HAL
open science

# Ondes de gravité atmosphériques observées par un réseau mondial de microbaromètres

Julien Marty

## To cite this version:

Julien Marty. Ondes de gravité atmosphériques observées par un réseau mondial de microbaromètres. Océanographie. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2010. Français. NNT : 2010PA066307 . tel-00740700

**HAL Id: tel-00740700**

**https://theses.hal.science/tel-00740700v1**

Submitted on 10 Oct 2012

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THÈSE DE DOCTORAT

Université Pierre et Marie Curie

Spécialité : Océanologie - Météorologie - Environnement

présentée par

Julien Marty

en vue d'obtenir le grade de

Docteur de l'université Pierre et Marie Curie

# Ondes de gravité atmosphériques observées par un réseau mondial de microbaromètres

## Modélisation, Métrologie, Expérimentation, Analyse

*Thèse soutenue le 12 Octobre 2010 devant le jury composé de :*

| | | | |
|---|---|---|---|
| *M.* | *François Ravetta* | *UPMC* | *Président du jury* |
| *M.* | *Philippe Blanc-Benon* | *LMFA* | *Rapporteur* |
| *M.* | *Jacques Parent du Châtelet* | *Météo-France* | *Rapporteur* |
| *M^me^* | *Elisabeth Blanc* | *CEA* | *Directrice* |
| *M.* | *Francis Dalaudier* | *LATMOS* | *Directeur* |
| *M.* | *Lars Ceranna* | *BGR Hannover* | *Examinateur* |
| *M.* | *Läslo Evers* | *KNMI* | *Examinateur* |

*À ma femme, Otgontuya*

# Remerciements

Je remercie avant tout mon directeur de thèse, Francis Dalaudier, d'avoir accepté d'initier un ingénieur en télécommunications à la dynamique de l'atmosphère et surtout d'avoir toujours pris le temps de répondre à mes très nombreuses questions. Ses conseils, ses encouragements, ses idées originales et son suivi régulier lors de toutes les différentes phases de ma thèse ont été extrêmement précieux. Je voudrais également dire merci à ma co-directrice de thèse, Elisabeth Blanc, pour son soutien tout au long de ma thèse et en particulier lors de la campagne de mesure Mongolie 2008.

Je tiens aussi à exprimer mes remerciements aux membres du jury, qui ont accepté d'évaluer mon travail de thèse. Merci à M. François Ravetta de m'avoir fait l'honneur de présider mon jury de thèse, à MM. Philippe Blanc-Benon et Jacques Parent du Châtelet d'avoir accepté d'être mes rapporteurs et à MM. Lars Ceranna et Läslo Evers d'avoir accepté d'examiner mon travail de thèse.

Je tiens également à remercier M. René Crusem de m'avoir accueilli dans le service du LDG et plus largement dire merci aux nombreuses personnes du DASE avec qui j'ai eu la chance de travailler durant ces trois années de thèse. Parmi elles, je souhaite tout particulièrement remercier Thierry Héritier, pour son soutien et ses conseils avisés lors de la thèse mais aussi lors de mes deux années passées en Mongolie. Je remercie grandement Damien Ponceau pour ses cours de métrologie et toute son aide pour la mise en place de la campagne de mesure Mongolie 2008 et des différentes expériences de laboratoire. Je tiens à dire merci à Jean-Marc Kœnig pour son aide lors de l'installation des réseaux, Thomas Farges pour ses encouragements et nos discussions scientifiques, Olivier Sèbe d'avoir toujours pris le temps de m'aider, Denis Lubin pour nos déjeuners réguliers et constructifs, Stéphane Denis pour nos discussions sur les capteurs et les réseaux de filtrages, Franck Larsonnier pour son aide lors des expériences de laboratoire et enfin Isabelle Jeannin pour son aide, sa gentillesse et son soutien.

J'ai également une énorme pensée pour toutes les personnes du centre de recherche en astronomie et géophysique d'Ulaanbaatar. Mes deux années passées en leur compagnie ont probablement changé ma vie. J'ai une pensée toute particulière envers Demberel, nos discussions et ses conseils sur la vie en général, et pour Battulga qui m'a fait l'honneur de m'accompagner aux quatre coins de ce pays magnifique. Mash ikh bayarlalaa !

Je n'oublie évidemment pas mes compagnons de fortune (ou d'infortune) au CEA. J'ai laissé ma mémoire, surement plus impressionnée par les événements récents et répétés, le soin de retrouver ses personnes. Je pense tout d'abord à mes deux homonymes, le premier pour tous nos délires notamment à Vienne et lors de mon enterrement de vie de garçon, et le deuxième pour tous nos fous-rires, les caïpirinhas et surtout sa faculté à mettre des points noirs sur les fraises. J'ai également une pensée pour tous ceux qui ont partagé mon bureau, Gégé, Michaël, Marion et ce phénomène d'Harry. Je n'oublie évidemment pas Sylvain et ses excellents cours de salsa et Laurent et Vincent que j'ai moins vus ces derniers temps mais avec qui j'ai passé de très bons moments. Je remercie enfin Christophe pour m'avoir fait découvrir les échidnés et surtout pour tout le temps passé à améliorer l'anglais de mes articles.

J'ai également une profonde pensée pour ma famille et plus particulièrement pour mes parents et mes deux petites sœurs qui me font toujours autant rigoler. Je profite aussi de cette occasion pour faire une petite dédicace à mon club de Rugby de Paris XV et à tous les rigolos que je croise quotidiennement (par ordre d'ancienneté, Nico, Charly, Griselle, Lardon, Max, Jeff, Polo, Nono, Tutu, Nabil, Cheese, Stef, etc.). Enfin toutes mes pensées vont vers celle chez qui je puise toute mon énergie et ma joie de vivre. Ses sourires illuminent ma vie jour après jour.

# Résumé

L'organisation du traité d'interdiction complète des essais nucléaires (OTICE) dispose actuellement d'un réseau mondial de quarante-deux stations opérationnelles qui enregistrent les fluctuations de pression atmosphériques produites au niveau du sol par les ondes infrasonores. Cette thèse démontre que la plupart de ces stations détectent également, avec une grande précision, les fluctuations de pression dans toute la bande des ondes de gravité. Ce travail inclut la réalisation et l'analyse de plusieurs expériences de métrologie en laboratoire et d'une campagne de mesure temporaire (M2008) déployée en Mongolie en 2008. La planification puis l'interprétation des données de ces expériences a conduit au développement d'un nouveau modèle linéaire spectral numérique pour simuler la génération et la propagation des ondes de gravité. Ce modèle est notamment utilisé pour quantifier les ondes de gravité induites par le refroidissement atmosphérique produit lors d'une éclipse de Soleil. Les fluctuations de pression attendues au niveau du sol lors de l'éclipse du 1er août 2008 sont estimées et comparées aux données enregistrées par les stations infrasons de l'OTICE et du réseau M2008. Une analyse détaillée de ces données a montré l'existence de deux ondes avec des caractéristiques temps-fréquence similaires aux ondes simulées pour des refroidissements stratosphérique et troposphérique. Ceci constitue à notre connaissance un résultat original. La validation des enregistrements de pression dans toute la bande des ondes de gravité a permis de mener des études statistiques pluriannuelles et d'échelle mondiale sur les spectres d'ondes de gravité et les marées atmosphériques. Ces travaux de thèse ont conduit à la publication de deux articles. Un troisième est en préparation.

**Mots-clés** : onde de gravité, microbaromètre, métrologie, modélisation, éclipse solaire, marée atmosphérique.

# Abstract

The Comprehensive Nuclear-Test-Ban Treaty Organization (CTBTO) manages an international network of forty-two operational infrasound stations recording the pressure fluctuations produced at the ground surface by infrasonic waves. This thesis demonstrates that most of these stations also accurately detect the pressure fluctuations in the entire gravity wave band. This work includes carrying out and analyzing several metrological laboratory experiments and a field campaign (M2008) in Mongolia in 2008. The layout of the experiments as well as the interpretation of their results gave rise to the development of a new linear spectral numerical model able to simulate the generation and propagation of gravity waves. This model was used to quantify the gravity waves produced by the atmospheric cooling that occurs during solar eclipses. The pressure fluctuations expected at ground level were estimated and compared to the data recorded during the 1 August 2008 solar eclipse by the CTBTO and M2008 stations. A detailed data analysis reveals two waves with similar time-frequency characteristics to those simulated for a stratospheric and tropospheric cooling. This constitutes, to our knowledge, a unique result. The validation of worldwide and pluriannual pressure measurements in the entire gravity wave band allowed the statistical study of gravity wave spectra and atmospheric tides. The work presented throughout this thesis has led to the publication of two articles. A third one is in the drafting process.

**Keywords** : gravity wave, microbarograph, metrology, modeling, solar eclipse, atmospheric tide.

# Table des matières

Résumé vii

Abstract ix

Table des matières xi

1 Introduction 1
1.1 Contexte de recherche . . . 3
1.1.1 Surveillance nucléaire . . . 3
1.1.2 Réseau infrason . . . 5
1.1.3 Étude de l'atmosphère à partir des données infrasons du SSI . 7
1.2 Ondes de gravité . . . 8
1.2.1 Dynamique de l'atmosphère . . . 8
1.2.2 Sources . . . 11
1.2.3 Techniques d'observation . . . 15
1.3 Enjeux de la thèse . . . 16

2 Modélisation de la propagation des ondes de gravité 21
2.1 Théorie Linéaire . . . 25
2.1.1 Équations fondamentales de la dynamique des fluides . . . 25
2.1.2 Linéarisation . . . 27
2.1.3 Équation de dispersion . . . 31
2.1.4 Ondes de gravité . . . 34
2.2 Modèle linéaire spectral numérique . . . 39
2.2.1 Objectifs . . . 39
2.2.2 Article : Linear spectral numerical model for internal gravity wave propagation . . . 40
2.2.3 Paquet d'ondes gaussien . . . 53
2.3 Ondes générées par le passage d'une éclipse solaire . . . 63
2.3.1 État de l'art . . . 63
2.3.2 Solutions asymptotiques . . . 71
2.3.3 Solutions évolutives . . . 80
Conclusion . . . 91

