Anne 2012 – 2013 Unit de Recherche : IPGP quipe(s) : Planétologie et Sciences Spatiales Encadrant(s) : Philippe Lognonné



Signature d'un tsunami dans la ionosphère : Une simulation d'une mesure du TEC par occultation radio

Damian Walwer

Table des matières

1	Intro	oduction	3
2	Tsunamis et ondes de gravité atmosphériques		4
	2.1	Les Tsunamis	4
	2.2	Ondes de gravité atmosphérique Tsunamogènes	6
3	La to	echnique d'occultation radio	6
	3.1	Mesure du TEC grâce au signaux GNSS	7
4	Simulation du TEC perturbé par des ondes de gravité tsunamogènes		9
	4.1	Sommation des modes propres	9
	4.2	Couplage Atmosphère-Ionosphère : calcule de la vitesse des ions	11
	4.3	Calcul des perturbations de la densité électronique	12
	4.4	Calcul du TEC	14
5	Résultat de la simulation et comparaison avec la mesure		16
6	6 Conclusion		17
7	7 Remerciements		17

Résumé

Le contenu total en électrons de la ionosphère (le TEC) est une quantité mesurable grâce à son sondage par des ondes radios. La propagation d'un tsunami à la surface des océans peut engendrer l'ascension dans l'atmosphère d'onde de gravité (dites "tsunamogènes") qui peuvent apporter une modification du TEC observable.

L'objectif de ce travail de stage de recherche est de modéliser une mesure du TEC par occultation radio lorsque celui-ci est perturbé par des ondes de gravité tsunamogènes. L'occulation radio étant une technique permettant une mesure du TEC grâce au signal radio se propageant entre un satellite de positionnement et un satellite situé sur une orbite basse à environ 700 km d'altitude.

A partir de la modélisation des perturbations du vent générées par les ondes de gravité tsunamogènes, puis de la modélisation des interactions entre les particules neutres et les particules chargés de la ionosphère, les perturbations de la densité électronique ont été calculées au-dessus du Pacifique à l'endroit où des mesures du TEC par occultation radio ont été réalisées suite au tsunami déclenché par le séisme de Tohoku-Oki en 2011.

Mots clés : Atmosphère, tsunami, TEC, Occultation Radio, ionosphère

1 Introduction

Les Tsunamis sont des ondes de gravité océaniques qui se propagent sur de longues distances dans les océans. Ils sont généralement provoqués par des séismes, des éruptions volcaniques ou des glissements de terrains. Leur détection en pleine mer peut être difficile du fait de leur faible amplitude (quelques centimètres) par rapport au déplacement de la surface de l'eau provoqué par les vents, et de leurs très grandes longueurs d'onde ($\approx 100 km$).

Aux alentours des années 1960, des observations d'ondes gravito-acoustiques d'origine tellurique (explosions, séismes) ont été réalisées pour la première fois par Harkrider [1964] et Leonard and Barnes [1965]. La réponse de la ionosphère au forçage induit par des ondes de gravité atmosphériques, a été étudiée dans les années 1970 par Hooke [1970]. Puis, Peltier and Hines [1976] émettent pour la première fois l'idée d'une possible détection des tsunamis dans la ionosphère. Une telle détection est possible grâce au mouvement vertical du tsunami, qui, en déplaçant des masses d'airs déclenchent la propagation d' ondes de gravité dans l'atmosphère. La décroissance de la densité de l'air avec l'altitude a pour effet, par conservation de l'énergie cinétique, d'amplifier les oscillations des ondes atmosphériques lors de leur ascension. Un déplacement de quelques centimètres à la surface de l'eau peut donner lieu à un déplacement de plusieurs centaines de mètres à 150km d'altitude. Dans le plasma ionosphérique les interactions entre l'atmosphère neutre, perturbé par les ondes de gravité, et les particules chargées peuvent provoquer des modifications des propriétés du plasma détectable par le sondage de la ionosphère.

Le développement des systèmes de positionnement par satellite (GNSS) et la mise en place de réseaux GPS denses, permet à Calais and Minster [1996] d'observer des perturbations ionosphériques associées au déplacement du sol provoqué par le séisme de Northdrige de 1994 en Californie. La nature dispersive de la ionosphère affecte la propagation des ondes radios des signaux GNSS. La différence de temps d'arrivée de deux ondes radios, possédant des fréquences différentes, est directement proportionnelle au contenu total en électron de la ionosphère (TEC) qui peut être ainsi mesuré. Les perturbations ionosphériques provoquent des oscillations du TEC qui sont donc observable grâce aux signaux GNSS. [Artru, 2005] met en évidence pour la première fois des perturbations de la ionosphère liées au tsunami déclenché par le séisme du Pérou en 2001 grâce au sondage de la ionosphère à partir de signaux GPS.

Une nouvelle technique de télédétection est aujourd'hui à l'étude pour la détection des tsunamis dans la ionosphère : l'occultation radio. Elle exploite les signaux radios qui se propagent entre un récepteur GNSS porté par un satellite sur orbite LEO ("Low Earth Orbit", entre 600km et 800km d'altitude) et un satellite de positionnement (3600km d'altitude) (figure 1). Dans certaines conditions, le signal entre les deux satellites traverse l'ionosphère et permet ainsi une mesure du TEC (figure 2). Des mesures de TEC par occultation radio faites après le séisme de Tohoku-Oki au Japon ont permis de montrer qu'il est possible de détecter des perturbations ionosphériques liées aux tsunamis grâce à cette technique [Coisson, 2012].

