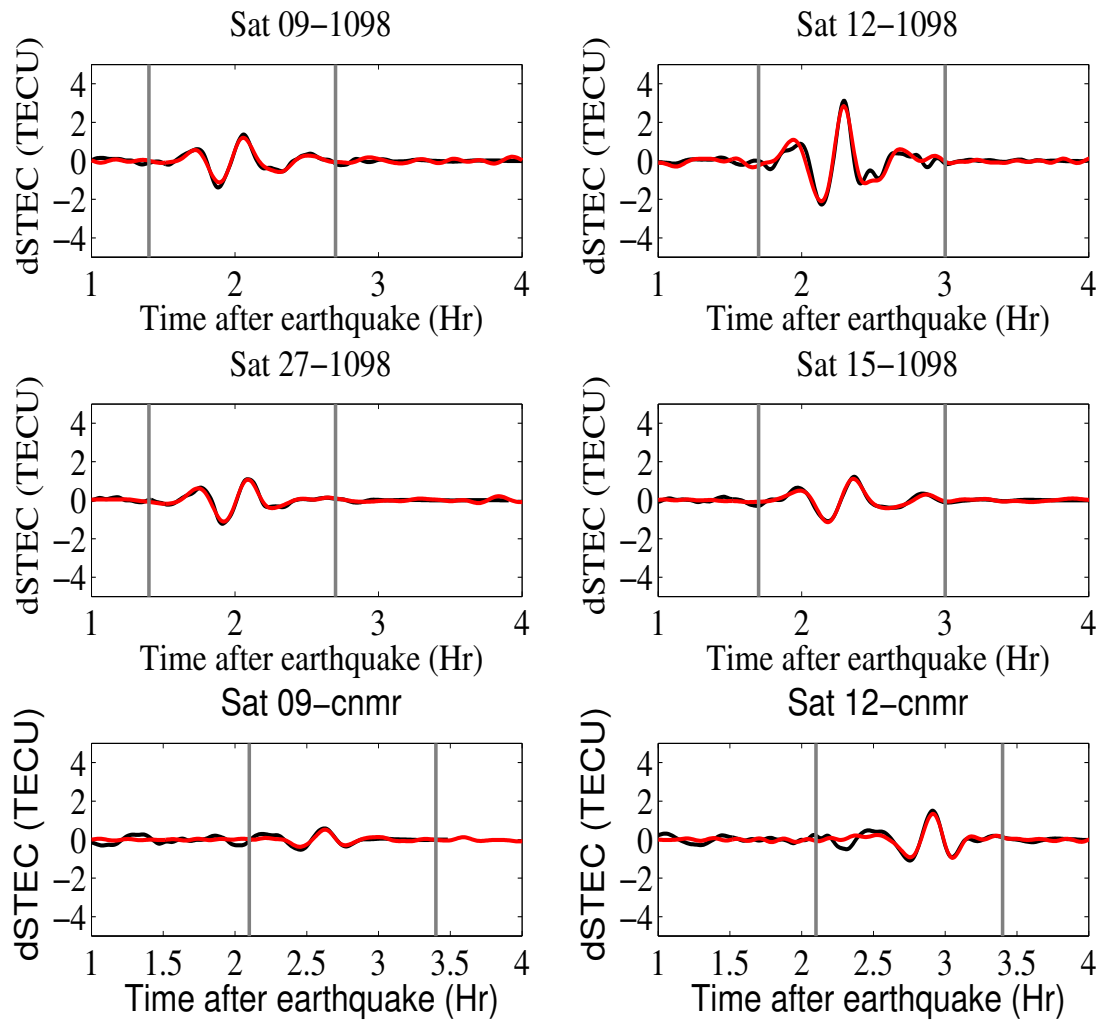


FIGURE 5.9 – Tohoku TEC inversion. The data are in black and the inversion in red. The vertical grey lines correspond to the inversion time window. The filtering is applied between 0.2 mHz and 2.6 mHz.

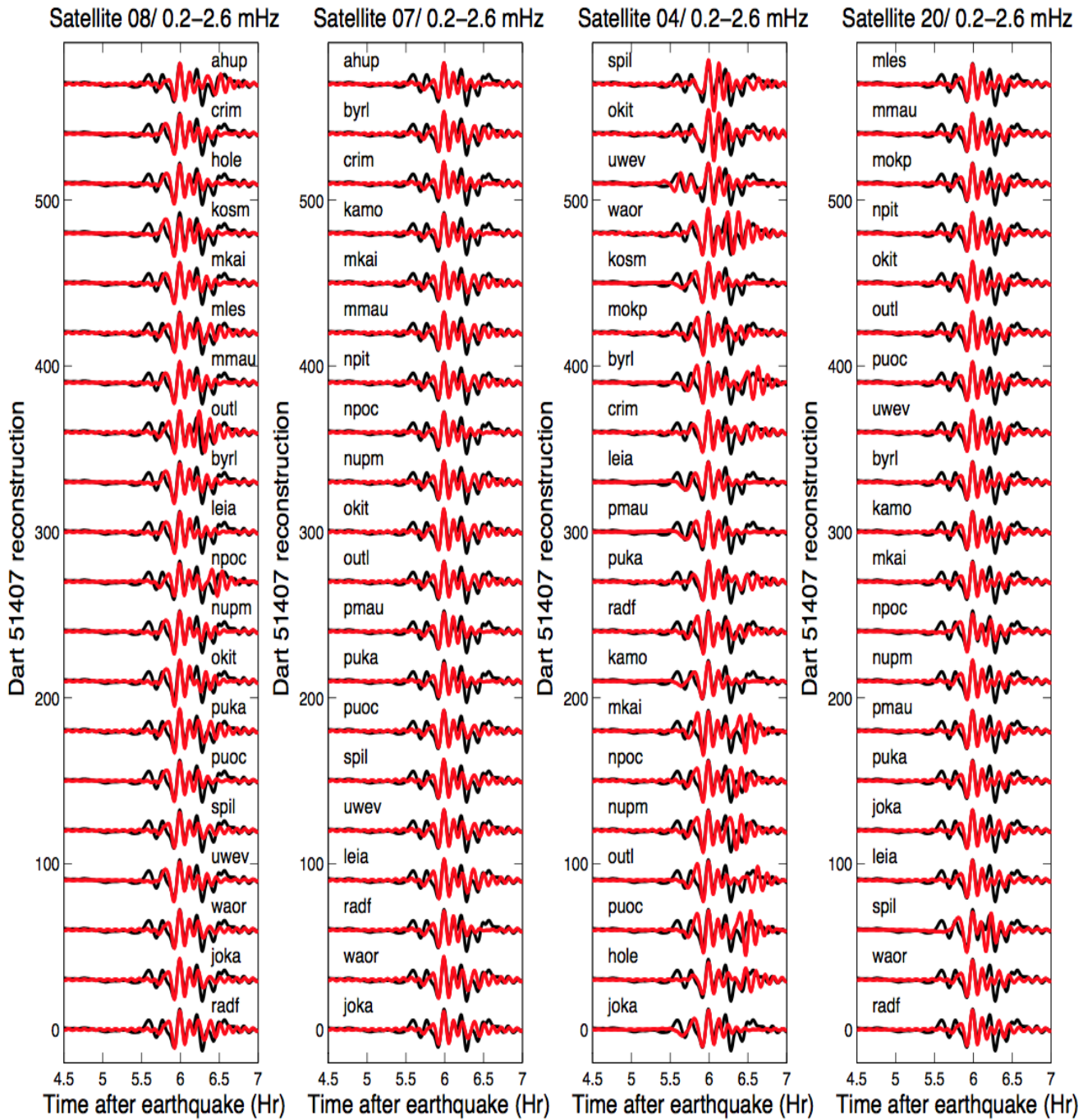


FIGURE 5.10 – Haida Gwaii tsunami height reconstruction from the TEC inversion of Figure 5.7. The data are in black and the reconstruction in red. The filtering is applied between 0.2 mHz to 2.6 mHz.