3 Validité de la mesure basse-fréquence des chaînes de mesure infrasons 95
3.1 Chaîne de mesure infrason . . . 99

3.1.1 Stations infrasons du SSI . . . . . 99
3.1.2 Capteur infrason . . . . . 103
3.1.3 MB2000 . . . . . 107
3.2 Campagne de mesure Mongolie 2008 . . . . . 107
3.2.1 Préparation . . . . . 107
3.2.2 Déploiement . . . . . 120
3.2.3 Bilan . . . . . 127
3.3 Validité de la mesure de pression basse-fréquence . . . . . 127
3.3.1 Incertitudes sur la fonction de transfert . . . . . 129
3.3.2 Bruit propre de la chaîne de mesure . . . . . 132
3.3.3 Susceptibilité thermique . . . . . 133
3.3.4 Article : Using the International Monitoring System infrasound network to study gravity waves . . . . . 146
Conclusion . . . . . 153

4 Observation d'ondes de gravité et identification des sources **155**
4.1 Bande de fréquence des ondes de gravité . . . . . 159
4.1.1 Analyse spectrale . . . . . 159
4.1.2 Marées atmosphériques . . . . . 163
4.1.3 Analyse temps-fréquence . . . . . 169
4.2 Ondes générées par le passage de l'éclipse du 1er août 2008 . 175
4.2.1 Caractéristiques de l'éclipse du 1er août 2008 . . . . . 175
4.2.2 Article : Surface pressure fluctuations produced by the total solar eclipse of 1 August 2008 . . . . . 176

Résumé, bilan et perspectives **191**

A Annexe : Modélisation **195**
A.1 Théorie linéaire des ondes de gravité . . . . . 195
A.1.1 Hauteur d'échelle . . . . . 195
A.1.2 Linéarisation des équations fondamentales de la dynamique des fluides . . . . . 196
A.1.3 Approximation de Boussinesq . . . . . 198
A.1.4 Approximation pseudo-incompressible . . . . . 201
A.2 Eclipse : Solutions asymptotiques pseudo-incompressibles . 208

B Annexe : Traitement du signal et métrologie **213**
B.1 Transformée en ondelette discrète . . . . . 213
B.2 Description du matériel - Divers . . . . . 216

Notations **219**

Bibliographie **223**

# Introduction 1

Sommaire

1.1 Contexte de recherche . . . . . 3
1.1.1 Surveillance nucléaire . . . . . 3
1.1.2 Réseau infrason . . . . . 5
1.1.3 Étude de l'atmosphère à partir des données infrasons du SSI . 7
1.2 Ondes de gravité . . . . . 8
1.2.1 Dynamique de l'atmosphère . . . . . 8
1.2.2 Sources . . . . . 11
1.2.3 Techniques d'observation . . . . . 15
1.3 Enjeux de la thèse . . . . . 16

## 1.1 Contexte de recherche

### 1.1.1 Surveillance nucléaire

Le commissariat à l'énergie atomique (CEA) intervient dans trois grands domaines : l'énergie, les technologies pour l'information et la santé, la défense et la sécurité. Le pôle défense du CEA est assuré par la direction des applications militaires (DAM) qui constitue, conçoit, fabrique, maintient en condition opérationnelle, puis démantèle les têtes nucléaires qui équipent les forces océaniques et aéroportées. Elle est également chargée de la conception et de l'entretien des réacteurs nucléaires assurant la propulsion des bâtiments de la Marine nationale, sous-marins et porte-avions. Enfin, la DAM contribue à la lutte contre la prolifération nucléaire et le terrorisme en mettant notamment son expertise au service de l'agence internationale de l'énergie atomique (AIEA ou IAEA en anglais pour International Atomic Energy Agency) et de l'organisation du traité d'interdiction complète des essais nucléaires (OTICE ou CTBTO en anglais pour Comprehensive Test Ban Treaty Organization).

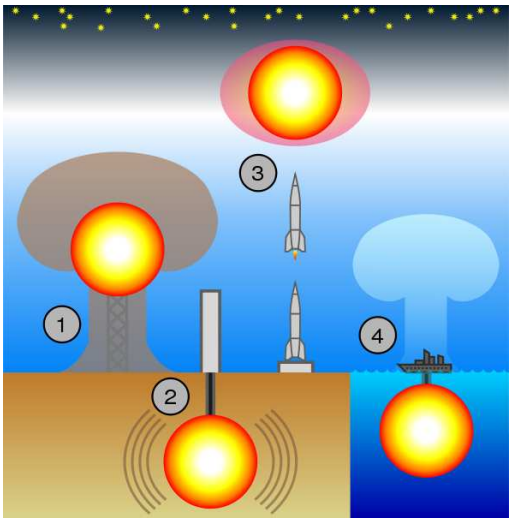



Figure 1.1 – *Les essais nucléaires sont principalement de quatre types 1) atmosphériques 2) souterrains 3) extra-atmosphériques 4) sous-marins. L'illustration est schématique et ne prétend pas représenter la réalité des sites ni des effets.*

Le traité d'interdiction complète des essais nucléaires (TICE ou CTBT en anglais pour Comprehensive Test Ban Treaty) est un traité international interdisant les essais nucléaires atmosphériques, souterrains ou sous-marins et ce, que ce soit à des fins pacifiques ou militaires (figure 1.1). Les essais extra-atmosphériques ne sont pas couverts par le TICE mais le sont partiellement par le traité d'interdiction partielle des essais nucléaires (TIPE ou PTBT en anglais pour Partial Test Ban Treaty) ratifié en 1963 et le traité de l'espace (ou Outer Space Treaty en anglais) ratifié en 1967. Le TICE a été ouvert à la signature le 24 septembre 1996 à New York, aux États-Unis. Il n'est toujours pas

entré en vigueur. Pour ce faire, il faut que les 44 États repris dans l'Annexe 2 du Traité ratifient le texte. Ces États correspondent à ceux ayant participés aux négociations sur le TICE entre 1994 et 1996 et possédant à l'époque des centrales nucléaires en activité ou expérimentales (figure 1.2). Parmi eux, les États-Unis, la Chine, Israël, l'Iran, l'Indonésie, l'Égypte n'ont pas encore ratifié le traité et d'autres comme l'Inde, le Pakistan ou la Corée du Nord ne l'ont pas signé. La France a été l'un des premiers États à signer le traité le 24 septembre 1996 et à le ratifier le 6 avril 1998. En attendant l'entrée en vigueur du traité, le secrétariat technique provisoire (STP ou PTS en anglais pour Provisional Technical Secretariat) de l'OTICE a pour but de construire un système de vérification incluant la construction et la maintenance d'un réseau opérationnel de stations de contrôle, la création d'un centre international de donnée et le développement d'unités d'inspection sur site.

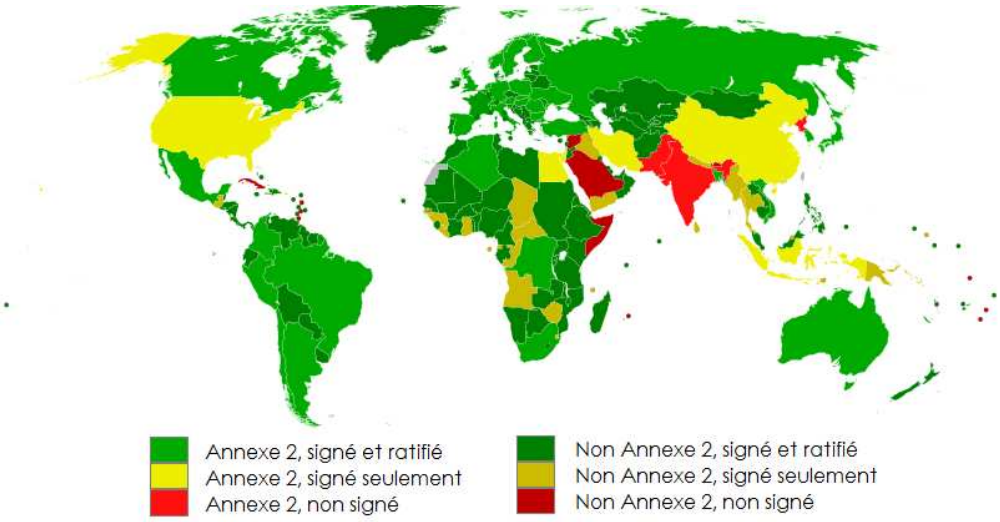



FIGURE 1.2 – *Participation des États au TICE en 2009. La ratification des États repris dans l'Annexe 2 est indispensable pour l'entrée en vigueur du traité.*

Une des missions du STP est donc de construire le système de surveillance international (SSI ou IMS en anglais pour International Monitoring System). Ce système doit être capable de détecter et de localiser toute explosion nucléaire d'une énergie supérieure à une kilotonne d'équivalent TNT quel que soit l'endroit du globe où elle se produit. Pour ce faire, le SSI est composé de 337 installations basées sur quatre technologies différentes :

- La **sismologie** : Les stations sismiques sont équipées de sismomètres capables de détecter et localiser les ondes produites par les explosions souterraines ;
- L'**aéro-acoustique longue distance** : Les stations infrasons sont équipées de microbarographes capables de détecter et localiser les ondes produites par les explosions aériennes ;
- L'**hydroacoustique océanographique** : les stations hydroacoustiques sont équipées capteurs hydrophones sous-marins ainsi que de sismo-

mètres en bord de mer sur des îles à pente raide dans le but de détecter et localiser les ondes produites par les explosions sous-marines ;
– La **dispersion atmosphérique des radionucléides** : les stations radionucléides sont capables de détecter les atomes et les gaz nobles radioactifs qui sont produits par quasiment tous les types d'explosions nucléaires.

L'ensemble des enregistrements de ces stations est transmis en temps quasi-réel au centre international de données (CID ou IDC en anglais pour International Data Center) situé à Vienne en Autriche, qui est chargé de leur analyse. Ces données sont aussi mises à disposition de tous les États signataires. La prise de décision d'alerter directement les autorités compétentes à l'échelle régionale ou nationale revient ensuite à chaque membre ou état parti. La contribution de la France et plus particulièrement celle de la DAM repose en partie sur les compétences du département analyse, surveillance, environnement (DASE).