L'objectif du travail présenté ici est de modéliser un des signaux de TEC obtenus par occultation radio suite au tsunami provoqué par le séisme de Tohoku-Oki en 2011. La première partie est consacrée à l'étude de certaines caractéristiques des tsunamis et des ondes de gravité atmosphériques. Dans la seconde partie, la technique d'occultation radio et le principe physique de mesure du TEC par le biais des ondes radios sont expliqués. La troisième partie présente l'approche utilisée pour simuler la mesure du TEC par occultation radio. Dans la dernière partie le TEC simulé et mesuré sont comparés.





 $\label{eq:Figure1} Figure1-Représentation schématique d'une occultation radio$

FIGURE 2 – Vision schématique d'une mesure du TEC par occultation radio

2 Tsunamis et ondes de gravité atmosphériques

2.1 Les Tsunamis

Les tsunamis sont des ondes de gravité qui se propagent à la surface des océans (onde de gravité de surface). Les oscillations de ces ondes sont entretenues par la force d'Archimède exercée sur les volumes d'eau qui se déplacent verticalement. La période typique des tsunamis est comprise entre 10 et 30 min. L'équation "d'eau peu profonde" ("the shallow water equation") est une équation dérivée à partir des équations de l'hydrodynamique qui permet de mettre en évidence certaines caractéristiques des tsunamis [E.Gill, 1982].

On considère tout d'abord un fluide à l'équilibre de densité homogène ρ , non visqueux et ayant une profondeur uniforme H. On suppose que l'équilibre est légèrement perturbé. Dans un repère cartésien, on peut écrire la perturbation de la surface du fluide $\eta(x, y, t)$ (figure 3). Dans ce problème, il est utile d'écrire la pression comme étant la somme de la pression hydrostatique et d'une petite perturbation de pression p',

$$p = -\rho g z + p \prime. \tag{1}$$



FIGURE 3 – géomètrie de la surface perturbée. Le déplacement par rapport à la surface non perturbée est η , et la profondeur à l'équilibre est H

On se place ici dans le cas où l'échelle horizontale (*H*) est petite devant la longueur d'onde verticale des perturbations. Ceci est pertinent dans la description des tsunamis puisque leurs longueurs d'onde sont de l'ordre de la centaine de km, ce qui est grand devant la profondeur des océans ($\approx 1000m$). Cette hypothèse permet d'écrire que la pression satisfait l'équilibre hydrostatique,

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \tag{2}$$

et donc que,

$$\frac{\partial p}{\partial z} = 0, \tag{3}$$

g étant l'accélération de la pesanteur. Soit l'équation de continuité du problème,

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \tag{4}$$

et les équations,

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x},\tag{5}$$

et,

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -g \frac{\partial \eta}{\partial y}.$$
(6)

sont les équations de conservations de la quantité de mouvement. Les conditions aux limites sont les suivantes :

$$w = 0 \quad en \quad z = -H \tag{7}$$

$$w = \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad en \quad z = \eta. \tag{8}$$

L'intégration de l'équation de continuité 4 par rapport à z, entre z = 0 et z = -H, et en utilisant les conditions aux limites 7 et 8, donne,

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + H(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}) = 0.$$
(9)

En dérivant par rapport au temps l'équation 9 et en utilisant les équations de conservations de la quantité de mouvement, 5 et 6, on obtient l'équation d'onde,

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = c^2 \nabla^2 \eta, \tag{10}$$

Anne 2012 – 2013

qui régit la propagation des petites perturbations de la surface de l'eau lorsque leurs longueurs d'onde sont grandes devant la profondeur H.

L'équation 10 est une équation d'onde qui permet de mettre en évidence certaines propriétés des tsunamis. Leur vitesse de propagation est $c = \sqrt{gH}$, si on prend par exemple H = 3500m et $g = 10m/s^2$ on a à peu près que la vitesse du tsunami est de 200m/s. Une autre caractéristique des tsunamis est que ce sont des ondes non dispersives, leur vitesse de propagation ne dépend pas de la fréquence.

2.2 Ondes de gravité atmosphérique Tsunamogènes

La propagation d'un tsunami se traduit par le déplacement vertical de la surface de l'eau. Ce déplacement peut générer dans l'atmosphère des perturbations du vent. Ces perturbations sont des ondes de gravité atmosphériques internes. Les ondes de gravité internes sont des ondes dont les oscillations sont entretenues par la force d'Archimède tout comme pour les ondes de gravité de surface mais contrairement à ces dernières, elles se propagent à l'intérieur d'un fluide dont la densité n'est pas homogène.

L'atmosphère est un fluide dont la densité décroît exponentiellement avec l'altitude. Des ondes de gravité internes peuvent s'y propager. La propagations de ces ondes est possible seulement si leurs fréquences est inférieures à la fréquence de "Brunt-Vaïssala". Typiquement, la fréquence de Brunt-Vaïssala est de 3mHz dans la basse atmosphère. Cette valeur correspond à une valeur maximum puisqu'elle a tendance à diminuer avec l'altitude à partir de 100km. Une expression de la fréquence de Brunt-Vaïssala, pour un fluide incompressible, est donnée par,

$$N(z)^{2} = -g(\frac{1}{\rho_{0}}\frac{d\rho_{0}}{dz} + \frac{g}{c_{s}^{2}})$$
(11)

avec ρ_0 la densité non perturbée, g l'accélération de la pesanteur, c_s^2 la vitesse du son dans l'atmosphère et *N* la fréquence de "Brunt-Vaïssala" Watada [2009b].