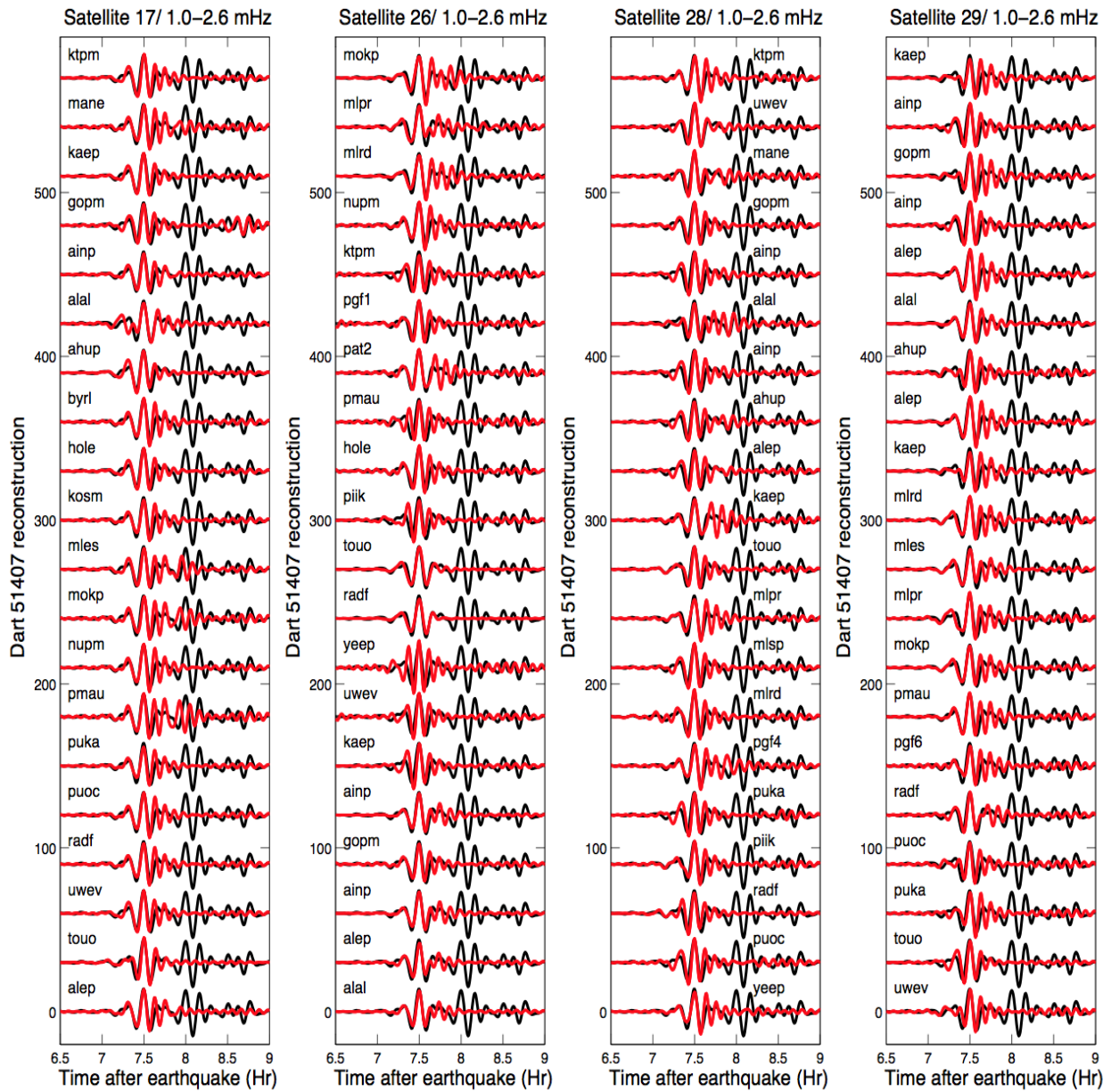


FIGURE 5.11 – Same as Figure 5.10 but for Kuril tsunami. The filtering is applied between 1.0 mHz and 2.6 mHz.

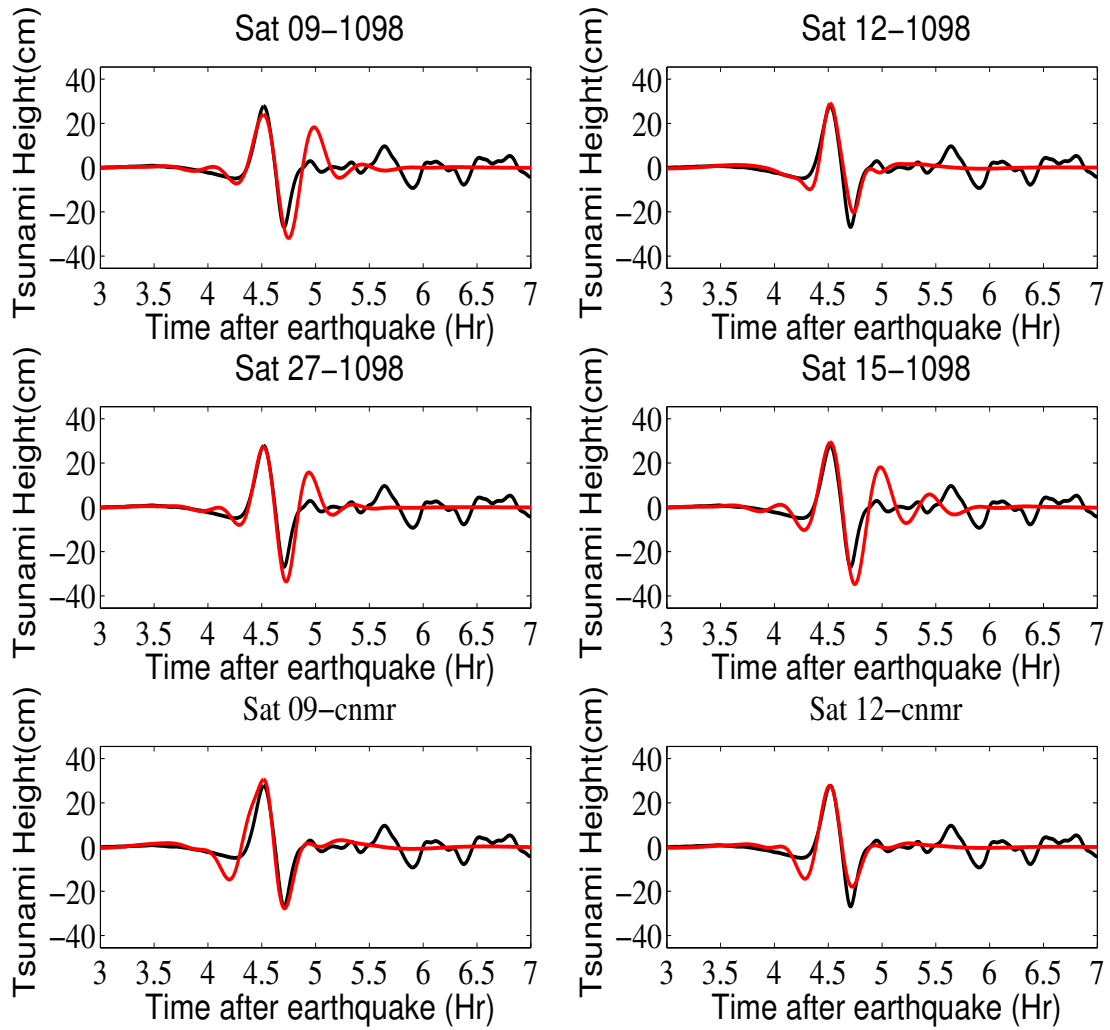


FIGURE 5.12 – Tohoku tsunami height reconstruction from the TEC inversion of Figure 5.9. The data are in black and the reconstruction in red. The filtering is applied from 0.2 mHz to 2.6 mHz.