Le DASE est tout d'abord chargé d'installer et de maintenir en conditions opérationnelles un grand nombre de stations du SSI de tous types, aussi bien sur le territoire national qu'à l'étranger. Il développe également différents capteurs dont des microbaromètres de très grande précision utilisés sur quasiment la totalité des stations infrasons du SSI (e.g. CEA/DAM 1997, Alcoverro et Le Pichon 2005, Ponceau et Bosca 2010). Le DASE inclut le centre national de données français (CND ou NDC en anglais pour National Data Center), qui reçoit une partie des données du SSI en temps réel et peut accéder au reste au moyen de requêtes au CID. Il élabore également des méthodes de traitements du signal adaptées à la caractérisation et à la localisation des évènements sismiques et infrasons (e.g. CEA/DAM 1997, Cansi 1995, Le Pichon et Cansi 2003, Schissele *et al.* 2004). Enfin, il mène des études scientifiques à partir des données radionucléides (e.g. Heinrich *et al.* 2007, Heinrich et Blanchard 2009), sismiques (e.g. Guilbert *et al.* 2005), infrasons (e.g. Durandeau *et al.* 1960, Delcos *et al.* 1990, Le Pichon *et al.* 2002; 2005b, Farges et Blanc 2010) et hydroacoustiques (e.g. Guilbert *et al.* 2005, Samaran *et al.* 2010) dans le but de caractériser les évènements produits par différentes sources et de pouvoir ensuite distinguer ces évènements de ceux produits par des explosions nucléaires. Ces études sont aussi utilisées pour évaluer la capacité de détection des réseaux (e.g. Blanc *et al.* 1999, Le Pichon *et al.* 2009)

### 1.1.2 Réseau infrason

Le réseau infrason du SSI est composé de soixante stations réparties dans trente-cinq pays (figure 1.3). Les stations infrasons sont toutes multi-capteurs ce qui permet de déterminer l'azimut d'arrivée des ondes. Lorsque des ondes provenant d'une même source sont détectées par plusieurs stations du réseau, une localisation de l'évènement est alors possible. Sur ces soixante stations, quarante-deux sont déjà certifiées et transmettent leurs données en temps

quasi-réel au CID sept jours sur sept, vingt-quatre heures sur vingt-quatre. Elles sont équipées de microbarographes qui mesurent et enregistrent les variations de pression produites au niveau du sol par la propagation des ondes infrasonores ou *infrasons*. Les infrasons sont des ondes acoustiques avec une fréquence inférieure à la bande de fréquence audible par l'oreille humaine qui varie généralement de 20 à 20 000 Hz.

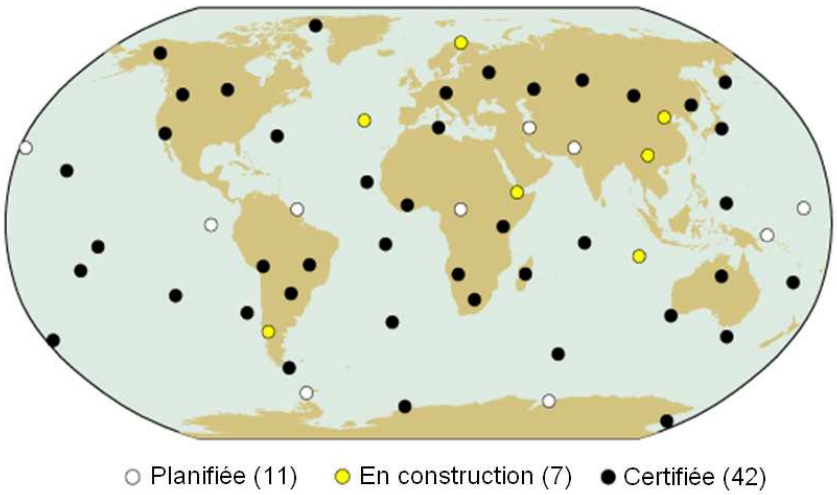



FIGURE 1.3 – *Réseau infrason de l'OTICE en 2009. Les stations certifiées transmettent les données en temps réel au CID.*

Les infrasons sont produits aussi bien par des activités humaines (explosions, tirs de carrière, industries, éoliennes, avions supersoniques, fusées, etc.) que par des sources d'origine naturelle (figure 1.4). Parmi les sources naturelles, nous pouvons distinguer les sources d'origine terrestre (éruptions volcaniques, orages atmosphériques, topographie, houle océanique, séismes, sprites, etc.) de celles d'origine extraterrestre (météorites, aurores boréales, etc.). Les ondes infrasonores produites par l'ensemble de ces sources sont analysées de manière minutieuse. Leur étude permet entre autre d'évaluer le bon fonctionnement des stations, de déterminer la capacité de détection du réseau mais aussi de distinguer les ondes infrasonores produites par les explosions atmosphériques de celles produites par les autres types de sources (Blanc *et al.* 1999, Le Pichon *et al.* 2002; 2005b, Evers *et al.* 2007, Ceranna *et al.* 2009, Le Pichon *et al.* 2009, Farges et Blanc 2010).

En parallèle du réseau infrason international du SSI, il existe d'autres réseaux d'échelle régionale comme par exemple le réseau infrason européen (RIE) (Le Pichon *et al.* 2008). Le RIE est composé de neuf stations situées en Suède, aux Pays-Bas, en France et en Allemagne. La distance inter-stations moyenne de ce réseau est inférieure à 500 km ce qui permet d'avoir pour l'Europe une localisation des sources d'ondes infrasonores plus précise que ne le permet le réseau infrason du SSI.

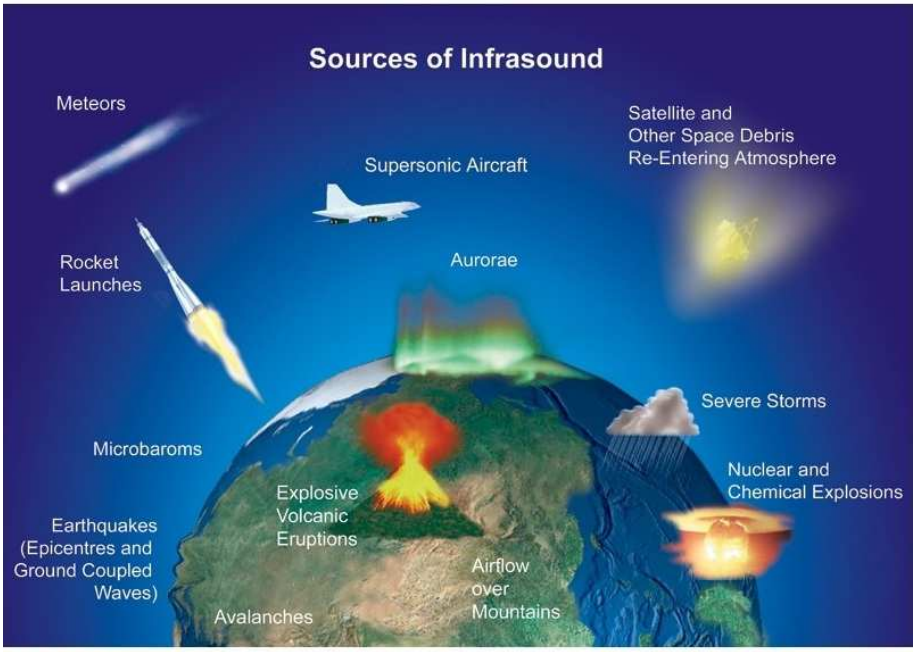



FIGURE 1.4 – *Exemples de sources d'ondes infrasonores d'origine naturelle et humaine.*

### 1.1.3 Étude de l'atmosphère à partir des données infrasons du SSI

Comme nous l'avons vu précédemment, le DASE est le CND français et a donc accès à l'ensemble des données du réseau du SSI. Certaines stations fonctionnant depuis presque dix ans maintenant, des études sur l'atmosphère ont été entreprises à partir des données de pression du réseau infrason du SSI. C'est dans le cadre de ces études de l'atmosphère que le laboratoire atmosphères, milieux, observations spatiales (LATMOS) collabore depuis plusieurs années avec le DASE.

Le LATMOS est une unité de recherche qui a été créée le 1er janvier 2009. Il regroupe les activités antérieurement développées par le Service d'Aéronomie (SA) et par plus de la moitié du centre d'études des environnements terrestre et planétaires (CETP). Il fait partie de l'observatoire des sciences de l'univers (OSU), de l'université Pierre et Marie Curie (UPMC), de l'université de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines (UVSQ) et de la fédération de recherche institut Pierre Simon Laplace (IPSL). Les principaux thèmes de recherche du LATMOS sont (1) l'étude des planètes et petits corps du système solaire (atmosphères, surfaces, sub-surfaces), (2) la physique de l'héliosphère, de l'exosphère des planètes, et des plasmas du système solaire et (3) les processus physiques et chimiques dans l'atmosphère Terrestre (depuis la basse atmosphère, jusqu'à la stratosphère et la mésosphère) et les échanges entre l'atmosphère et la surface terrestre (océan/continents). C'est dans le cadre de

cette troisième thématique de recherche que s'effectue sa collaboration avec le DASE.

Parmi les travaux en commun entre ces deux instituts, nous pouvons citer la publication récente d'un ouvrage sur les études de l'atmosphère effectuées à partir de la détection des ondes infrasonores et notamment celles détectées par le réseau infrason du SSI (Le Pichon *et al.* 2010). Ce livre regroupe un très grand nombre d'études sur les sources des ondes infrasonores et le mode de propagation de ces ondes. Au vu du nombre croissant de stations infrasons installées à la surface du globe, Le Pichon *et al.* (2010) montrent que l'étude systématique des infrasons peut permettre d'améliorer nos connaissances sur la dynamique de la haute atmosphère et sur les perturbations de grandes échelles. Certaines études (Garcés *et al.* 2004, Le Pichon *et al.* 2005a) ont en effet déjà montré qu'il était possible à partir du suivi des ondes infrasonores produites par des sources continues (volcans, houles océanique, etc.) de restituer des profils de vents stratosphériques et mésosphériques. Pour finir, l'étude de la dynamique de l'atmosphère à partir du réseau infrason du SSI est un des thèmes de recherche du projet européen ARISE (Atmospheric dynamics Research InfraStructure in Europe) qui doit être proposé l'année prochaine (cf. Annexe B.2).