La décroissance exponentielle de la densité de l'air avec l'altitude a pour effet, par conservation de l'énergie cinétique, d'entraîner une augmentation de l'amplitude des ondes de gravité avec l'altitude. C'est cette propriété des ondes qui permet leur détection dans la ionosphère. Le facteur de proportionnalité entre l'amplitude à l'altitude zéro et l'amplitude à 300km est de l'ordre 10⁴.

3 La technique d'occultation radio

L'occultation radio est une technique de télédétection qui exploite les signaux qui se propagent entre un satellite de positionnement GNSS et un satellite LEO (Low Earth orbite) porteur d'un récepteur GNSS bi-fréquence. Dans certaines conditions, ces signaux traversent l'atmosphère et leurs inversions permettent d'obtenir des informations telles que le profil d'humidité et de température de la troposhère ainsi que le profil de la densité d'électrons de la ionosphère (e.g.Jakowski et al. [2004] et Hajj et al. [2002]).

La ionosphère est un milieu dispersif, les électrons libres présents interagissent avec les ondes électromagnétiques et les ralentissent. Les récepteurs GNSS bi-fréquence, émettant deux signaux possédant des fréquences porteuses différentes (L1=1575.420Mhz et L2=1227.600Mhz), permettent une mesure du TEC grâce à la différence du temps d'arrivée des deux phases porteuses. On peut montrer que pour le plasma ionosphérique, le délais entre les deux phases est directement proportionnel au TEC (le contenu total en électrons de la ionosphère("Total Electron Content")). Par définition, le TEC s'exprime :

$$TEC = \int N_e ds, \tag{12}$$

Avec N_e la densité électronique du milieu traversé et ds un petit élément de longueur. Dans le cas d'une mesure du *TEC* par occultation radio, on peut écrire :

$$TEC = \int_{satellite \ GNSS}^{LEO} N_e ds, \tag{13}$$

avec *ds* un petit élément de longueur le long du chemin parcouru par le signal radio allant d'un satellite GNSS à un satellite LEO.

3.1 Mesure du TEC grâce au signaux GNSS

Un modèle simple de propagation des ondes dans le plasma ionosphérique permet de mettre en évidence la relation de dispersion des ondes électromagnétiques dans la ionosphère. Les équations de départ sont les équations de Maxwell qui régissent le comportement des champs électromagnétiques et les équations de conservations de la quantité de mouvement pour des particules chargées (ions et électrons). On considère que la ionosphère est un milieu neutre, la densité de charge ρ est nulle. On ainsi que,

$$\nabla \cdot B = 0; \tag{14}$$

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t};\tag{15}$$

$$\nabla \cdot E = 0; \tag{16}$$

$$\nabla \times B = \mu_0 (j + \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}); \tag{17}$$

On complète ces équations avec la relation constitutive :

$$J = -e(n_e v_e - n_i v_i); \tag{18}$$

En considérant ici seulement les perturbations du mouvement des électrons et des ions provoquées par des ondes électromagnétiques, on peut écrire,

$$m_s \frac{\partial v_s}{\partial t} = q(E + v_s \times B); \tag{19}$$

B et *E* représentent respectivement le champ électrique et magnétique d'une onde électromagnétique, ε_0 est la permittivité électrique du vide, j est la densité de courant, μ_O est la perméabilité magnétique du vide, e est la charge élémentaire, n_e et n_i sont respectivement le nombre d'électron et le nombre d'ion, v_e et v_i sont respectivement la vitesse des électrons et celle des ions. Dans l'équation du mouvement, (19) m_s est la masse d'une particule chargée, v_s sa vitesse.

Pour une onde électromagnétique, tant que la vitesse v_s est petite devant celle de la lumière, le terme $v_s \times B_{GPS}$ peut être considéré comme négligeable devant le terme E_{GPS} , l'équation 19 devient ainsi,

$$\frac{\partial v_s}{\partial t} = q(E). \tag{20}$$

Pour une onde plane monochromatique,

$$E = E_0 exp(i\omega t - k.x), \tag{21}$$

 E_0 étant l'amplitude de l'onde, ω la pulsation, k le vecteur nombre d'onde, x le vecteur position, t le temps et i le nombre complexe. On peut exprimer v_s grâce à l'équation (20), ainsi, pour les électrons,

$$v_e = \frac{eE}{m_e i\omega'},\tag{22}$$

et pour les ions

$$v_i = \frac{-eE}{m_i i\omega},\tag{23}$$

puisque appliquer l'opérateur, $\frac{\partial}{\partial t}$, revient à multiplier par $-i\omega$. La masse des ions étant très grande devant celle des électrons, la vitesse des ions peut être négligée devant celle des électrons et on peut écrire, en injectant la vitesse des électrons (22) dans l'équation (18) que,

$$j = \frac{n_e e^2}{i\omega m_e} E.$$
 (24)

Insérer la relation (24) dans l'équation de Maxwell-Ampère 17 et en se rappelant que pour une onde électromagnétique monochromatique l' opérateur $\nabla \times = k \times$ permet d'obtenir la relation de dispersion des ondes électromagnétiques dans le plasma ionosphérique,

$$\frac{\omega^2}{c^2} = k^2 + \frac{\omega_p^2}{c^2} \Longleftrightarrow k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} (1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2})$$
(25)

ou, $\omega_p = \frac{N_e e^2}{e_0 m_e}$ est appelé la pulsation de plasma, elle caractérise la fréquence d'oscillation du plasma. La relation de dispersion (25) montre que pour qu'une onde électromagnétique se propage dans la ionosphère (i.e. le nombre d'onde k est un nombre réel), il faut que la pulsation de l'onde soit supérieure à celle du plasma autrement l'onde est réfléchie. Dans la ionosphère, vers 300km d'altitude, la densité électronique N_e est d'environ $10^{12} electons/m^3$, $e = 1.602.10^{19}C$, $m_e = 9.02.10^{31}kg$, $\epsilon_0 = 8.85.10^{-12}kg^{-1}$. $m^{-3}.A^2.s^4$; un ordre de grandeur de la fréquence de plasma est donc 10Mhz. Les fréquences porteuses des ondes radio émises par les récepteurs GPS bifréquences étant de l'ordre du Ghz (L1=1575.420Mhz et L2=1227.600Mhz), elles peuvent se propager dans la ionosphère.