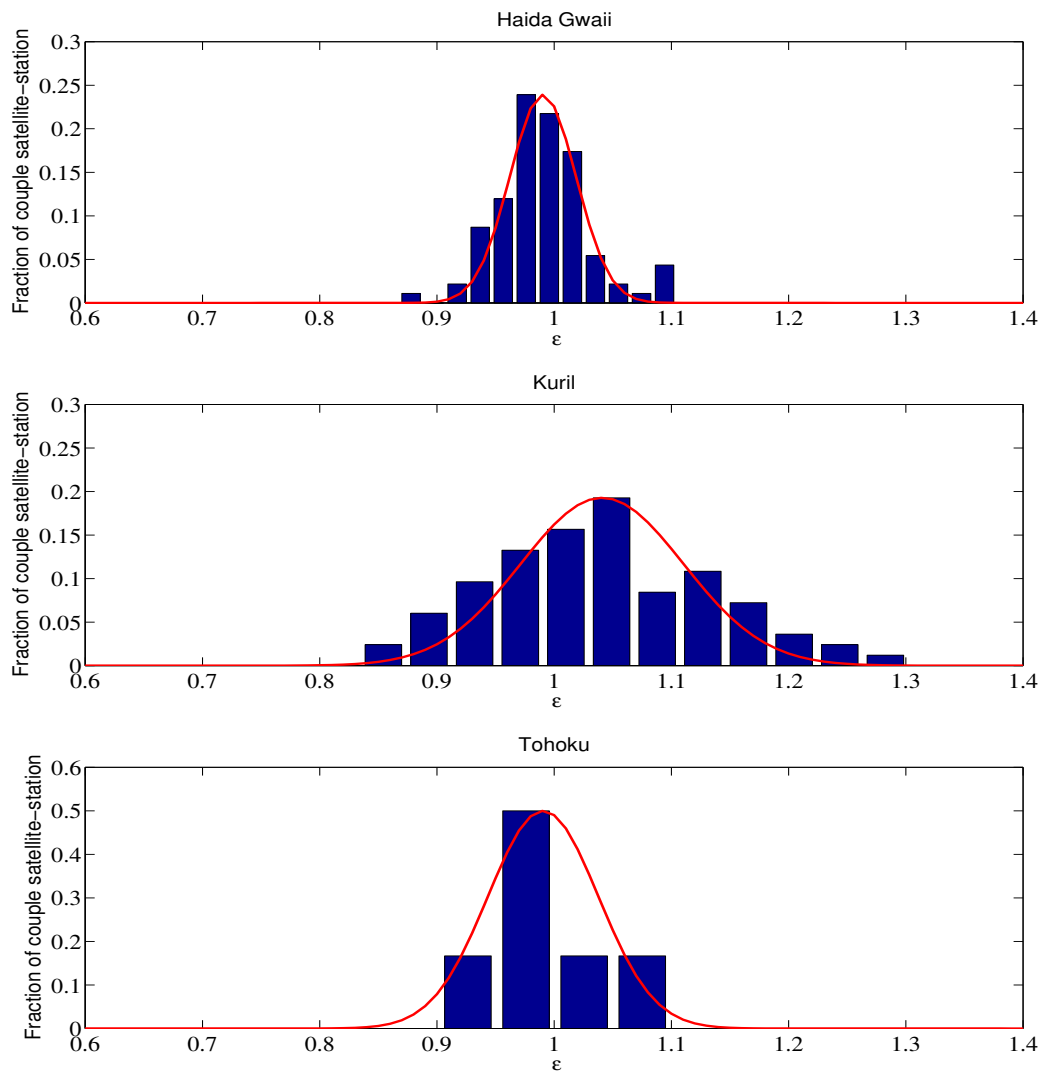


FIGURE 5.13 – Statistic study of peak to peak tsunami height for Haida Gwaii, Kuril and Tohoku. The red plot correspond to a gaussian fit.

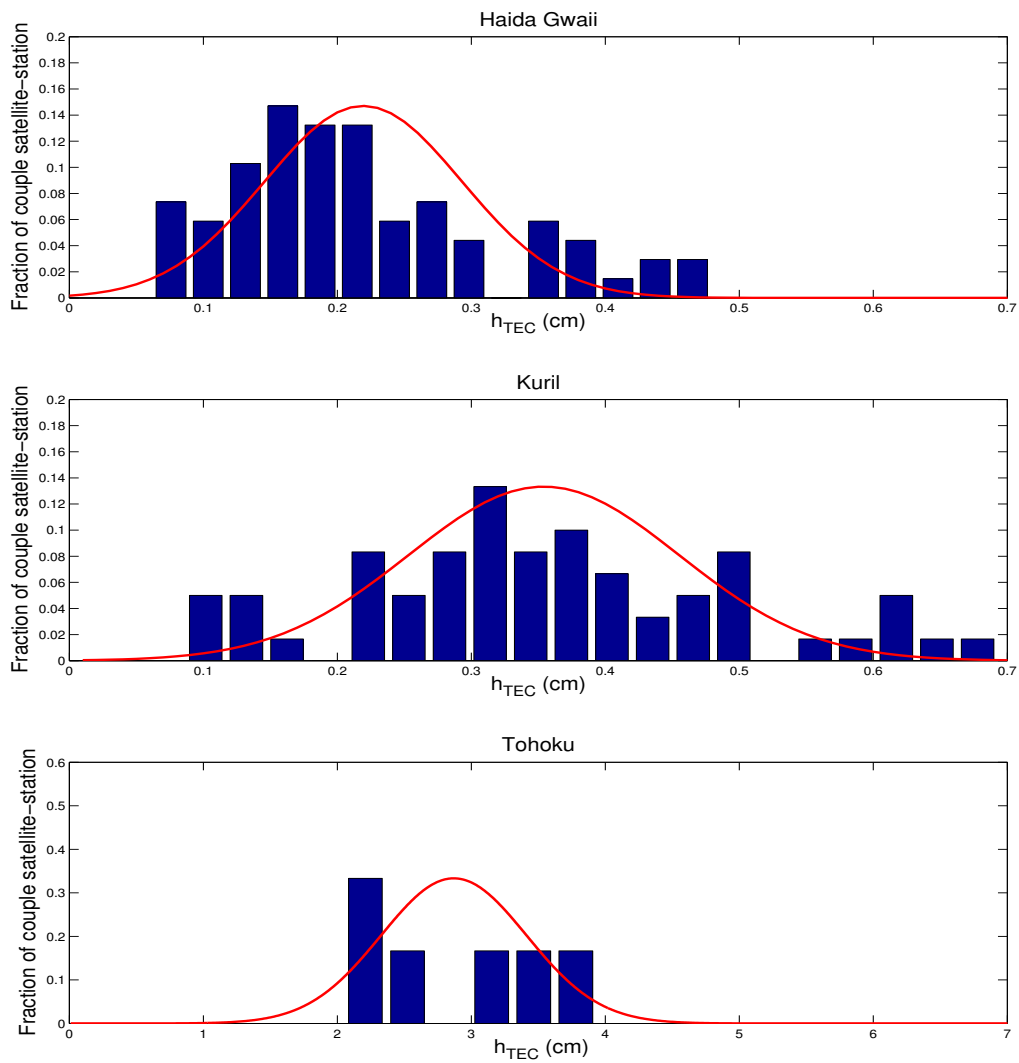


FIGURE 5.14 – Same as Figure 5.13 but applying the inversion method on the data one day before each tsunami event.

CONCLUSION

6

Les tsunamis de Sumatra en 2004 et de Tohoku en 2011 ont montré la nécessité d'améliorer et de compléter les systèmes d'alertes aux tsunamis. *Hine (1972), Peltier and Hines (1976)* ont les premiers émis l'hypothèse que des événements telluriques pouvaient être détectés dans l'ionosphère à partir des mesures TEC ou airglows. Ainsi, cette thèse s'est principalement intéressée à la possibilité d'utiliser les données GPS TEC pour estimer l'amplitude d'un tsunami en plein océan. Cela nécessite la modélisation directe des mécanismes de couplage entre la Terre solide, l'océan, l'atmosphère et l'ionosphère.