## 1.2 Ondes de gravité

### 1.2.1 Dynamique de l'atmosphère

L'atmosphère terrestre est l'enveloppe gazeuse entourant la Terre solide. L'atmosphère protège la vie sur Terre en déviant les rayons cosmiques, en absorbant le rayonnement solaire ultraviolet, en réchauffant la surface (effet de serre) et en réduisant les écarts de température entre le jour et la nuit. L'air sec se compose de 78,08 % d'azote, 20,95 % d'oxygène, 0,93 % d'argon, 0,038 % de dioxyde de carbone et des traces d'autres gaz. L'atmosphère est divisée en plusieurs couches d'altitude variable dont les limites sont fixées en fonction des discontinuités du profil vertical de température (figure 1.5) :

- La **troposphère** : la température décroît avec l'altitude de la surface du globe à environ 7–16 km d'altitude. L'épaisseur de cette couche varie entre 13 et 16 km au niveau de l'équateur, mais seulement entre 7 et 8 km au niveau des pôles. Elle contient 80 à 90 % de la masse totale de l'air et la quasi-totalité de la vapeur d'eau. C'est la couche où se produit la plupart des phénomènes météorologiques (nuages, précipitations, orages, etc.) et des mouvements atmosphériques horizontaux et verticaux (convection thermique, vents). Comme nous le verrons dans la prochaine partie, l'ensemble de ces instabilités constitue une des principales sources d'ondes de gravité ;

- La **stratosphère** : la température croît avec l'altitude pour atteindre quasiment 0 °C. Cette couche s'étend de 7–16 km à 50 km d'altitude environ et abrite 90 % de l'ozone de l'atmosphère ;
- La **mésosphère** : la température décroît avec l'altitude (de 50 km d'altitude à 80 km d'altitude) jusqu'à environ −80 °C. C'est à sa limite supérieure qu'on trouve les températures les plus basses de l'atmosphère terrestre ;
- La **thermosphère** : la température croît avec l'altitude (de 80 km d'altitude à 350–800 km d'altitude). La composition de l'air n'y est pas uniforme car le brassage de l'air n'est plus suffisant pour maintenir la distribution de mélange comme dans les couches inférieures.

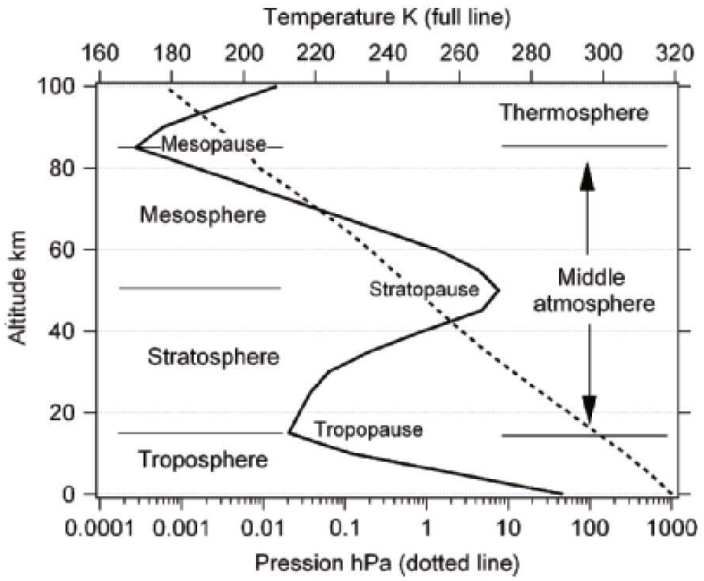



FIGURE 1.5 – *Représentation schématique de la structure de température et de pression de l'atmosphère terrestre (Hauchecorne* et al. *2010).*

La dynamique atmosphérique est principalement caractérisée par l'équilibre hydrostatique, l'équilibre géostrophique et des fluctuations autour de cet état moyen. Le premier équilibre concerne la structure verticale de l'atmosphère et exprime l'équilibre entre la poussée d'Archimède (résultante verticale (par unité de volume) du gradient de pression) et la force de gravité. L'équilibre géostrophique exprime quant à lui l'équilibre entre la force du gradient horizontal de pression (par unité de volume) et la force de Coriolis. Il est dominant dans l'atmosphère libre, loin des effets de friction liés à la surface. Lorsque ces situations d'équilibre sont perturbées (sous l'effet d'un chauffage inhomogène par exemple), des réarrangements ont lieu pour que l'atmosphère revienne vers une position d'équilibre. Au cours de ce processus appelé *ajustement*, des ondes sont émises. Il existe différents types d'ondes qui sont caractérisées par des échelles spatiales et temporelles très différentes. Nous pouvons par exemple citer les ondes d'échelle planétaire (marées atmo-

sphériques, ondes de Rossby) dont la longueur d'onde horizontale atteint plusieurs milliers de kilomètres, les ondes équatoriales (ondes de Kelvin, ondes de Rossby-gravité) qui sont observées uniquement dans les latitudes tropicales, ou encore les ondes de gravité qui sont de plus faibles échelles spatiales et temporelles et dont les sources sont multiples (cf. partie 1.2.2). Toutes ces ondes peuvent interagir avec l'écoulement moyen en échangeant de l'énergie et de la quantité de mouvement. Elles se propagent principalement verticalement depuis la troposphère et la tropopause, où sont situées la plupart des sources, et influencent l'atmosphère moyenne lorsqu'elles sont soumises à des instabilités et qu'elles déferlent. Ces déferlements peuvent à leur tour émettre des ondes qui transmettent de l'énergie et de la quantité de mouvement dans la mésosphère et la basse thermosphère.

Les ondes de gravité sont produites lorsqu'un fluide géophysique (atmosphère, océan, etc.) présente une stratification stable et qu'une particule fluide est déplacée le long d'un axe qui ne soit pas horizontal. Cette particule oscille alors sous l'action d'une force de rappel appelée *force de flottabilité* (résultant de l'action combinée de la poussée d'Archimède et de la gravité) et de l'action des gradients de pression associés au champ d'ondes. Ces ondes sont appelées *ondes de gravité internes* pour les différencier des ondes de gravité externes (ou ondes de surface), comme les vagues ou la houle océanique, qui se propagent à la surface d'un fluide et affectent la région proche de la surface. Les ondes de gravité internes sont connues pour transporter de l'énergie et de la quantité de mouvement et entraîner mélange, turbulence et dissipation lorsqu'elles sont soumises à des instabilités et qu'elles déferlent (Staquet et Sommeria 2002). Ce sont des ondes transverses car le mouvement des particules fluides est perpendiculaire à la direction de propagation des ondes. Une des caractéristiques particulières des ondes de gravité est que leur vitesse de groupe est perpendiculaire à leur vecteur d'onde. L'ensemble des caractéristiques de ces ondes sera détaillé dans la partie 2.1 au travers de la théorie linéaire des ondes de gravité, théorie très souvent utilisée pour décrire le comportement de ces ondes au premier-ordre (Hines 1960, Fritts et Alexander 2003).

Dans l'océan, les ondes de gravité sont principalement excitées par le fond (interaction entre les écoulements liés aux marées océaniques et la topographie) et la surface (tempêtes). La masse volumique ne variant que très peu avec la profondeur, les ondes montantes et descendantes jouent des rôles quasiment symétriques et se réfléchissent aussi bien au fond qu'à la surface. Elles jouent un rôle important dans les bassins océaniques et les lacs où elles peuvent entrer en résonance le long de certains trajets de réflexion et accumuler des quantités importantes d'énergie (Maas *et al.* 1997, Staquet et Sommeria 2002). Dans l'atmosphère, les sources sont principalement situées dans la troposphère (topographie, convection, courants-jets). La principale différence avec l'océan est que la masse volumique de l'atmosphère décroît de manière exponentielle avec l'altitude. Du fait de la conservation de l'énergie, l'amplitude des ondes croît donc de manière quasi-exponentielle et les ondes deviennent rapidement in-

stables. Elles se mettent alors à déferler et leur énergie est dissipée sous forme de turbulence d'échelle inférieure à celle des ondes (e.g. Staquet et Sommeria 2002, Andrews *et al.* 1987). Lors de ce processus de dissipation, de l'énergie et de la quantité de mouvement sont déposées dans le milieu. Les ondes de gravité sont donc une composante essentielle de la dynamique atmosphérique en raison de leur capacité à transporter d'importantes quantités d'énergie et de quantité de mouvement (du fait de la décroissance exponentielle de la masse volumique avec l'altitude) et du fait de leur interaction avec la circulation moyenne et les autres processus atmosphériques (Fritts et Alexander 2003). Elles jouent aussi un rôle important dans le mélange des masses d'air. En plus de la croissance exponentielle de leur amplitude avec l'altitude, les ondes de gravité sont soumises à d'autres situations d'instabilités telles que les instabilités convectives et dynamiques, caractérisées par le nombre de Richardson (Lindzen 1981), ou encore les situations dans lesquelles les ondes atteignent un niveau critique comme une région de l'atmosphère dans laquelle l'écoulement moyen a une vitesse proche de la composante horizontale de la vitesse de phase des ondes (e.g. Drazin 1982, Breeding 1971, Whitten et Riegel 1973).

### 1.2.2 Sources

#### Orographie

Les ondes orographiques ou encore ondes de montagnes ont été étudiées depuis plus de cinquante ans en se basant sur différentes méthodes d'observation et d'analyses théoriques et numériques (Fritts et Alexander 2003). Sous certaines conditions atmosphériques, elles sont visibles dans la troposphère lorsque les masses d'air déplacées vers le haut sont saturées en vapeur d'eau et qu'il se forme des nuages (figure 1.6).

Les réponses à des topographies idéalisées en deux dimensions (2-D) sont aujourd'hui bien comprises et ont été validées par des observations (e.g. Scorer 1949, Smith 1976, Smith *et al.* 1985, Durran et Klemp 1987, Lott 1998). Les réponses à des topographies en trois dimensions (3-D) ont également été étudiées au travers d'un nombre croissant de programmes de mesures et d'études numériques fournissant des estimations d'échelle, d'amplitude et de flux de moment. Les longueurs d'ondes horizontales pour les ondes se propageant verticalement sont typiquement d'une dizaine à des centaines de kilomètres (e.g. Lilly et Kennedy 1973, Nastrom et Fritts 1992, Chan *et al.* 1993, Leutbecher et Volkert 2000, Broutman *et al.* 2003).