On peut, grâce à la relation de dispersion, exprimer la vitesse de phase d'une onde électromagnétique se propageant dans la ionosphère. La vitesse de phase d'une onde est,

$$c_{\phi} = \frac{\omega}{k} \tag{26}$$

Ici, on a donc que,

$$c_{\phi} = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}}.$$
(27)

Le temps de propagation de la phase entre un satellite GNSS et un récepteur est,

$$T_{\phi} = \frac{1}{c} \int_{satellite}^{recepteur} \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} dx.$$
 (28)

Lorsque la fréquence de l'onde électromagnétique est grande devant celle du plasma (c'est la cas pour les ondes radios et la fréquence de plasma de la ionosphère), on peut linéariser l'équation (28) qui devient,

$$T_{phi} = \frac{1}{c} \int_{satellite}^{recepteur} dx (1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2}.$$
 (29)

Dans ce cas, la différence de temps d'arrivée des deux phases d'un signal GNSS est directement proportionnelle au TEC. En considérant deux signaux avec des fréquences f_1 et f_2 , le délais temporel ΔT entre les deux fréquences s'écrit :

$$\Delta T = \frac{40.3TEC}{c(f_1 - f_2)}.$$
(30)

En rappelant que le TEC par définition s'exprime ainsi :

$$TEC = \int_{satellite}^{recepteur} N_e ds \tag{31}$$

 N_e étant la densité d'électron. Le TEC est le contenu total en électron le long du chemin parcouru par l'onde électromagnétique ; il s'exprime souvent en TECU (1*TECU* = 10^{16} *electrons*/ m^2).

C'est donc la proportionnalité entre le retard de phases et le TEC qui permet sa mesure grâce aux ondes radios émises par les récepteurs GNSS bi-fréquences.

4 Simulation du TEC perturbé par des ondes de gravité tsunamogènes

Le but du travail est de simuler une mesure du TEC par occultation radio lorsque celui-ci est perturbé par des ondes atmosphériques déclenchées par le passage d'un tsunami. Le TEC étant l'intégral le long d'un rai de la densité électronique, une partie du travail consiste au calcul des perturbations de la densité électronique générée par le passage d'ondes de gravité atmosphériques. L'approche utilisée pour calculer les perturbations de densité électronique est la suivante : dans un premier temps, les ondes atmosphériques se propageant dans l'atmosphère neutre ont été modélisées par l'intermédiaire de calculs des modes propres de vibrations de la Terre et de ses enveloppes fluides ; dans un second temps un modèle simple de couplage entre l'atmosphère neutre et les particules chargées a été utilisé et permet d'obtenir la perturbation de la vitesse des ions provoquée par les ondes de gravité. Ensuite, l'équation de continuité des électrons,

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \nabla .(N_e v_i) = 0, \tag{32}$$

est dérivée pour obtenir les perturbations de densité d'électrons. Puis finalement, la densité électronique a été intégrée le long d'un rai entre un satellite GNSS et un satellite LEO à plusieurs instants afin d'obtenir une série temporelle du TEC. Cette approche a été utilisée également par Rolland [2010] pour simuler les oscillations du TEC qui ont suivi les séismes de Wenchuan en Chine (2008) et Tokachi-Oki au Japon (2003).

4.1 Sommation des modes propres

La théorie qui permet le calcul numérique des perturbations du vent liées aux ondes de gravité tsunamogènes est basée sur les modes propres de vibration de la Terre et est décrite par ?. La Terre est considérée comme un solide élastique qui possède des oscillations caractéristiques appelées modes propres. Ces modes propres sont les solutions de l'équation du mouvement de la Terre sous l'effet de la gravité et de l'élasticité. Cette théorie permet de regarder comment les modes propres de vibrations de la Terre sont affectés lorsque la planète est soumise à une petite perturbation de son état d'équilibre (e.g. un séisme). Cette approche permet la modélisation des perturbations atmosphériques produites par les séismes et les tsunamis Artru et al. [2001].

Pour ce travail, le séisme de Tohoku-oki a été modélisé et des sismogrammes synthétiques ont été calculés dans l'atmosphère dans une grille s'étalant de 149° à 157° en longitude, de 22° à 30° en



FIGURE 4 – Exemple d'un sismogramme synthétique de la vitesse verticale de l'atmosphère calculée grâce au calcul des modes propres de la Terre. La position du sismogramme est : 100km d'altitude, 26.8°de latitude et 152°de longitude.



FIGURE 5 – Vitesse verticale de l'atmosphère à 250km d'altitude à différents instants, obtenue à partir du calcul des modes propres. La première image a lieu 2000 secondes après le début du séisme modélisé et chaque image est séparée de 1000 secondes. A partir de 6000 secondes après le séisme, on remarque le front des ondes de gravité tsunamogènes.

latitude et de 100km à 400km d'altitude. Les pas séparant chaque point de la grille sont 0.2° en latitude et longitude et 10km en altitude. La grille possède donc un total de 52111 points et en chacun de ces points sont calculés les composantes verticale, Nord et Est des perturbations de la vitesse de l'atmosphère toute les 10 secondes pendant 10800 secondes. Autrement dit, en chacun des points de la grille, est calculé un sismogramme représentant les perturbation du vent. Le temps zéro du modèle correspond au déclenchement du séisme. Les figures 4 et 5 montrent certains résultats du calcul des sismogrammes à partir des modes propres.