J'ai d'abord montré comment les modes propres calculés dans l'ensemble du système Terre solide- océan- atmosphère peuvent être utilisés non seulement pour modéliser les perturbations induites par le tsunami dans l'océan mais également dans l'atmosphère et l'ionosphère. Sur l'exemple du tsunami généré par le séisme d'Haida Gwaii (2012 $M_w = 7.8$), nous illustrons les mécanismes de couplage en jeu et étudions en détail les propriétés de propagation des modes de Lamb, des modes de gravité atmosphériques et des modes de tsunami. Nous avons mis en évidence la résonance entre les modes de tsunami et les modes de gravité atmosphériques à des fréquences spécifiques : 1,5, 2 et 2,5 mHz. Du fait du caractère évanescent des ondes de gravité lorsque leurs fréquences sont supérieures à la fréquence de Brunt-Väisälä, nous expliquons pourquoi seule la résonance à 1,5 mHz des modes de tsunami a été détecté dans les données TEC. On a également mis en évidence le fait que le couplage entre l'océan et l'atmosphère était plus efficace pour un océan plus profond et pendant la journée. Par ailleurs, l'étude de modes de gravité a montré que pour des fréquences inférieures à 1.6 mHz, le fondamental des modes de gravité se propageait plus vite que le mode de tsunami. Ainsi, les "early waves" détectées par *Makela et al. (2011)* pourraient être associées avec ce fondamental des modes de gravité. Afin de valider la modélisation utilisant la technique des modes propres, nous l' avons appliqué à 3 événements : le tsunami de Haida Gwaii de 2012, des îles Kouriles en 2006 et Tohoku en 2011. Nous reconstruisons la hauteur d'eau mesurée par les bouées DART et la perturbation en TEC mesurée par les récepteurs GPS. L'accord entre les données et le modèle est bon à la fois en phase et en amplitude. Il faut

toutefois nuancer ce succès. En effet, les modes propres étant une théorie 1D, cela implique deux limitations à notre modèle. Tout d'abord, celui-ci ne prend pas en compte les variations de la bathymétrie. Ainsi, nous ne pouvons pas prédire avec précision le temps d'arrivée du tsunami. Deuxièmement, notre modèle ne peut pas reproduire le pic secondaire des données dû probablement à un phénomène de réflexion sur les côtes.

Ensuite, nous avons présenté une stratégie d'inversion de la perturbation des signaux TEC pour estimer la hauteur des tsunamis des 3 événements cités précédemment. Les coefficients d'excitation des modes propres sont d'abord estimés à partir des données TEC par moindres carrés (LSQ) puis utilisés pour reconstruire la forme d'onde du tsunami. Ces coefficients d'excitation se trouvent en recherchant le meilleur tenseur du moment local permettant de reproduire la forme d'onde en TEC. Nous avons montré qu'une inversion avec deux sources ponctuelles est plus réaliste qu'une inversion à une source et permet de reconstruire le pic principal de l'onde tsunami mesuré par les bouées DART. En exploitant le potentiel du large réseau de stations GPS à Hawaii, nous avons montré que l'inversion de TEC développée a fourni une estimation assez bonne de la hauteur du tsunami pour 75 % des données TEC mesurées par les couples satellites station disponibles à l'arrivée du tsunami de Haida Gwaii et de Kouriles. On a ensuite confirmé ce résultat avec le succès de l'inversion de 2 stations situées dans le Pacifique Nord-Ouest dans le cas du tsunami Tohoku. La première limitation de notre inversion vient de la géométrie d'observation et notamment sa configuration avec le champ magnétique, optimal pour seulement 75 % des satellites en visibilité. Cette limitation doit être réduite en utilisant les autres systèmes GNSS disponibles (par exemple Galileo, Glonass, Beidou). On a réussi à retrouver l'amplitude du tsunami pic à pic avec moins de 20 % d'erreur pour plus de 80 % des couples satellites- stations inversés. Une telle estimation de la hauteur du tsunami peut en outre être également effectuée même lorsque l'inversion de TEC est réalisée loin de la zone où la hauteur du tsunami doit être estimée, comme en témoigne la dernière inversion réalisée pour le tsunami de Tohoku. L'autre limitation de notre inversion provient des conditions ionosphériques. En effet, en inversant les données TEC pour les 3 mêmes événements mais un jour avant le tsunami, on obtient une valeur raisonnable de hauteur d'eau pour Haida Gwaii et Kouriles mais beaucoup trop élevée pour Tohoku. Cela peut être expliqué par le fait qu'un orage géomagnétique a eu lieu le jour du séisme de Tohoku. Par la suite, on envisage d'améliorer notre modélisation en intégrant la variation de la bathymétrie et le phénomène de réflexion sur les côtes dans le modèle de modes propres. Une autre possibilité pour prendre en compte ce dernier phénomène dans notre inversion est d'effectuer l'inversion de TEC en y incluant des sources supplémentaires. Afin de mieux prendre en compte l'étendu de la source, on pourra modéliser celle-ci par une distribution de sources ponctuelles (source ponctuelle à l'épicentre + 4 sources ponctuelles disposées en

rectangle représentant l'étendue de la source).

On pourra également appliquer nos méthodes à d'autres types d'évènements telluriques. On pense notamment à la modélisation directe de la perturbation en TEC générée par une éruption volcanique à partir de la sommation des modes propres de gravité et acoustiques. Par la suite, on appliquera notre technique d'inversion aux données de perturbation du TEC générées par un séisme afin de mieux caractériser la source sismique à partir de la sommation des modes propres de Rayleigh. Pour ce faire, notre inversion nécessitera quelques améliorations.

L'objectif final reste d'effectuer des inversions de l'amplitude des tsunamis en temps réel. Cela s'inscrit dans la lignée du projet TWIST (Tsunami Warning and Ionospheric Seismic Tomography), dont cette thèse fait partie, financé par l'Office of Naval Research (ONR) qui permettra à terme d'avoir accès à des données GPS acquises à partir de patrouilleurs maritimes. J'ai ainsi contribué au développement du programme du plan de vol des patrouilleurs réalisé par Mélanie Drilleau (ingénieure de recherche). Ces travaux de thèse sont une étape importante vers l'intégration des données ionosphériques dans les systèmes d'alerte aux tsunamis.

BIBLIOGRAPHIE

- Abbott, D., T. Bryant, V. Gusiakov, and W. Masse (2007), Megatsunami of the world ocean : Did they occur in the recent past?, in *AGU Spring Meeting Abstracts*. (Cité page 10.)
- Appleton, E. V., and M. Barnett (1925), Local reflection of wireless waves from the upper atmosphere, *Nature*, 115, 333–334. (Cité page 36.)
- Artru, J., P. Lognonné, and E. Blanc (2001), Normal modes modelling of post-seismic ionospheric oscillations, *Geophys. Res. Lett.*, 28(4), 697–700, doi :10.1029/2000GL000085. (Cité pages 27, 56, 57, 58, 105 et 106.)
- Artru, J., T. Farges, and P. Lognonné (2004), Acoustic waves generated from seismic surface waves : Propagation properties determined from Doppler sounding observations and normal-mode modelling, *Geophys. J. Int.*, 158(3), 1067–1077, doi :10.1111/j.1365-246X.2004.02377.x. (Cité pages 27, 56 et 105.)
- Artru, J., V. Ducic, H. Kanamori, P. Lognonné, and M. Murakami (2005), Ionospheric detection of gravity waves induced by tsunamis, *Geophys. J. Int.*, 160(3), 840–848, doi : 10.1111/j.1365-246X.2005.02552.x. (Cité pages xiv, 20, 22, 23, 54, 103 et 104.)
- Atwater, B. F., M. V. Cisternas, J. Bourgeois, W. C. Dudley, J. W. Hendley II, and P. H. Stauffer (1999), *Surviving a tsunami : lessons from Chile, Hawaii, and Japan*, 1187, US Dept. of the Interior, US Geological Survey ;. (Cité pages xiii, 10 et 11.)
- Baptista, M., S. Heitor, and L. Mendes-Victor (1995), Historical review of the 1755 lisbon tsunami. evaluation of the tsunami parameters, *Proceedings of the XXIV General Assembly of the European Seismological Commission*, 3, 1790–1796. (Cité page 9.)
- Baptista, M. A., S. Heitor, J. M. Miranda, P. Miranda, and L. M. Victor (1998), The 1755 lisbon tsunami ; evaluation of the tsunami parameters, *Journal of Geodynamics*, 25(1-2), 143–157. (Cité page 9.)
- Bilitza, D., and B. W. Reinisch (2008), International reference ionosphere 2007 : improvements and new parameters, *Advances in Space Research*, 42(4), 599–609, doi :0.1016/j.asr.2007.07.048. (Cité pages 38 et 108.)