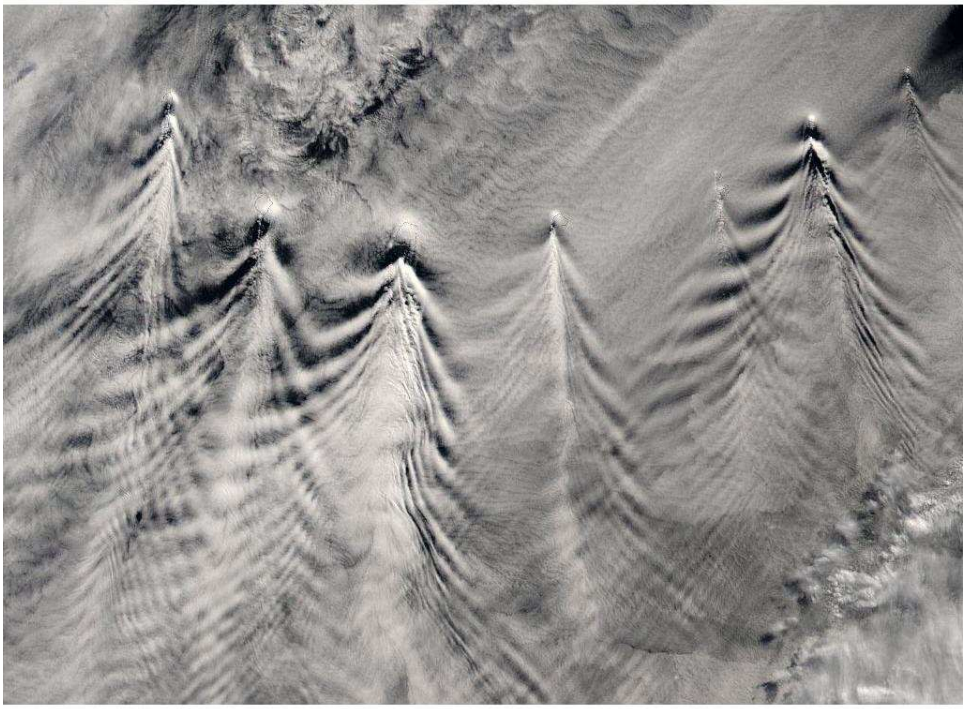


FIGURE 1.6 – *Motifs nuageux formés par les ondes de gravité se propageant en aval des îles Sandwich du Sud (NASA).*

**Convection**

Il a depuis longtemps été établi que la convection peut agir comme une source d'onde de gravité mais ce n'est que depuis une vingtaine d'années que des observations et des modèles ont commencé à caractériser les ondes produites par cette source (Fritts et Alexander 2003). Des observations d'ondes dans la stratosphère ont été rapprochées d'importants nuages convectifs (e.g. Sato 1992; 1993, Alexander et Pfister 1995, Sato *et al.* 1995, Dewan *et al.* 1998, McLandress *et al.* 2000, Alexander *et al.* 2000). Dans les régions tropicales, loin de la topographie, la présence d'ondes d'inertie-gravité a également été reliée à des sources convectives (e.g. Pfister *et al.* 1986, Tsuda *et al.* 1994, Karoly *et al.* 1996, Shimizu et Tsuda 1997, Wada *et al.* 1999, Vincent et Alexander 2000). Les ondes générées par convection ne sont pas caractérisées par une vitesse de phase ou fréquence dominante, mais plutôt par des ondes couvrant l'ensemble du domaine de vitesse de phase, de fréquence et d'échelle horizontale et verticale.

Les modèles ont permis d' améliorer fortement la compréhension de ces phénomènes convectifs. La convection implique un forçage thermique variant temporellement associé avec un dégagement de chaleur latente qui peut interagir avec des couches stables ou des cisaillements de manière complexe et non encore totalement assimilée. Trois mécanismes simplifiés ont été proposés pour décrire la convection : (1) forçage thermique pur (e.g. Alexander *et al.*

FIGURE 1.7 – *Cumulus pileus formé lors de l'éruption du volcan Sarychev dans les îles Kuril le 12 Juin 2009 (NASA). Ce type de nuage est formé par une convection ascendante puissante et rapide comme dans le cas d'éruptions volcaniques, de tempêtes orageuses ou d'explosions nucléaires.*

1995, Piani *et al.* 2000, Manzini et Hamilton 1993), (2) un obstacle ou effet de montagne transitoire (e.g. Clark *et al.* 1986, Pfister *et al.* 1993a;b) et (3) un effet d'oscillateur mécanique (e.g. Fovell *et al.* 1992, Lane *et al.* 2001). En réalité ces mécanismes ne sont pas distincts mais couplés. L'un d'entre eux peut cependant être prédominant en fonction des conditions atmosphériques du moment et peut alors permettre d'expliquer certaines observations.

### Cisaillement

Malgré des années d'études, l'excitation des ondes de gravité par des cisaillements instables reste une des sources les moins bien quantifiées (Fritts et Alexander 2003). Un des principaux défis était de considérer l'émergence d'ondes de gravité se propageant sur des échelles de temps compatibles avec la croissance rapide des instabilités de Kelvin-Helmholtz (figure 1.8). Ceci est difficile pour les modes d'instabilité linéaires pour lesquels le taux d'expansion dépend de la longueur d'onde verticale. En utilisant l'interaction non-linéaire entre les modes de Kelvin-Helmholtz et les modes propagatifs, Fritts (1984) et Chimonas et Grant (1984) ont réussi à exciter des ondes de gravité propagatives. Des observations ont cependant suggérées que certains modes linéaires d'instabilité de cisaillement peuvent être excités (e.g. Mastrantonio *et al.* 1976,

Lalas et Einaudi 1976). Dans ces circonstances, l'échelle des ondes de gravité est déterminée par la taille du courant de cisaillement et a tendance à être considérablement plus grande que les longueurs d'ondes des instabilités de Kelvin-Helmholtz.

FIGURE 1.8 – *Instabilités de Kelvin-Helmholtz (NASA). Ces instabilités sont formées lorsque deux couches d'air de masse volumique différente sont en contact et se déplacent à des vitesses différentes, créant un cisaillement à la limite des deux.*

**Autres sources**

Des ondes de gravité sont aussi émises lors de processus de retour à l'équilibre, au voisinage de courants-jets ou de fronts par exemple. Lors de ces processus, appelés *ajustement géostrophique*, une circulation agéostrophique est créée pour rétablir l'équilibre du gradient de vent. Le retour à l'équilibre se fait via une redistribution d'énergie et de quantité de mouvement et une radiation de l'énergie en excès sous forme d'ondes de gravité. Ce processus a surtout été mis en évidence par des études théoriques et des analyses de résultats de modèles numériques (Luo et Fritts 1993, O'Sullivan et Dunkerton 1995, Vadas et Fritts 2001).

L'interaction ondes-ondes est aussi considérée comme une source importante d'ondes de gravité. Des cas d'instabilités paramétriques sous-harmoniques ont par exemple été observés en laboratoire et simulés numériquement (e.g. Vanneste 1995, Staquet et Sommeria 1996). L'énergie des ondes primaires est alors transférée aux ondes dont les fréquences sont des sous-

harmoniques de la fréquence primaire. Enfin, d'autres sources moins importantes du fait de leur faible occurrence sont les réchauffements et les refroidissements produits respectivement par les aurores boréales (e.g. Richmond et Roble 1979, Spencer *et al.* 1976, Sun *et al.* 1995) et les éclipses solaires (e.g. Chimonas 1970, Fritts et Luo 1993, Farges *et al.* 2003, Eckermann *et al.* 2007).

### 1.2.3 Techniques d'observation

Pour caractériser avec précision les ondes de gravité, une observation complète de leur variabilité temporelle et géographique est nécessaire. Les mesures étant soit in-situ, soit fixes par rapport au sol ou soit à distance (satellites), elles ne permettent souvent pas de caractériser pleinement les ondes observées. Les principales techniques utilisées pour observer les ondes de gravité sont les suivantes :

- Les **Satellites** transportent des instruments permettant d'obtenir des profils verticaux de température avec une couverture quasiment globale. Selon la manière dont ils observent l'atmosphère, au nadir ou au limbe, ils analysent une gamme différente de longueurs d'onde et de fréquences (e.g. Wu *et al.* 2006). Depuis 2002, l'instrument SABER, placé à bord du satellite TIMED, a notamment effectué des mesures continues de la tropopause à la thermosphère permettant d'observer les variations géographiques et temporelles des ondes de gravité à grande échelle (e.g. Krebsbach et Preusse 2007, Wang et Alexander 2009). L'instrument GOMOS a aussi permis une cartographie globale des paramètres du champ d'ondes de gravité et de la turbulence à partir d'une méthode innovante basée sur l'analyse de la scintillation stellaire (e.g. Sofieva *et al.* 2007; 2009) ;
- Les **Lidars Rayleigh** utilisent la diffusion de Rayleigh de leurs faisceaux par les molécules du milieu étudié, pour déterminer les variations de masse volumique et de température. Ils permettent d'obtenir des profils verticaux de température et de masse volumique dans la haute stratosphère et la basse mésosphère, le jour et la nuit, avec une résolution verticale de 1 km et une bonne résolution temporelle (e.g. Wilson *et al.* 1991) ;
- Les **Radars** mesurent le vent et permettent d'obtenir des climatologies pour des sites fixes dans la basse stratosphère, la mésosphère et la basse thermosphère (e.g. Vincent et Reid 1983, Tsuda *et al.* 1990, Luce *et al.* 2001). Comme pour les observations par lidar, la bonne couverture temporelle est limitée au seul site de mesure ;
- Les **Radiosondages** permettent d'observer des ondes de gravité jusque dans la stratosphère. Comme les stations de radiosondages sont nombreuses, des climatologies peuvent être dérivées (Allen et Vincent 1995).