4.2 Couplage Atmosphère-Ionosphère : calcule de la vitesse des ions

Les perturbations de l'atmosphère neutre, liées aux ondes de gravité tsunamogènes, sont donc calculées à partir des modes propres. Ces perturbations interagissent avec le plasma ionosphérique et les particules chargées (ions et électrons). Et ce sont ces interactions qui entraînent ensuite les oscillations du TEC que l'on peut observer.

L'étude des interactions neutres/ions se fait par le biais de l'équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} = v_i(w - v_i) + \frac{q_i}{m_i}(v_i \times B), \tag{33}$$

 v_i est la vitesse des ions, v_i est la fréquence de collision neutres/ions, q_i est la charge des ions, m_i leurs masses et B est le champ magnétique terrestre.

Les ondes de gravité dans l'atmosphère ont une fréquence toujours inférieure à la fréquence de Brunt-Vaïssala (section 2.2). Cette fréquence est au maximum d'environ 3 mHz et diminue à partir de 100km d'altitude. Quant à la fréquence de collision v_i , elle est de l'ordre de 1Hz vers 200km d'altitude. Dans notre cas, où l'on souhaite regarder les perturbations de la vitesse des ions provoquées par une onde de gravité de fréquence f, le terme d'inertie $\frac{\partial v_i}{\partial t}$ peut s'écrire $-ifv_i$. La fréquence f des ondes de gravité étant inférieure à la fréquence de collision v_i , le terme d'inertie peut être négligé devant celui de collisions, $v_i(w - v_i)$. Cette approximation permet alors d'écrire la vitesse des ions ainsi selon le formalisme développer par Macleod [1966] :

$$v_i = \frac{1}{1+K^2} (K^2 w + K w \times 1_b + (w.1_b) 1_b), \tag{34}$$

avec,

$$1_b = \frac{B}{|B|} \tag{35}$$

et

$$K = \frac{m_i v_i}{e|B|},\tag{36}$$

 1_b est un vecteur unité qui a la direction du champ magnétique terrestre, K est le rapport entre la fréquence de collision des particules neutres avec les ions et la gyrofréquence $\frac{q_i|B|}{m_i}$. L'équation nous indique que la vitesse des ions, v_i a une composante dans la direction de la vitesse des particules neutres, une perpendiculaire au champ magnétique et une dans la direction du champ magnétique.

Dans la haute atmosphère K_i;1, (i.e. la gyrofréquence (20Hz) est grande devant la fréquence de collision) et on peut écrire alors que,

$$v_i = (w.1_b)1_b,$$
 (37)

autrement dit, la vitesse des ions est simplement la vitesse des neutres projetée sur les lignes du champ magnétique terrestre. A partir de l'équation 37, pour être capable de calculer la vitesse des ions, les informations dont on a besoin sont : la vitesse des neutres w et un modèle de champ magnétique. La vitesse des neutres est donnée par les sismogrammes obtenus grâce aux calculs des modes propres. Pour calculer 1_b, le modèle du champ magnétique IRGF (International Geomagnetic Reference Field ?) a été utilisé. Ce modèle permet le calcul des différentes composantes du champ magnétique terrestre principal à partir du développement en harmonique sphérique du potentiel magnétique terrestre. Pour ce travail, les composantes du champ géomagnétique ont été calculées à la date du séisme de Tohoku-Oki et aux mêmes points de la grille dans laquelle les sismogrammes synthétiques de l'atmosphère ont été calculés. La figure 6 représente la norme du champ magnétique, au moment et à l'endroit souhaité, obtenue à partir du modèle IRGF.



FIGURE 6 – Norme du champ magnétique en gauss a 100km d'altitude entre 22° et 30° de latitude et 149° et 157° de longitude.Obtenu à partir du modèle IGRF

4.3 Calcul des perturbations de la densité électronique

Le TEC que l'on cherche à simuler ici est l'intégrale de la densité atmosphérique le long d'une ligne droite entre un satellite de positionnement GNSS et un satellite LEO ($TEC = intN_eds$). L'information dont on a besoin pour le calculer est donc la densité électronique. Cette densité électronique peut être dérivée à partir de l'équation de continuité des électrons,

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \nabla .(N_e v_i) = 0. \tag{38}$$

On pose que $N_e = N_{e0} + \delta N_e$, et en faisant l'hypothèse a priori que les perturbations de la densité électronique δN_e sont petites devant la densité électronique non perturbée N_{e0} , on peut écrire que,

$$\delta N_e(t,\vec{r}) = -\int_0^t \nabla .(N_{e0}v_i). \tag{39}$$

Avec \vec{r} le vecteur position.

La densité électronique N_{e0} d'une atmosphère non perturbée par les ondes de gravité est calculée à partir du modèle IRI [Bilitza and Reinisch, 2008] (International Reference Ionosphere). Ce

modèle est empirique, il se base sur des observations et donne des représentations moyennes de paramètres de la ionosphère. Ce modèle nous permet d'obtenir les valeurs de densités électroniques de l'atmosphère non perturbée N_{e0} en chaque point de notre grille et à l'heure à laquelle on souhaite simuler notre mesure du TEC. La figure 7, montre un exemple de profil de densité électronique obtenue à partir du modèle IRI.