- Bilitza, D., D. Altadill, V. Truhlik, V. Shubin, I. Galkin, B. Reinisch, and X. Huang (2017), International reference ionosphere 2016 : From ionospheric climate to real-time weather predictions, *Space Weather*, 15(2), 418–429. (Cité page 39.)
- Blanc, P.-L. (2008), The tsunami in cadiz on 1 november 1755 : A critical analysis of reports by antonio de ulloa and by louis godin, *Comptes Rendus Geoscience*, 340(4), 251–261. (Cité page 9.)
- Bolt, B. A. (1964), Seismic air waves from the great 1964 alaskan earthquake, *Nature*, 202, 1095–1096. (Cité page 19.)
- Boschi, L., and A. M. Dziewonski (1999), High-and low-resolution images of the earth's mantle : Implications of different approaches to tomographic modeling, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 104(B11), 25,567–25,594. (Cité page 34.)
- Boudin, F., S. Allgeyer, P. Bernard, H. Hébert, M. Olcay, R. Madariaga, M. El-Madani, J.-P. Vilotte, S. Peyrat, A. Nercessian, et al. (2013), Analysis and modelling of tsunami-induced tilt for the 2007, m= 7.6, tocopilla and the 2010, m= 8.8 maule earthquakes, chile, from long-base tiltmeter and broadband seismometer records, *Geophys. J. Int.*, p. ggt123. (Cité page 73.)
- Chapman, S. (1931), The absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating earth, *Proceedings of the Physical Society*, 43(1), 26. (Cité page 36.)
- Coisson, P. (2012), Détection multi-instruments des perturbations ionosphériques générées par la propagation des tsunamis, Ph.D. thesis, Institut de Physique du Globe de Paris. (Cité page 55.)
- Coisson, P., G. Occhipinti, P. Lognonné, J. P. Molinié, and L. M. Rolland (2011), Tsunami signature in the ionosphere : A simulation of OTH radar observations, *Radio Sci.*, 46(5), doi :10.1029/2010RS004603. (Cité page 54.)
- Coisson, P., P. Lognonné, D. Walwer, and L. M. Rolland (2015), First tsunami gravity wave detection in ionospheric radio occultation data, *Earth and Space Science*, 2(5), 125–133, doi : 10.1002/2014EA000054. (Cité pages xiv, 24, 25, 26, 55, 72, 104, 105, 106, 107 et 108.)
- Comer, R. P. (1984), Tsunami generation : a comparison of traditional and normal mode approaches, *Geophys. J. Int.*, 77(1), 29–41, doi :10.1111/j.1365-246X.1984.tb01924.x. (Cité page 56.)
- Dahlen F. A. and Tromp J. (1999), *Theoretical Global Seismology*, vol. 80, 79 pp., Princeton University Press, doi :10.1029/99EO00054. (Cité page 57.)

- Davies, K., and D. M. Baker (1965), Ionospheric effects observed around the time of the alaskan earthquake of march 28, 1964, *Journal of Geophysical Research*, 70(9), 2251–2253. (Cité page 20.)
- Durek, J. J., and G. Ekström (1996), A radial model of anelasticity consistent with long-period surface-wave attenuation, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 86(1A), 144–158. (Cité page 32.)
- Dziewonski, A. M., and D. L. Anderson (1981), Preliminary reference Earth model, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 25(4), 297–356, doi :10.1016/0031-9201(81)90046-7. (Cité pages xiv, xx, 31, 32, 33, 57, 58 et 107.)
- Dziewonski, A. M., T.-A. Chou, and J. H. Woodhouse (1981), Determination of earthquake source parameters from waveform data for studies of global and regional seismicity, *J. Geophys. Res. : Solid Earth*, 86(B4), 2825–2852, doi :10.1029/jb086ibo4p02825. (Cité page 80.)
- Galvan, D. A., A. Komjathy, M. P. Hickey, and A. J. Mannucci (2011), The 2009 Samoa and 2010 Chile tsunamis as observed in the ionosphere using GPS total electron content, *J. Geophys. Res.*, 116(6), doi :10.1029/2010JA016204. (Cité pages 21, 54 et 104.)
- Galvan, D. A., A. Komjathy, M. P. Hickey, P. Stephens, J. Snively, Y. Tony Song, M. D. Butala, and A. J. Mannucci (2012), Ionospheric signatures of Tohoku-Oki tsunami of March 11, 2011 : Model comparisons near the epicenter, *Radio Sci.*, 47(4), doi :10.1029/2012RS005023. (Cité page 21.)
- Garcia, R. F., S. Bruinsma, P. Lognonné, E. Doornbos, and F. Cachoux (2013), GOCE : The first seismometer in orbit around the Earth, *Geophys. Res. Lett.*, 40(5), 1015–1020, doi :10.1002/grl.50205. (Cité page 56.)
- Garcia, R. F., E. Doornbos, S. Bruinsma, and H. Hébert (2014), Atmospheric gravity waves due to the Tohoku-Oki tsunami observed in the thermosphere by GOCE, , *J. Geophys. Res. Atmos*, 119, 4498–4506, doi :10.1002/2013JD021120. (Cité page 72.)
- Gilbert, A. M., F.Dziewonski (1975), An application of normal mode theory to the retrieval of structural parameters and source mechanisms from seismic spectra, *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 278(1280), 187–269, doi :10.1098/rsta.1975.0025. (Cité page 57.)
- Godin, O. A. (2006), Anomalous transparency of water-air interface for low-frequency sound, *Phys. Rev. Lett.*, 97(16), doi :10.1103/PhysRevLett.97.164301. (Cité page 60.)
- Godin, O. A., N. A. Zaboltn, and T. W. Bullett (2015), Acoustic-gravity waves in the atmosphere generated by infragravity waves in the ocean, *Earth, Planets and Space*, 67(1), 47, doi :10.1186/s40623-015-0212-4. (Cité pages 23, 54, 65 et 105.)