Cependant la résolution temporelle de ces mesures est faible, avec deux radiosondages par jour au plus ;
- Les **Ballons pressurisés** permettent des observations in-situ dans la troposphère ou la stratosphère sur des zones géographiques étendues pendant plusieurs mois (e.g. Hertzog *et al.* 2007) Ils permettent aussi de fournir des profils verticaux de température et de vitesse avec une grande résolution (Dalaudier *et al.* 1994) ;
- Les **Microbarographes** enregistrent les variations de pression produites au niveau du sol par la propagation des ondes de gravité. Déployés en mini-réseaux, ils permettent de déterminer certaines caractéristiques apparentes des ondes telles que l'azimut ou la vitesse de phase horizontale. Ils ont notamment été utilisés pour observer les ondes de gravité produites dans la couche limite planétaire (Rees *et al.* 2000), les ondes de gravité de moyenne échelle (Hauf *et al.* 1996, Blanc *et al.* 2010b) ou encore les ondes produites par les orages (Balachandran 1980) et les éclipses solaires (Farges *et al.* 2003).

L'ensemble de ces techniques d'observations a permis de documenter les cycles saisonniers et annuels des ondes de gravité, mais également de déterminer leur répartition géographique, de créer des modèles statistiques et de tenter de comprendre leurs mécanismes de formation, de propagation et de dissipation.

## 1.3 Enjeux de la thèse

Le réseau infrason du SSI a été conçu pour détecter les fluctuations de pression produites par les explosions nucléaires dans la bande de fréquence [0,02 – 4] Hz. Cependant, la majorité des stations infrasons certifiées de ce réseau (trente-neuf sur quarante-deux) utilise des capteurs de pression absolue (développés au DASE) qui mesurent les fluctuations de pression de fréquence allant du continu à quelques dizaines de hertz. Cette bande de fréquence inclut donc toute la bande de fréquence des infrasons ainsi que l'intégralité de celle des ondes de gravité. Les chaînes de mesure infrasons du SSI n'ayant cependant pas été conçues pour détecter des ondes de fréquence inférieure à 0,02 Hz, la validité de la mesure de pression délivrée en basse-fréquence a besoin d'être minutieusement étudiée. Le fait de pouvoir utiliser les données du réseau infrason du SSI en basse-fréquence ouvrirait la voie à un grand nombre d'études sur les ondes de gravité. Depuis plusieurs décennies, des réseaux de microbarographes ont été utilisés pour observer les ondes de gravité (Balachandran 1980, Hauf *et al.* 1996, Rees *et al.* 2000, Farges *et al.* 2003). Cependant ces réseaux ont été installés pour des études locales, souvent pour de courtes périodes de temps. Les premières stations du SSI ont quant à elles été installées il y a presque dix ans et à l'heure actuelle plus de quarante stations sont déjà opérationnelles. Ces stations sont régulièrement calibrées et enregistrent

des fluctuations de pression tout autour de la Terre. Elles fournissent donc un flux important de données précises et archivées qui pourraient être utilisées pour améliorer notre connaissance sur la propagation, la réflexion et les différentes sources des ondes de gravité. Ces données pourraient aussi permettre d'améliorer les modèles statistiques d'ondes de gravité dans les codes de propagation des ondes infrasonores (Drob *et al.* 2010, Kulichkov 2010), ce qui intéresse tout particulièrement le DASE.

L'objectif principal de cette thèse est de démontrer que le réseau infrason du SSI peut être utilisé pour étudier les ondes de gravité atmosphériques. Dans le cadre de cette étude, il est nécessaire de pouvoir caractériser les ondes de gravité à partir d'enregistrements de fluctuations de pression au niveau du sol et si possible d'arriver à identifier les sources de ces fluctuations. Afin de répondre à ce besoin, nous présenterons, dans le chapitre 2, un nouveau modèle numérique pour simuler la propagation de fluctuations d'ondes de gravité internes dans une atmosphère stable et stratifiée (Marty et Dalaudier 2010). Ce modèle est basé sur la théorie linéaire des ondes de gravité. Les processus non-linéaires tels que le déferlement d'ondes ou les interactions ondes-ondes et ondes-circulation moyenne ne sont donc pas pris en compte. En revanche, la linéarisation nous permet de simplifier les équations et de proposer un modèle efficace aussi bien en programmation qu'en temps de calcul. Le modèle proposé peut tout d'abord être utilisé dans un but pédagogique pour visualiser la propagation des ondes de gravité et mieux comprendre leur mode de propagation et leurs principales caractéristiques. Il fournit des solutions facilement interprétables et permet notamment de retrouver des résultats classiques sur la propagation des ondes de gravité. Il peut aussi être utilisé pour produire des signaux synthétiques de pression au niveau du sol. Ces signaux seront utilisés, dans un premier temps, pour déterminer les caractéristiques des paquets d'ondes de gravité que nous pouvons retrouver à partir des enregistrements de pression au niveau du sol, puis pour tester des méthodes de traitement du signal adaptées à la détection des ondes de gravité. Enfin ce modèle peut être utilisé pour estimer les fluctuations de pression produites au premier-ordre par les ondes de gravité générées par certaines sources, telles que le refroidissement atmosphérique ayant lieu lors du passage d'une éclipse de Soleil. Nous verrons que malgré des efforts de modélisation et les nombreuses tentatives d'observations, ce phénomène géophysique est encore loin d'être entièrement compris et d'avoir été validé par des mesures au niveau du sol. Nous utiliserons donc notre modèle pour évaluer de manière indépendante les fluctuations de pression produites au niveau du sol par le refroidissement de plusieurs couches atmosphériques et comparerons ensuite l'influence de ces différentes sources.

Dans le chapitre 3, nous nous intéresserons à la validité de la mesure de pression enregistrée en basse-fréquence par les chaînes de mesure infrasons du SSI. Cette étude sera menée à partir de données issues du réseau infrason du SSI, de la campagne de mesure Mongolie 2008 et d'expériences en laboratoire

effectuées pendant la thèse. Nous commencerons par décrire le réseau infrason du SSI et le mode de fonctionnement des stations. Nous détaillerons ensuite les principales caractéristiques des deux types de capteurs infrasons utilisés sur le réseau du SSI. Nous nous concentrerons plus particulièrement sur celles du MB2000 (capteur installé sur trente-neuf des quarante-deux stations déjà certifiées) en examinant l'ensemble des facteurs qui pourraient limiter son utilisation en basse-fréquence. Nous décrirons ensuite le déroulement de la campagne de mesure Mongolie 2008. Cette campagne de mesure a constitué une étape importante de ma thèse puisque j'ai pris en charge l'ensemble des différentes phases du projet, incluant la définition des objectifs scientifiques, la préparation du matériel, la logistique, la prospection des sites et enfin l'installation des réseaux et leur maintenance sur site. L'objectif de cette campagne de mesure était tout d'abord de caractériser les ondes de gravité produites par le passage de l'éclipse du 1er août 2008. Nous voulions ensuite vérifier la validité de la mesure de pression enregistrée en basse-fréquence par des chaînes de mesure infrasons similaires à celles utilisées sur le réseau du SSI. Nous souhaitions enfin utiliser ce réseau temporaire pour analyser les fluctuations de pression produites dans toute la bande des ondes de gravité et si possible identifier les sources de certaines de ces ondes. Nous discuterons la géométrie du réseau de microbarographes installé lors de cette campagne de mesure, décrirons le matériel utilisé puis détaillerons le déroulement de la campagne de mesure. Nous montrerons ensuite que les données enregistrées lors de cette campagne sont d'une grande qualité et nous ont permis de remplir l'ensemble des objectifs que nous nous étions fixés. Nous étudierons alors l'ensemble des sources d'erreurs pouvant altérer la mesure de pression des microbarographes en basse-fréquence et montrerons qu'aucune d'entre elles n'affecte significativement le signal, si ce n'est la susceptibilité thermique à la période diurne. Grâce à des expériences en laboratoire, nous montrerons néanmoins que cette erreur peut être corrigée de manière très satisfaisante en utilisant les enregistrements de température à l'intérieur des microbaromètres. Pour finir, nous adapterons au cas des stations du SSI, la méthode utilisée pour valider la mesure de pression des stations de la campagne de mesure Mongolie 2008. Nous montrerons que les données du SSI peuvent être exploitées dans toute la bande de fréquence des ondes de gravité (Marty *et al.* 2010a).

Dans le chapitre 4, nous présenterons différentes études possibles à partir des données de pression du SSI et mettrons en avant une étude de cas dans laquelle nous utiliserons le modèle présenté dans le chapitre 2 pour interpréter les fluctuations de pression observées. Nous commencerons par une étude générale sur les spectres d'ondes de gravité calculés en différentes stations du SSI. Nous verrons que, quelle que soit la situation géographique des stations, les spectres sont étonnamment similaires excepté dans la bande de fréquence des marées atmosphériques. Nous étudierons alors les oscillations de pression diurnes et semi-diurnes produites par les marées atmosphériques et montrerons que les données du SSI peuvent permettre d'améliorer et d'étendre les modèles empiriques existants. Nous présenterons également une analyse

temps-fréquence générale des ondes de gravité détectées durant la campagne de mesure Mongolie 2008, puis nous nous concentrerons sur l'étude des caractéristiques de trois paquets d'ondes de gravité. Nous nous intéresserons ensuite aux ondes de gravité produites par le passage de l'éclipse du 1er août 2008. Nous commencerons par utiliser notre modèle pour estimer les fluctuations de pression attendues au niveau du sol à la position des stations de la campagne de mesure Mongolie 2008 et des stations du SSI. Deux signaux de pression seront estimés, l'un correspondant à un refroidissement stratosphérique et l'autre correspondant à un refroidissement troposphérique. Nous verrons que ces fluctuations se situent dans une bande de fréquence fortement perturbée par les marées atmosphériques et les phénomènes météorologiques. Les fluctuations de pression produites par ces perturbations d'échelle synoptique seront donc caractérisées et ôtées du signal. Nous mettrons alors en évidence deux ondes de plusieurs heures de période commençant juste après le passage de l'éclipse sur l'ensemble des stations de la campagne de mesure temporaire Mongolie 2008 mais aussi sur la plupart des stations du SSI proches de la bande de centralité de l'éclipse. Nous verrons que la fréquence et l'amplitude de ces deux ondes sont similaires à celles estimées avec notre modèle pour les deux zones de refroidissement atmosphérique (Marty *et al.* 2010b). Ceci suggère donc fortement que ces deux ondes ont été produites par le passage de l'éclipse de Soleil du 1er août 2008. C'est la première fois, à notre connaissance, que les fluctuations de pression produites par le refroidissement global de l'atmosphère lors d'une éclipse de Soleil sont observées au niveau du sol.