FIGURE 7 – Profil altimètrique de densité électronique obtenu avec le modèle IRI.

La divergence de $N_{e0}v_i$ a été calculée numériquement à l'aide de différences finies. Une différence finie permet d'approximer la dérivée d'une quantité par rapport à une variable. Par exemple, on peut approximer la dérivée d'une quantité A par rapport à une variable x de la manière suivante :

$$\frac{\partial A(x)}{\partial x}(i) \simeq \frac{A(i+1) - A(i)}{x(i+1) - x(i)}.$$
(40)

Le calcul de la divergence de $N_e 0v_i$ à été faits en chaque point de la grille puis a été intégré par rapport au temps pour obtenir $\delta N_e(t)$:

$$\delta N_e(t) = -\int_0^t \nabla (N_{e0}v_i) \approx -\sum_0^t N_{e0}v_i \tag{41}$$

La figure 8 représente certains résultats du calcul de δN_e .



FIGURE 8 – Cartes à différents instants à 250km d'altitude de la perturbation de la densité électronique δN_e calculée suivant la méthode expliquée ci-dessus. La première image a lieu 2000 secondes après le déclenchement du séisme, et chaque image est séparée de 1000 secondes. On peut remarquer l'avancée du front des ondes de gravité atmosphériques qui provoque des modifications de la densité électronique.

4.4 Calcul du TEC

Afin de simuler une mesure des perturbations du TEC par occultation radio provoquées par les ondes de gravité tsunamogènes, il faut intégrer les perturbations de la densité électronique le long du trajet suivi par les ondes radios transmises entre un satellite GNSS et un satellite LEO. La ionosphère est un milieu dispersif et le trajet des ondes radios à l'intérieur présente une courbure. Cependant, cette courbure peut être négligée dans la ionosphère et on peut considérer que dedans, le chemin parcouru par les ondes radios sont des lignes droites [Gorbunov and Kornblueh, 2001]. La simulation que l'on souhaite réaliser ici est une simulation d'une mesure du TEC effectuée par Pierdavide Coïsson dans le cadre de son travail de thèse [Coisson, 2012]. Cette mesure a été réalisée grâce à un satellite de la constellation COSMIC (Constellation Observing System for Meteorology Ionosphere and Climate). La constellation radio. Les positions du satellites LEO et est la première dédiée aux mesures par occultation radio. Les positions du satellites COSMIC et GPS, au moment de l'occultation, qui ont permis de faire la mesure, sont représentées sur la figure 9.



FIGURE 9 – Le trait rouge représente le trajet du satellite LEO pendant la mesure du TEC par radio occultation. Le trait bleu représente la trajectoire du satellite GPS pendant la mesure et les lignes noires représentent les trajectoires des premiers et derniers signaux radios qui ont permis de faire la mesure

Les ondes radios sondent la ionosphère au-dessus du Pacifique au moment où des ondes de gravité tsunamogènes s'y propagent. Le pas d'échantillonnage de la mesure est la seconde.

Pour calculer le TEC, connaissant à chaque seconde la position du satellite LEO et du satellite GPS, on a pu décomposer chaque ligne droite entre les deux satellites en éléments de longueur de 10km. Ensuite, les points de la grille les plus proches de ces éléments de longueur ont été sélectionnés pour effectuer l'intégration numérique,

$$\delta TEC = L \sum_{i=1}^{i=N} (\delta N_e) \tag{42}$$

N étant le nombre d'élément de longueur et L leur taille.



5 Résultat de la simulation et comparaison avec la mesure

Le TEC mesuré par occultation radio est représenté dans la figure 4.4. L'amplitude maximum du signal (450*TECU*) correspond au moment où les ondes radios passent par un maximum de densité électronique. Cette représentation du TEC ne permet pas de mettre en évidence la présence d'onde de gravité tsunamogène car l'amplitude des perturbations du TEC provoquées par les ondes de gravité est inférieure à 1 TECU [Coisson, 2012]. Pour mettre en évidence les oscillations du TEC liées au tsunami, un filtre passe bande entre 50mHz et 0.1Hz a été appliqué Coisson [2012]. Le TEC filtré est représenté dans la figure 10. Ces oscillations sont provoquées par les ondes de gravité d'origine tsunamigènique. Sur la même figure, en dessous est représenté le TEC synthétique filtré entre 50mHz et 0.14 Hz.



FIGURE 10 – La figure du haut montre le TEC filtré entre 50mHz et 0.1Hz mesuré au-dessus du Pacifique par radio occultation. La figure du bas correspond au TEC synthétique filtré entre 50mHz et 0.14Hz.

L'accord entre le résultat de la simulation et la mesure réalisée n'est pas très bon. Plusieurs points sont à souligner. Premièrement, les deux signaux n'ont pas une forme tout à fait semblable. De plus, le signal synthétique est un peu plus compressé dans le temps : ses oscillations sont un peu plus hautes fréquences que le signal mesuré. Enfin, les deux signaux présentent une différence d'amplitude. L'amplitude maximum de la mesure est d'environ 1 TECU tandis que celle du TEC synthétique est d'environ 20 TECU.