- Grawe, M. A., and J. J. Makela (2015), The ionospheric responses to the 2011 Tohoku , 2012 Haida Gwaii , and 2010 Chile tsunamis : Effects of tsunami orientation and observation geometry, *Earth and Space Science*, 2(11), 472–483, doi :10.1002/2015EA000132.1. (Cité pages 21, 54, 55, 77, 80, 104 et 114.)
- Hayes, G. P. (2011), Rapid source characterization of the 2011 mw 9.0 off the pacific coast of tohoku earthquake, *Earth, Planets and Space*, 63(7), 4, doi :10.5047/eps.2011.05.012. (Cité pages 80, 107 et 111.)
- Hébert, H., A. Sladen, and F. Schindelé (2007), Numerical modeling of the great 2004 Indian Ocean tsunami : Focus on the Mascarene Islands, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 97(1 A SUPPL.), S208—S222, doi :10.1785/0120050611. (Cité page 22.)
- Hickey, M. P., G. Schubert, and R. L. Walterscheid (2009), Propagation of tsunami-driven gravity waves into the thermosphere and ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 114(8), doi :10.1029/2009JA014105. (Cité pages 23, 54, 56 et 105.)
- Hickey, M. P., G. Schubert, and R. L. Walterscheid (2010), Atmospheric airglow fluctuations due to a tsunami-driven gravity wave disturbance, *J. Geophys. Res.*, 115(6), doi :10.1029/2009JA014977. (Cité pages 21 et 55.)
- Hine, C. (1972), Gravity Waves in the Atmosphere, *Nature*, 239(5367), 73–78, doi :10.1038/239073a0. (Cité pages 20, 54, 103 et 133.)
- Hooke, W. H. (1970), The ionospheric response to internal gravity waves : 1. the f2 region response, *J. Geophys. Res.*, 75(28), 5535–5544, doi :10.1029/JA075i028p05535. (Cité pages 96 et 107.)
- Johnson, C. Y. (1969), Ion and neutral composition of the ionosphere., *Annals of the IQSY*, 5, 197–213. (Cité pages xv et 37.)
- Johnston, A. C. (1996), Seismic moment assessment of earthquakes in stable continental regions ?iii. new madrid 1811–1812, charleston 1886 and lisbon 1755, *Geophysical Journal International*, 126(2), 314–344. (Cité page 9.)
- Kamogawa, M., Y. Orihara, C. Tsurudome, Y. Tomida, T. Kanaya, D. Ikeda, A. R. Gusman, Y. Kakinami, J.-Y. Liu, and A. Toyoda (2016), A possible space-based tsunami early warning system using observations of the tsunami ionospheric hole, *Scientific Reports*, 6, 37,989, doi : 10.1038/srep37989. (Cité pages 54 et 103.)
- Kanamori, H. (1977), The energy release in great earthquakes, *Journal of geophysical research*, 82(20), 2981–2987. (Cité page 12.)

- Kanamori, H., and J. Mori (1992), Harmonic excitation of mantle Rayleigh waves by the 1991 eruption of Mount Pinatubo, Philippines, *Geophys. Res. Lett.*, 19(7), 721–724, doi :10.1029/92GL00258. (Cité page 60.)
- Karason, H., and R. Van der Hilst (2001), Improving global tomography models of p-wavespeed i : incorporation of differential times for refracted and diffracted core phases (pkp, pdiff), *J. geophys. Res.*, 106, 6569–6587. (Cité page 34.)
- Kelley, M. C. (2009), The earth ionosphere., *International Geophysics, Series Academic Press New York*, 36–37. (Cité pages xv et 37.)
- Kherani, E. A., P. Lognonné, H. Hébert, L. Rolland, E. Astafyeva, G. Occhipinti, P. Coisson, D. Walwer, and E. R. de Paula (2012), Modelling of the total electronic content and magnetic field anomalies generated by the 2011 tohoku-oki tsunami and associated acoustic-gravity waves, *Geophys. J. Int.*, pp. no–no, doi :10.1111/j.1365-246x.2012.05617.x. (Cité pages 23, 54 et 105.)
- Kherani, E. A., L. Rolland, P. Lognonné, A. Sladen, V. Klausner, and E. R. de Paula (2016), Traveling ionospheric disturbances propagating ahead of the Tohoku-Oki tsunami : A case study, *Geophys. J. Int.*, 204(2), 1148–1158, doi :10.1093/gji/ggv500. (Cité pages 23, 54, 64, 80, 104 et 105.)
- Kobayashi, N. (2007), A new method to calculate normal modes, *Geophys. J. Int.*, 168(1), 315–331, doi :10.1111/j.1365-246X.2006.03220.x. (Cité page 56.)
- Komjathy, A., D. A. Galvan, P. Stephens, M. Butala, V. Akopian, B. Wilson, O. Verkhoglyadova, A. J. Mannucci, and M. Hickey (2012), Detecting ionospheric tec perturbations caused by natural hazards using a global network of gps receivers : The tohoku case study, *Earth, planets and space*, 64(12), 1287–1294, doi :10.5047/eps.2012.08.003. (Cité page 75.)
- Landau, L. D., and E. M. Lifshitz (1958), *Course of theoretical physics*, vol. 7, 326–327 pp., doi : 10.1016/0891-3919(58)90200-6. (Cité page 56.)
- Levin, B. W., and M. A. Nosov (2015), *Physics of tsunamis*, Springer. (Cité page 13.)
- Liu, J.-Y., Y.-B. Tsai, K.-F. Ma, Y.-I. Chen, H.-F. Tsai, C.-H. Lin, M. Kamogawa, and C.-P. Lee (2006), Ionospheric gps total electron content (tec) disturbances triggered by the 26 december 2004 indian ocean tsunami, *J. Geophys. Res. : Space Physics*, 111(A5), doi : 10.1029/2005ja011200. (Cité page 104.)
- Lodge, O. (1902), Mr. marconi's results in day and night wireless telegraphy, *Nature*, 66, 222. (Cité page 36.)

- Lognonné, P. (1991), Normal Modes and Seismograms in an Anelastic Rotating Earth, *J. Geophys. Res.*, 96(B12), 20,309–20,311, doi :10.1029/91JB00420. (Cité pages 56, 72 et 106.)
- Lognonné, P., E. Clévéde, and H. Kanamori (1998), Computation of seismograms and atmospheric oscillations by normal-mode summation for a spherical earth model with realistic atmosphere, *Geophys. J. Int.*, 135(2), 388–406, doi :10.1046/j.1365-246X.1998.00665.x. (Cité pages 27, 56, 57, 58, 60, 105 et 106.)
- Lognonné, P., J. Artru, R. Garcia, F. Crespon, V. Ducic, E. Jeansou, G. Occhipinti, J. Helbert, G. Moreaux, and P.-E. Godet (2006), Ground-based gps imaging of ionospheric post-seismic signal, *Planet. Space. Science*, 54(5), 528–540, doi :10.1016/j.pss.2005.10.021. (Cité pages 21, 54 et 111.)
- Lognonné, P., F. Karakostas, L. Rolland, and Y. Nishikawa (2016), Modeling of atmospheric-coupled rayleigh waves on planets with atmosphere : From earth observation to mars and venus perspectives, *The Journal of the Acoustical Society of America*, 140(2), 1447–1468, doi : 0001-4966/2016/140(2)/1447/22. (Cité pages 105 et 106.)
- MacDoran, P. F. (1981), Series satellite emission radio interferometric earth surveying, *Third Annual NASA Geodynamics Program Review, Crustal Dynamics Project, Geodynamics Research, Jan*, 26, 29. (Cité page 103.)
- Macleod, M. A. (1966), Sporadic e theory. i. collision-geomagnetic equilibrium, *J. Atmos. Sci.*, 23(1), 96–109. (Cité pages 96 et 107.)
- Mai, C.-L., and J.-F. Kiang (2009), Modeling of ionospheric perturbation by 2004 Sumatra tsunami, *Radio Sci.*, 44(3), doi :10.1029/2008RS004060. (Cité pages 22, 54 et 105.)
- Makela, J. J., P. Lognonné, H. Hébert, T. Gehrels, L. Rolland, S. Allgeyer, A. Kherani, G. Occhipinti, E. Astafyeva, P. Coisson, A. Loevenbruck, E. Clévéde, M. C. Kelley, and J. Lamouroux (2011), Imaging and modeling the ionospheric airglow response over Hawaii to the tsunami generated by the Tohoku earthquake of 11 March 2011, *Geophys. Res. Lett.*, 38(13), doi :10.1029/2011GL047860. (Cité pages 21, 55, 77, 84 et 133.)
- Mandea, M. (2000), International geomagnetic reference field–2000, *pure and applied geophysics*, 157(10), 1797–1802. (Cité page 38.)
- Mannucci, A., B. Wilson, D. Yuan, C. Ho, U. Lindqwister, and T. Runge (), A global mapping technique for gps-derived ionospheric total electron content measurements, *Radio Sci.*, 33, doi :10.1029/97RS02707. (Cité page 111.)