# 2 Modélisation de la propagation des ondes de gravité

Sommaire


2.1 Théorie Linéaire . . . . . 25
2.1.1 Équations fondamentales de la dynamique des fluides . . . . . 25
2.1.2 Linéarisation . . . . . 27
2.1.3 Équation de dispersion . . . . . 31
2.1.4 Ondes de gravité . . . . . 34
2.2 Modèle linéaire spectral numérique . . . . . 39
2.2.1 Objectifs . . . . . 39
2.2.2 Article : Linear spectral numerical model for internal gravity wave propagation . . . . . 40
2.2.3 Paquet d'ondes gaussien . . . . . 53
2.3 Ondes générées par le passage d'une éclipse solaire . . . . . 63
2.3.1 État de l'art . . . . . 63
2.3.2 Solutions asymptotiques . . . . . 71
2.3.3 Solutions évolutives . . . . . 80
Conclusion . . . . . 91

L'objectif de ce chapitre est de présenter un nouveau modèle pour simuler la propagation de fluctuations d'ondes de gravité internes dans une atmosphère stable et stratifiée (Marty et Dalaudier 2010). Ce modèle a été développé dans le but de répondre à plusieurs besoins. Nous souhaitions tout d'abord pouvoir l'utiliser pour visualiser la propagation des ondes de gravité dans le but de mieux comprendre le mode de propagation et les principales caractéristiques des ondes détectées avec des réseaux de microbarographes. Ce modèle devait donc fournir des solutions facilement interprétables et permettre, entre autre, de retrouver des résultats classiques sur la propagation des ondes de gravité. Nous souhaitions ensuite pouvoir l'utiliser pour produire des signaux synthétiques de pression au niveau du sol. Nous voulions en effet utiliser de tels signaux pour déterminer les caractéristiques des paquets d'ondes de gravité que nous pouvions retrouver à partir d'enregistrements de pression au niveau du sol. Nous souhaitions également utiliser ces signaux synthétiques pour tester des méthodes de traitement du signal adaptées à la détection et la caractérisation des ondes de gravité. Enfin nous souhaitions pouvoir utiliser ce modèle pour estimer les fluctuations de pression produites au premier-ordre par les ondes de gravité générées par des sources bien identifiées. Nous souhaitions notamment pouvoir appliquer ce modèle au cas des ondes de gravité produites par le passage d'une éclipse de Soleil dans le but de comparer les signaux produits par le modèle avec des données de pression enregistrées au niveau du sol lors du passage de l'éclipse du 1er août 2008.

Dans la première partie de ce chapitre, nous décrivons le comportement des ondes de gravité au travers de la théorie linéaire qui a très souvent été utilisée pour décrire le comportement des ondes au premier-ordre (Fritts et Alexander 2003). Nous linéarisons donc les équations fondamentales de la dynamique des fluides en insistant sur les conséquences de ce processus. Nous définissons aussi l'ensemble des variables et des paramètres de l'atmosphère qui sont utilisés dans la suite du document. Nous discutons ensuite les différentes approximations couramment utilisées pour simplifier l'équation de dispersion des ondes de gravité et étudions le domaine de validité de chacune d'entre elles. Enfin, nous présentons les solutions de ces différentes équations de dispersion et décrivons les principales caractéristiques des ondes de gravité (fréquence, vitesse de phase et de groupe).

Dans une deuxième partie, nous présentons un nouveau modèle de simulation de propagation d'ondes de gravité (Marty et Dalaudier 2010). Ce modèle linéaire spectral numérique tridimensionnel a été développé dans le but de répondre aux besoins énoncés précédemment. Il est basé sur les solutions des équations fondamentales de la dynamique des fluides linéarisées et utilise l'équation de dispersion totalement compressible des ondes d'inertie-gravité. En plus de la propagation libre de paquets d'ondes de gravité, le modèle peut traiter à la fois des sources impulsives et continues. Il peut prendre en compte l'évolution spatiale et temporelle des sources permettant de couvrir un large

domaine de situations physiques. Il est validé avec l'étude de la réponse de l'atmosphère à un monopôle de pression monochromatique, connu pour générer un champ d'ondes en forme de croix de Saint-André. Il est ensuite appliqué au cas d'un paquet d'onde gaussien quasi-monochromatique. Cette étude de cas permet de mettre en avant le caractère pédagogique du modèle, qui fournit des solutions facilement interprétables et permet notamment de retrouver des résultats classiques sur la propagation des ondes de gravité. Elle permet aussi d'introduire les aspects liés à la sélection des directions de propagation des termes sources, à la réflexion au niveau du sol et à l'utilisation de l'information contenue dans la phase du champ d'onde.

Dans une troisième partie, nous étudions la réponse de l'atmosphère au passage d'une éclipse de Soleil. Nous commençons par une étude bibliographique minutieuse qui permet de remarquer que malgré les différents modèles proposés et les nombreuses campagnes de mesure mises en place pour détecter de telles ondes, le processus responsable de la génération d'ondes de gravité lors du passage d'une éclipse de Soleil est un phénomène géophysique loin d'être totalement compris et validé par des mesures. Nous commençons donc par appliquer notre modèle au cas du refroidissement de la couche d'ozone durant une éclipse totale de Soleil. Nous montrons que la réponse asymptotique à un forçage thermique gaussien se déplaçant à une vitesse constante ainsi que la réponse transitoire à l'éclipse du 4 décembre 2002 sont en accord avec les résultats de simulations précédentes (Fritts et Luo 1993, Eckermann *et al.* 2007). Nous observons en revanche que la prise en compte d'un tel refroidissement ne permet pas d'expliquer les fluctuations de pression obtenues au niveau du sol. Nous considérons alors le refroidissement radiatif de la vapeur d'eau troposphérique et montrons que cette source semble être la source principale des fluctuations de pression produites au niveau du sol.

## 2.1 Théorie Linéaire

### 2.1.1 Équations fondamentales de la dynamique des fluides

#### Conservation de la masse

Le principe de conservation de la masse appliqué à une parcelle d'air en mouvement s'écrit (Holton 2004) :

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho\nabla.\mathbf{u} = 0 \tag{2.1}$$

où $\rho$ représente la masse volumique, $d/dt$ la dérivée particulaire (ou dérivée lagrangienne) et $\nabla.\mathbf{u}$ la divergence du vecteur vitesse $\mathbf{u}$. Cette équation est aussi appelée *équation de continuité* car elle décrit le lien entre le mouvement de particules fluides voisines. Elle stipule que taux de croissance de la masse volumique suivant le mouvement d'une parcelle d'air est égal à l'opposé de la divergence de la vitesse.

#### Conservation de la quantité de mouvement

En supposant que les seules forces réelles agissant dans l'atmosphère sont le gradient de pression, la gravité et la friction interne (viscosité), la deuxième loi de Newton s'écrit dans le référentiel terrestre (Holton 2004) :

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = -2\mathbf{\Omega} \times \mathbf{u} - \frac{1}{\rho}\nabla p + \mathbf{g} + \mathbf{F_R} \tag{2.2}$$

où $p$ représente la pression, $\mathbf{F_R}$ les forces de viscosité et $\mathbf{\Omega}$ = 7,292.10$^{-5}$ rad.s$^{-1}$ le vecteur de vitesse angulaire de rotation de la Terre. La force centrifuge est combinée avec la gravité dans le terme $\mathbf{g}$ appelé accélération de pesanteur. La deuxième loi de Newton stipule que l'accélération suivant un mouvement relatif dans un repère en mouvement est égale à la somme des forces de Coriolis (liée à la rotation de la Terre), du gradient de pression (divisé par la masse volumique), de gravité effective et de viscosité. Remarquons que nous employons ici le mot *force* pour désigner une force par unité de masse, c'est à dire une accélération. Le gradient de pression étant une force par unité de volume, il est donc divisé par la masse volumique. En projetant l'équation (2.2) sur les axes du repère cartésien (0,x,y,z) dirigés respectivement vers l'Est, le Nord et la verticale locale nous obtenons les trois équations suivantes :

$$\frac{du}{dt} = fv - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + F_{Rx} \tag{2.3}$$

$$\frac{dv}{dt} = -fu - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} + F_{Ry} \tag{2.4}$$

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} - g + F_{Rz} \tag{2.5}$$

où $(u, v, w)$ représente les composantes du vecteur vitesse $\mathbf{u}$ et $f$ est le paramètre de Coriolis défini tel que :

$$f = 2|\mathbf{\Omega}| \sin\phi \tag{2.6}$$

avec $\phi$ la latitude. Pour une latitude moyenne de 45°, $f$ vaut environ $10^{-4}$ rad.s$^{-1}$.

**Conservation de l'énergie**

La première loi de la thermodynamique pour une parcelle d'air en mouvement s'écrit (Holton 2004) :

$$\frac{d\theta}{dt} = Q \tag{2.7}$$

où Q [K.s$^{-1}$] est un terme de forçage thermique pouvant correspondre principalement à trois processus d'échange thermique : le rayonnement, la conduction thermique et la convection. La variable $\theta$ représente la température potentielle définie telle que :

$$\theta = T\left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{R_M}{c_p}} \tag{2.8}$$

où $T$ représente la température, $R_M = R/M_a$ = 287 J.kg$^{-1}$.K$^{-1}$ la constante spécifique de l'air sec (avec $M_a$ la masse molaire de l'air sec) et $c_p$ = 1004 J.kg$^{-1}$.K$^{-1}$ la capacité thermique massique à pression constante pour un gaz diatomique. La température potentielle $\theta$ correspond donc à la température qu'aurait une parcelle d'air si elle était amenée de manière adiabatique de sa pression actuelle à la pression de référence $p_0$, généralement égale à $10^5$ Pa.