En conclusion, la simulation de la mesure du TEC par occultation présentée ici, n'est pas très satisfaisante. Une des raisons qui pourrait expliquer cette insatisfaction est à chercher au niveau du calcul de la perturbation de la vitesse du vent générée par le tsunami. En effet, la théorie des modes propres sur laquelle se base ce calcul est une théorie linéaire. Or, comme le montre la figure **??** à 150 km d'altitude la vitesse verticale de l'atmosphère perturbée peut atteindre

1000m/s, une vitesse élevée comme celle-ci peut engendrer des effets non linéaires qui sont ne sont pris en compte dans ce travail. De plus, l'équation complète de conservation de la quantité de mouvement des ions s'écrit :

$$\rho_i(\frac{\partial v_i}{\partial t} + (v_i \cdot \nabla) \cdot v_i) = -\nabla p + \rho_i \frac{q_i}{m_i} (v_i \times B) + \rho_i g - \rho_i v_i (v_i - w),$$
(43)

avec ∇p le gradient de pression [Rolland, 2010]. Dans ce travail, plusieurs termes de cette équation ont été négligés pour obtenir l'équation 33 de la section 4.2. Un de ces termes est le terme d'advection (v_i . ∇). v_i . Ce terme peut être négligé lorsque l'on suppose que les vitesses de perturbations du fluide sont inférieures à la vitesse du son dans la haute atmosphère (500m/s; vitesse du son _i1000m/s) [Rolland, 2010]. Or, dans le cas du séisme de Tohoku-Oki, dont la magnitude est de 9.0, il se peut que l'hypothèse faite ne soit pas valable et qu'il faille prendre en compte ce terme non linéaire qui peut avoir pour effet d'atténuer les perturbations de longue période [Artru, 2005].

6 Conclusion

L' exploitation des propriétés dispersives de la ionosphère pour détecter les séismes et les tsunamis est une idée qui a émergé aux alentours des années 1960. Aujourd'hui, de nombreuses techniques permettent le sondage de la ionosphère et la détection de ses perturbations. La compréhension des phénomènes qui provoquent les modifications du plasma ionosphérique que l'on observe aujourd'hui passe par leurs modélisations.

A partir du calculs des perturbations du vent par sommation de modes propres nous avons tenter de reconstituer les perturbations de la vitesse des ions et de la densité électronique de la ionosphère dans le but de reproduire un signal de TEC mesuré par occultation radio après le séisme de Tohoku-Oki en 2011. L'accord entre le TEC observé et le TEC modélisé n'est pas très bon puisque la différence d'amplitude entre les deux signaux est de l'ordre de 20 TECU. Il est possible que l'ampleur du séisme de Tohoku-Oki et du tsunami qui a suivi a généré des effet non linéaire qui ne sont pas pris en compte dans les modèles de perturbations du vent et de perturbations de la vitesse des ions que nous avons utilisés. Ces effets non linéaires peuvent atténuer les perturbations de grandes longueurs d'ondes telles que celles liés aux ondes de gravité.

7 Remerciements

Ce stage a été effectué dans le laboratoire de Planétologie et science spatiale de l'Institut de Physique du Globe de Paris, sous la direction de Philippe Lognonné, que je remercie pour m'avoir permis de travailler sur un sujet très intéressant regroupant plusieurs aspects fondamentaux de la physique et de la géophysique mais qui en plus a un intérêt sociétal évident. Je tiens également à remercier Khaled Kelfi, doctorant au laboratoire, avec qui j'ai pu échanger et qui m'a permis de réaliser certains calculs numériques sur son ordinateur. Je souhaite remercier aussi Pierdavide Coïsson qui m'a conseillé des articles concernant la technique d'occultation radio et Sophie Vicente qui m'a aidé à réaliser certaines images avec GMT.

Références

- J Artru. Tsunami detection in the ionosphere. *Space Research Today*, pages 23–27, 2005. URL http://adsabs.harvard.edu/abs/2005SpReT.163...23A.
- Juliette Artru and Vesna Ducic. Ionospheric detection of gravity waves induced by tsunamis. Geophysical Journal..., 160(3):840–848, March 2005. ISSN 0956540X. doi:10.1111/j.1365-246X. 2005.02552.x. URL http://doi.wiley.com/10.1111/j.1365-246X.2005.02552.xhttp:// onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1111/j.1365-246X.2005.02552.x/full.
- Juliette Artru, P Lognonné, and Elisabeth Blanc. Normal modes modelling of postseismic ionospheric oscillations. *Geophysical Research Letters*, 28(4):697–700, 2001. URL http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2000GL000085/full.
- Elvira Astafyeva. First ionospheric images of the seismic fault slip on the example of the Tohokuoki earthquake. *Geophysical Research* ..., 38(22):n/a–n/a, November 2011. ISSN 00948276. doi : 10.1029/2011GL049623. URL http://doi.wiley.com/10.1029/2011GL049623http: //onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2011GL049623/full.
- D. Bilitza and B.W. Reinisch. International Reference Ionosphere 2007 : Improvements and new parameters. *Advances in Space Research*, 42(4) :599–609, August 2008. ISSN 02731177. doi : 10.1016/j.asr.2007.07.048. URL http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/ S0273117708000288.
- Eric Calais and J Bernard Minster. GPS detection of ionospheric perturbations following a Space Shuttle ascent. *Geophysical research letters*, 23(15) :1897–1900, 1996. URL http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/96GL01256/full.
- Pierdavide Coisson. Détection multi instruments des perturbations ionosphériques générées par la propagation des tsunamis. PhD thesis, 2012.
- Nstitut De, Hysique Du, Lobe De, Quipe De, and Patiale Et. Etude r&t : sondage ionospherique par radio- occultation et reflectometrie rapport final. 2012.
- Adrian E.Gill. Atmosphere-Ocean Dynamics. 1982.
- ME Gorbunov and L Kornblueh. Analysis and validation of GPS/MET radio occultation data. *Journal of Geophysical Research* : . . . , 34(4) :949–966, 2001. URL http://onlinelibrary.wiley. com/doi/10.1029/2000JD900816/full.
- G.a. Hajj, E.R. Kursinski, L.J. Romans, W.I. Bertiger, and S.S. Leroy. A technical description of atmospheric sounding by GPS occultation. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 64(4):451–469, March 2002. ISSN 13646826. doi: 10.1016/S1364-6826(01)00114-6. URL http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1364682601001146.
- David G Harkrider. Theoretical and observed acoustic-gravity waves from explosive sources in the atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 69(24) :5295–5321, 1964.
- William H. Hooke. Ionospheric response to internal gravity waves : 3. Changes in the densities of the different ion species. *Journal of Geophysical Research*, 75(34) :7239–7243, December 1970. ISSN 01480227. doi : 10.1029/JA075i034p07239. URL http://doi.wiley.com/10. 1029/JA075i034p07239.
- N Houlié, G Occhipinti, and T Blanchard. New approach to detect seismic surface waves in 1Hz-sampled GPS time series. *Scientific reports*, 1(44) :44, January 2011. ISSN 2045-2322. doi:10.1038/srep00044. URL http://www.pubmedcentral.nih.gov/articlerender.fcgi? artid=3216531&tool=pmcentrez&rendertype=abstracthttp://www.nature.com/srep/ 2011/110722/srep00044/full/srep00044.html?WT.ec_id=SREP-704-20110801.