- Marconi, G. (1902), A note on the effect of daylight upon the propagation of electromagnetic impulses over long distances, *Proceedings of the Royal Society of London*, 70(459-466), 344-347. (Cité page 36.)
- Massel, S. (2015), *Internal Gravity Waves in the Shallow Seas*, Springer. (Cité page 73.)
- Maus, S., S. MacMillan, T. Chernova, S. Choi, D. Dater, V. Golovkov, V. Lesur, F. Lowes, H. Lühr, W. Mai, et al. (2005), The 10th-generation international geomagnetic reference field, *Geophys. J. Int.*, 161(3), 561-565, doi :0.1016/j.pepi.2005.03.006. (Cité page 108.)
- Mei, C. C. (1989), *The applied dynamics of ocean surface waves*, vol. 1, World scientific. (Cité page 12.)
- Melgar, D., and Y. Bock (2015), Kinematic earthquake source inversion and tsunami runup prediction with regional geophysical data, *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 120(5), 3324-3349, doi :10.1002/2014JB011832. (Cité page 53.)
- Meng, X., A. Komjathy, O. P. Verkhoglyadova, Y. M. Yang, Y. Deng, and A. J. Mannucci (2015), A new physics-based modeling approach for tsunami-ionosphere coupling, *Geophys. Res. Lett.*, 42(12), 4736-4744, doi :10.1002/2015GL064610. (Cité pages 23, 54 et 105.)
- Mikumo, T., T. Shibutani, A. Le Pichon, M. Garces, D. Fee, T. Tsuyuki, S. Watada, and W. Morii (2008), Low-frequency acoustic-gravity waves from coseismic vertical deformation associated with the 2004 sumatra-andaman earthquake (mw= 9.2), *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 113(B12). (Cité page 20.)
- Millot-Langet, R., E. Clévéde, and P. Lognonné (2003), Normal modes and long period seismograms in a 3d anelastic elliptical rotating earth, *Geophys.Res.Lett.*, 30(5), doi :10.1029/2002gl016257. (Cité page 56.)
- Montagner, J.-P., and T. Tanimoto (1990), Global anisotropy in the upper mantle inferred from the regionalization of phase velocities, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 95(B4), 4797-4819. (Cité page 32.)
- Montelli, R., G. Nolet, F. Dahlen, G. Masters, E. R. Engdahl, and S.-H. Hung (2004), Finite-frequency tomography reveals a variety of plumes in the mantle, *Science*, 303(5656), 338-343. (Cité page 34.)
- Nishida, K. (2000), Resonant Oscillations Between the Solid Earth and the Atmosphere, *Science*, 287(5461), 2244-2246, doi :10.1126/science.287.5461.2244. (Cité page 60.)
- Ochipinti, G. (2006), Observations multi-paramètres et modélisation de la signature ionosphérique du grand séisme de sumatra, Ph.D. thesis, Institut de Physique du Globe (Paris). (Cité pages xiv, 21 et 34.)

- Occhipinti, G., P. Lognonné, E. A. Kherani, and H. Hébert (2006), Three-dimensional waveform modeling of ionospheric signature induced by the 2004 Sumatra tsunami, *Geophys. Res. Lett.*, 33(20), doi :10.1029/2006GL026865. (Cité pages xiv, 21, 22, 24, 54, 104 et 105.)
- Occhipinti, G., A. E. Kherani, and P. Lognonné (2008), Geomagnetic dependence of ionospheric disturbances induced by tsunamigenic internal gravity waves, *Geophys. J. Int.*, 173(3), 753–765, doi :10.1111/j.1365-246X.2008.03760.x. (Cité pages 22, 54, 63, 103 et 105.)
- Occhipinti, G., P. Dorey, T. Farges, and P. Lognonné (2010), Nostradamus : The radar that wanted to be a seismometer, *Geophys. Res. Lett.*, 37(18), doi :10.1029/2010GL044009. (Cité pages 20 et 56.)
- Occhipinti, G., P. Coisson, J. J. Makela, S. Allgeyer, A. Kherani, H. Hébert, and P. Lognonné (2011), Three-dimensional numerical modeling of tsunami-related internal gravity waves in the Hawaiian atmosphere, *Earth, Planets and Space*, 63(7), 847–851, doi :10.5047/eps.2011.06.051. (Cité pages 22, 54, 104 et 105.)
- Occhipinti, G., L. Rolland, P. Lognonné, and S. Watada (2013), From Sumatra 2004 to Tohoku-Oki 2011 : The systematic GPS detection of the ionospheric signature induced by tsunamigenic earthquakes, *J. Geophys. Res. Space Physics*, doi :10.1002/jgra.50322. (Cité page 75.)
- Okal, E. A. (1982), Mode-wave equivalence and other asymptotic problems in tsunami theory, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 30(1), 1–11, doi :10.1016/0031-9201(82)90123-6. (Cité pages 56 et 105.)
- Okal, E. A. (1988), Seismic parameters controlling far-field tsunami amplitudes : A review, *Natural Hazards*, 1(1), 67–96, doi :10.1007/BF00168222. (Cité page 77.)
- Park, J., and F. Gilbert (1986), Coupled free oscillations of an aspherical, dissipative, rotating earth : Galerkin theory, *J. Geophys. Res.*, 91(B7), 7241–7260, doi :10.1029/JB091iB07p07241. (Cité page 58.)
- Peltier, W. R., and C. O. Hines (1976), On the possible detection of tsunamis by a monitoring of the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 81(12), 1995, doi :10.1029/JC081i012p01995. (Cité pages 20, 54, 103 et 133.)
- Phinney, R. A., and R. Burridge (1973), Representation of the elastic-gravitational excitation of a spherical earth model by generalized spherical harmonics, *Geophys. J. Int.*, 34(4), 451–487, doi :10.1111/j.1365-246x.1973.tb02407.x. (Cité pages 87, 89, 92, 93, 94, 96, 106 et 108.)
- Picone, J. M., A. E. Hedin, D. P. Drob, and A. C. Aikin (2002), NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere : Statistical comparisons and scientific issues, *J. Geophys. Res.*, 107(A12), SIA 15—1—SIA 15—16, doi :10.1029/2002JA009430. (Cité pages xvi, 18, 36, 57, 69 et 107.)

- Prager, E. J. (2000), *Furious Earth : the science and nature of earthquakes, volcanoes, and tsunamis*, McGraw Hill Professional. (Cité page 10.)
- Rabinovich, A. B. (1997), Spectral analysis of tsunami waves : Separation of source and topography effects, *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 102(C6), 12,663–12,676. (Cité page 12.)
- Rolland, L. (2010), *Sismologie ionosphérique : Détection et modélisation des ondes ionosphériques postsismiques*, Ph.D. thesis, Institut de Physique du Globe (Paris). (Cité pages xiii, xv, 18, 19, 40 et 44.)
- Rolland, L. M., G. Occhipinti, P. Lognonné, and A. Loevenbruck (2010), Ionospheric gravity waves detected offshore Hawaii after tsunamis, *Geophys. Res. Lett.*, 37(17), doi :10.1029/2010GL044479. (Cité pages 21, 54, 64, 80, 103, 104 et 114.)
- Rolland, L. M., P. Lognonné, and H. Munekane (2011a), Detection and modeling of rayleigh wave induced patterns in the ionosphere, *J.Geophys.Res.*, 116(A5), doi :10.1029/2010JA016060. (Cité pages 24, 27, 55, 72, 75, 105 et 108.)
- Rolland, L. M., P. Lognonné, E. Astafyeva, E. A. Kherani, N. Kobayashi, M. Mann, and H. Munekane (2011b), The resonant response of the ionosphere imaged after the 2011 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake, *Earth, Planets and Space*, 63(7), 853–857, doi : 10.5047/eps.2011.06.020. (Cité pages 56, 64, 72 et 104.)
- Romanowicz, B. (2003), Global mantle tomography : progress status in the past 10 years, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 31(1), 303–328. (Cité page 34.)
- Row, R. V. (1966), Evidence of long-period acoustic-gravity waves launched into the f region by the alaskan earthquake of march 28, 1964, *Journal of Geophysical Research*, 71(1), 343–345. (Cité pages 19 et 20.)
- Row, R. V. (1967), Acoustic-gravity waves in the upper atmosphere due to a nuclear detonation and an earthquake, *Journal of Geophysical Research*, 72(5), 1599–1610. (Cité page 20.)
- Satake, K. (1995), Linear and nonlinear computations of the 1992 nicaragua earthquake tsunami, *Pure and Applied Geophysics*, 144(3-4), 455–470. (Cité page 10.)
- Satake, K. (2002), 28 Tsunamis, in *International Geophysics*, vol. 81, pp. 437–451, Elsevier, doi : 10.1016/S0074-6142(02)80231-5. (Cité pages 10, 53 et 103.)
- Savastano, G., A. Komjathy, O. Verkhoglyadova, A. Mazzoni, M. Crespi, Y. Wei, and A. J. Mannucci (2017), Real-time detection of tsunami ionospheric disturbances with a stand-alone gnss receiver : A preliminary feasibility demonstration., *Scientific reports*, 7, 46,607. (Cité pages 103 et 104.)

- Schunk, R., and A. Nagy (2009), *Ionospheres : physics, plasma physics, and chemistry*, Cambridge university press. (Cité page 36.)
- Solares, J. M., and A. L. Arroyo (2004), The great historical 1755 earthquake. effects and damage in spain, *Journal of Seismology*, 8(2), 275–294. (Cité page 9.)
- Stein, S., and E. A. Okal (2007), Ultralong period seismic study of the december 2004 indian ocean earthquake and implications for regional tectonics and the subduction process, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 97(1A), S279–S295. (Cité page 103.)
- Symons, G. J. (1888), eruption of krakatoa, and subsequent phenomena : report of the krakatoa committee of the royal society. (Cité page 17.)
- Titov, V., A. B. Rabinovich, H. O. Mofjeld, R. E. Thomson, and F. I. González (2005), The global reach of the 26 December 2004 Sumatra tsunami., *Science*, 309(September), 2045–2048, doi : 10.1126/science.1114576. (Cité pages 15, 53, 72 et 103.)
- Tsai, V. C., J. P. Ampuero, H. Kanamori, and D. J. Stevenson (2013), Estimating the effect of Earth elasticity and variable water density on tsunami speeds, *Geophys. Res. Lett.*, 40(3), 492–496, doi :10.1002/grl.50147. (Cité page 56.)
- Tsugawa, T., A. Saito, and Y. Otsuka (2004), A statistical study of large-scale traveling ionospheric disturbances using the GPS network in Japan, *J. Geophys. Res.*, 109(A6), doi : 10.1029/2003JA010302. (Cité page 21.)
- Tsugawa, T., Y. Otsuka, A. J. Coster, and A. Saito (2007), Medium-scale traveling ionospheric disturbances detected with dense and wide TEC maps over North America, *Geophys. Res. Lett.*, 34(22), doi :10.1029/2007GL031663. (Cité page 21.)
- Vadas, S. L., J. J. Makela, M. J. Nicolls, and R. F. Milliff (2015), Excitation of gravity waves by ocean surface wave packets : Upward propagation and reconstruction of the thermospheric gravity wave field, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 120(11), 1–33, doi :10.1002/2015JA021430. (Cité pages 23, 54 et 105.)
- Voznesensky, A. (1925), A meteorite fall on june 30, 1908 at the head of khatanga river, *Mirovedenie*, 14(1), 25–38. (Cité page 17.)
- Ward, S. N. (1980), Relationships of tsunami generation and an earthquake source., *J. Phys, Earth*, 28(5), 441–474, doi :10.4294/jpe1952.28.441. (Cité page 105.)
- Watada, S. (2009), Radiation of acoustic and gravity waves and propagation of boundary waves in the stratified fluid from a time-varying bottom boundary, *J. Fluid Mech.*, 627, 361, doi : 10.1017/S0022112009005953. (Cité page 58.)

- Watada, S. (2013), Tsunami speed variations in density-stratified compressible global oceans, *Geophys. Res. Lett.*, 40(15), 4001–4006, doi :10.1002/grl.50785. (Cité page 56.)
- Watada, S., T. Kunugi, K. Hirata, H. Sugioka, K. Nishida, S. Sekiguchi, J. Oikawa, Y. Tsuji, and H. Kanamori (2006a), Atmospheric pressure change associated with the 2003 tokachi-oki earthquake, *Geophysical research letters*, 33(24). (Cité page 20.)
- Watada, S., T. Kunugi, K. Hirata, H. Sugioka, K. Nishida, S. Sekiguchi, J. Oikawa, Y. Tsuji, and H. Kanamori (2006b), Atmospheric pressure change associated with the 2003 Tokachi-Oki earthquake, *Geophys. Res. Lett.*, 33(24), doi :10.1029/2006GL027967. (Cité page 56.)
- Watada, S., S. Kusumoto, and K. Satake (2014), Traveltime delay and initial phase reversal of distant tsunamis coupled with the self-gravitating elastic Earth, *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 119(5), 4287–4310, doi :10.1002/2013JB010841. (Cité pages xiii, 15, 17, 73, 77, 80, 106 et 112.)
- Watt, R. (1929), Weather and wireless, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 55(231), 273–301. (Cité page 36.)
- Widmer, R., and W. Zürn (1992), Bichromatic excitation of long-period Rayleigh and air waves by the Mount Pinatubo and El Chichon volcanic eruptions, *Geophys. Res. Lett.*, 19(8), 765–768, doi :10.1029/92GL00685. (Cité page 60.)
- Woodhouse, F. A., J. H. Dahlen (1978), The effect of a general aspherical perturbation on the free oscillations of the earth, *Geophysical Journal International*, 53(2), 335–354, doi :10.1111/j.1365-246x.1978.tb03746.x. (Cité page 57.)
- Woodhouse, J. H. (1974), *Methods in Computational Physics, Volumes 11 and 12, Volume 11–Seismology : Surface Waves and Earth Oscillations, Volume 12–Seismology : Body Waves and Sources*, B. A. Bolt (Editor), (Academic Press, New York ; London)., *Geophys. J. Int.*, 39(1), 201–202, doi :10.1111/j.1365-246X.1974.tb05449.x. (Cité page 57.)
- Woodhouse, J. H., and A. M. Dziewonski (1984), Mapping the upper mantle : Three-dimensional modeling of earth structure by inversion of seismic waveforms, *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 89(B7), 5953–5986. (Cité page 34.)
- Yu, Y., Z. Yan, and M. P. Hickey (2015), Lower thermospheric response to atmospheric gravity waves induced by the 2011 tohoku tsunami, *J. Geophys. Res. : Space Physics*, 120(6), 5062–5075, doi :10.1002/2015ja020986. (Cité page 75.)
- Yuan, X., R. Kind, and H. A. Pedersen (2005), Seismic monitoring of the Indian Ocean tsunami, *Geophys. Res. Lett.*, 32(15), doi :10.1029/2005GL023464. (Cité page 72.)

Zhang, X., and L. Tang (2015), Detection of ionospheric disturbances driven by the 2014 Chile tsunami using GPS total electron content in New Zealand, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 120(9), 7918–7925, doi :10.1002/2014JA020879. (Cité pages 21 et 104.)

Ce document a été préparé à l'aide de l'éditeur de texte GNU Emacs et du logiciel de composition typographique L^AT_EX 2_ε.