- N Jakowski and A Wehrenpfennig. GPS radio occultation measurements of the ionosphere from CHAMP : Early results. *Geophysical Research* ..., 29(10) :2–5, 2002. URL http://www.agu.org/pubs/crossref/2002/2001GL014364.shtml.
- Norbert Jakowski, Reinhart Leitinger, and Matthew Angling. 7 Radio occultation techniques for probing the ionosphere. 47:1049–1066, 2004.
- Hiroo Kanamori. Some uid-mechanical problems in geophysics waves in the atmosphere and fault lubrication. *Fluid Dynamics Research*, 34(1) :1–19, 2004. doi : 10.1016/j. URL http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJ7-49TRG9J-1/2/ da0932830cd6912d10eafdc8b0289ce8.
- E A Kherani, P Lognonné, H Hébert, L Rolland, E Astafyeva, G Occhipinti, P Coïsson, D Walwer, and E R de Paula. Modelling of the total electronic content and magnetic field anomalies generated by the 2011 Tohoku-Oki tsunami and associated acoustic-gravity waves. *Geophysical Journal International*, 191(3) :1049–1066, 2012.
- E Alam Kherani, Philippe Lognonné, Nishant Kamath, Francois Crespon, and R Garcia. Response of the ionosphere to the seismic trigerred acoustic waves : electron density and electromagnetic fluctuations. *Geophysical Journal International*, 176(1) :1–13, January 2009. ISSN 0956540X. doi : 10.1111/j.1365-246X.2008.03818.x. URL http://doi.wiley.com/10.1111/j.1365-246X.2008.03818.x.
- RS Leonard and RA Barnes. Observation of ionospheric disturbances following the Alaska earthquake. *Journal of Geophysical Research*, 70, 1965. URL http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/JZ070i005p01250/full.
- P Lognonné. Computation of seismograms and atmospheric oscillations by normalmode summation for a spherical earth model with realistic atmosphere. *Geophysical Journal* ..., pages 388–406, 1998. URL http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1046/j.1365-246X.1998. 00665.x/full.
- P Lognonné, J Artru, and R Garcia. Ground-based GPS imaging of ionospheric post-seismic signal. *Planetary and Space...*, 54(5):528–540, April 2006. ISSN 00320633. doi: 10.1016/j.pss.2005. 10.021. URL http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0032063305002126http: //www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032063305002126.
- Malcolm A Macleod. Sporadic e theory. i. collision-geomagnetic equilibrium. *Journal of Atmo*spheric Sciences, 23:96–109, 1966.
- AG Pavelyev, J. Wickert, YA Liou, and Ch. Reigber. Different mechanisms of the ionospheric influence on GPS occultation signals. *GPS Solutions*, 9(2):96–104, June 2005. ISSN 1080-5370. doi: 10.1007/s10291-005-0138-6. URL http://link.springer.com/10.1007/ s10291-005-0138-6http://link.springer.com/article/10.1007/s10291-005-0138-6.
- WR Peltier and CO Hines. On the possible detection of tsunamis by a monitoring of the ionosphere. *Journal of Geophysical Research*, 81(12) :1995–2000, 1976. URL http://www.agu.org/pubs/crossref/1976/JC081i012p01995.shtml.
- LM Rolland and P Lognonné. The resonant response of the ionosphere imaged after the 2011 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake. *Earth, planets and ...,* 63(7) :853–857, September 2011. ISSN 13438832. doi : 10.5047/eps.2011.06.020. URL http://www.terrapub.co.jp/journals/EPS/abstract/6307/63070853.htmlhttp://www.terrapub.co.jp/journals/EPS/pdf/2011/6307/63070853.pdf.

- Lucie Rolland. Sismologie ionosphérique : Détection et modélisation des ondes ionosphériques postsismiques. PhD thesis, 2010.
- Shingo Watada. Radiation of acoustic and gravity waves and propagation of boundary waves in the stratified fluid from a time-varying bottom boundary. *Journal of Fluid Mechanics*, 627:361, May 2009a. ISSN 0022-1120. doi: 10.1017/S0022112009005953. URL http://www.journals.cambridge.org/abstract_S0022112009005953.
- Shingo Watada. Radiation of acoustic and gravity waves and propagation of boundary waves in the stratified fluid from a time-varying bottom boundary. *Journal of Fluid Mechanics*, 627 : 361, 2009b.