### 2.1.2 Linéarisation

La théorie linéaire des ondes de gravité est fréquemment utilisée pour décrire le comportement au premier-ordre des ondes de gravité (Hines 1960, Fritts et Alexander 2003). Elle suppose que le champ d'ondes de gravité peut être décomposé en une superposition linéaire d'ondes monochromatiques. Chacune de ces ondes agit alors de manière indépendante comme si elle était la seule présente dans le système. La superposition de plusieurs ondes monochromatiques peut permettre de représenter des paquets d'ondes de gravité mais les ondes ne peuvent pas échanger d'énergie entre elles. Le processus de linéarisation exclut donc les phénomènes de déferlement, d'interactions ondes-ondes et ondes-milieu ainsi que tous les transferts d'énergie résultants.

Dans cette partie, nous nous inspirons de l'article de revue de Fritts et Alexander (2003) pour la linéarisation des équations fondamentales de la dynamique des fluides. Les forces de viscosité sont linéaires et peuvent donc être conservées lors de la linéarisation. Elles sont cependant négligées au regard de leurs valeurs par rapport aux autres forces en jeu (Holton 2004). L'état de base de l'atmosphère est supposé horizontalement uniforme et à l'équilibre hydrostatique. Les différentes variables du champ d'onde que sont la vitesse du vent $(u, v, w)$, la température potentielle $\theta$, la pression $p$ et la masse volumique $\rho$ sont décomposées entre un état de base ne variant qu'avec l'altitude et une petite perturbation autour de cet état de base :

$$u(x,y,z,t) = \overline{u}(z) + u'(x,y,z,t) \tag{2.9}$$

$$v(x,y,z,t) = \overline{v}(z) + v'(x,y,z,t) \tag{2.10}$$

$$w(x,y,z,t) = \overline{w}(z) + w'(x,y,z,t) \tag{2.11}$$

$$\theta(x,y,z,t) = \overline{\theta}(z) + \theta'(x,y,z,t) \tag{2.12}$$

$$p(x,y,z,t) = \overline{p}(z) + p'(x,y,z,t) \tag{2.13}$$

$$\rho(x,y,z,t) = \overline{\rho}(z) + \rho'(x,y,z,t) \tag{2.14}$$

La linéarisation en coordonnées cartésiennes $(x, y, z)$ des équations (2.1)-(2.8) conduit donc au système suivant (voir Annexe A.1 pour les étapes de calcul intermédiaires) :

$$\frac{D}{Dt}\left(\frac{\rho'}{\overline{\rho}}\right) + \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} - \frac{w'}{H} = 0 \tag{2.15}$$

$$\frac{Du'}{Dt} + w'\frac{\partial \overline{u}}{\partial z} - fv' + \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{p'}{\overline{\rho}}\right) = 0 \tag{2.16}$$

$$\frac{Dv'}{Dt} + w'\frac{\partial \overline{v}}{\partial z} + fu' + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{p'}{\overline{\rho}}\right) = 0 \tag{2.17}$$

$$\frac{Dw'}{Dt} + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{p'}{\overline{\rho}}\right) - \frac{1}{H}\left(\frac{p'}{\overline{\rho}}\right) + g\left(\frac{\rho'}{\overline{\rho}}\right) = 0 \tag{2.18}$$

$$\frac{D}{Dt}\left(\frac{\theta'}{\overline{\theta}}\right) + w'\frac{N^2}{g} = 0 \tag{2.19}$$

$$\frac{\theta'}{\overline{\theta}} + \frac{\rho'}{\overline{\rho}} - \frac{1}{c_s^2}\left(\frac{p'}{\overline{\rho}}\right) = 0 \tag{2.20}$$

avec $D/Dt$ la dérivée définie telle que :

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \overline{u}\frac{\partial}{\partial x} + \overline{v}\frac{\partial}{\partial y} \tag{2.21}$$

et $c_s = \sqrt{\gamma R_M T}$ la vitesse du son dans l'air sec, $\gamma = c_p/c_v = 7/5$ le coefficient (ou exposant) isentropique d'un gaz parfait diatomique, $H$ la hauteur d'échelle de masse volumique parfois notée $H_\rho$ (définition et discussions en Annexe A.1.1) et $N$ la pulsation de Brunt-Väisälä définie telle que :

$$N = \sqrt{\frac{g}{\overline{\theta}}\frac{d\overline{\theta}}{dz}} = \sqrt{\frac{g}{\overline{T}}\left(\frac{d\overline{T}}{dz} + \frac{g}{c_p}\right)} \tag{2.22}$$

La pulsation de Brünt-Väisälä $N$ correspond à la pulsation d'oscillation d'une parcelle d'air déplacée verticalement dans une atmosphère stable et stratifiée. Tout comme la hauteur d'échelle de masse volumique $H$ et la vitesse du son $c_s$, elle ne dépend que de la température et de son gradient vertical. Ces trois paramètres sont d'ailleurs reliés entre eux par la relation :

$$\frac{N^2}{g} = \frac{1}{H} - \frac{g}{c_s^2} \tag{2.23}$$

La figure 2.1 représente les valeurs de ces trois paramètres en fonction de la température et de son gradient vertical. Les valeurs correspondantes à l'atmosphère standard US 1976 sont tracées en noir. Pour les valeurs caractéristiques

de la stratopause soit une température $\overline{T}$ = 266 K et un gradient vertical de température $d\overline{T}/dz$ = 0 K.km$^{-1}$, nous obtenons $N$ = 2.10$^{-2}$ rad.s$^{-1}$ (soit une période d'environ 5 minutes), $H$ = 7,8 km et $c_S$ = 330 m.s$^{-1}$. Ces valeurs seront entre autre utilisées dans la partie 2.3 lorsque nous nous intéresserons aux ondes produites par le refroidissement de la couche d'ozone lors du passage d'une éclipse de Soleil.

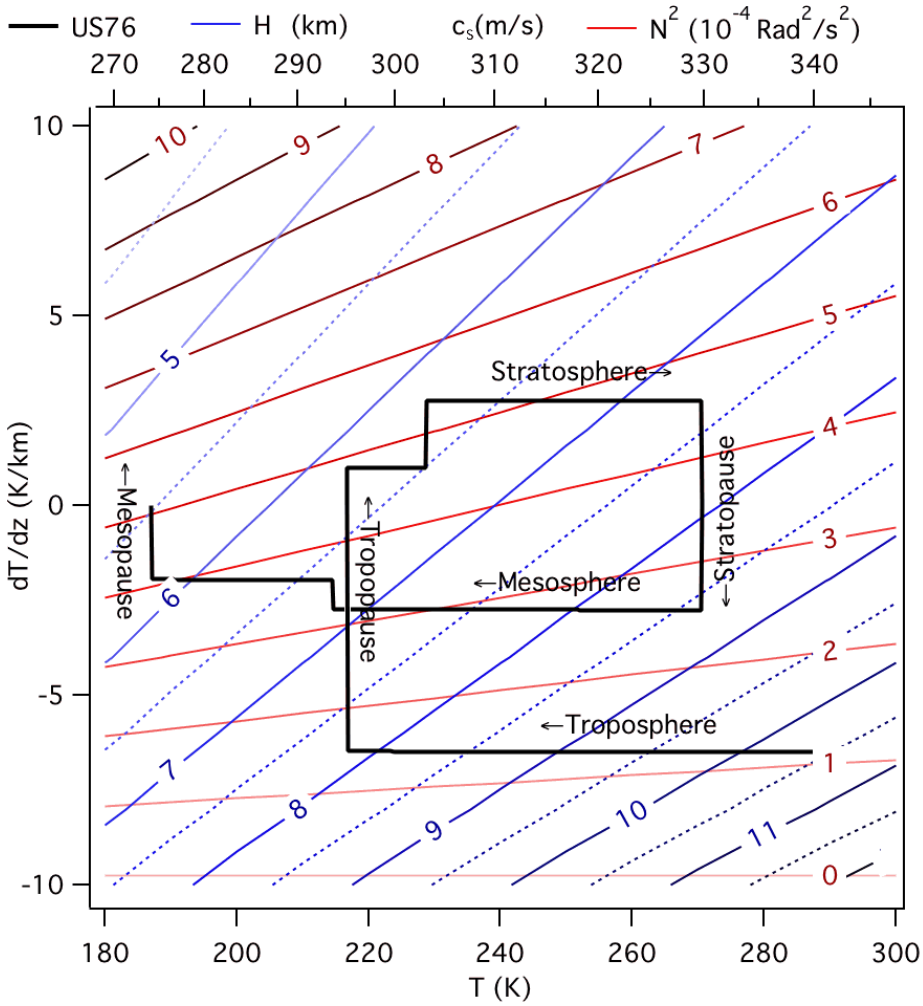



FIGURE 2.1 – *Valeurs de la pulsation de Brunt-Väisälä N, de la hauteur d'échelle de masse volumique H et de la vitesse du son $c_s$ en fonction de la température et de son gradient. Les valeurs correspondantes à l'atmosphère standard US1976 sont tracées en noir.*

Nous utilisons maintenant l'approximation de Liouville-Green ou WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin) qui considère que l'état de base de l'atmosphère varie peu au cours d'un cycle d'onde (e.g. Gill 1982). Nous appliquons cette approximation aux équations (2.16) et (2.17) pour négliger les variations verticales des vitesses horizontales de l'état de base ($\overline{u}$, $\overline{v}$) devant les variations induites par la propagation des ondes. Nous recherchons alors une solution sous la forme d'une superposition linéaire d'ondes monochromatiques écrites en notation complexe de la manière suivante :

$$\left(u', v', w', \frac{\theta'}{\overline{\theta}}, \frac{p'}{\overline{\rho}}, \frac{\rho'}{\overline{\rho}}\right) = (\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}, \tilde{\theta}, \tilde{p}, \tilde{\rho}).\exp\left[i\Big(kx + ly + mz - \omega t\Big) + \frac{z}{2H}\right] \tag{2.24}$$

Cette équation décrit le comportement d'une perturbation monochromatique d'onde de gravité de vecteur d'onde $\mathbf{k}(k, l, m)$ et de pulsation Eulérienne $\omega$. Notons que l'amplitude des différentes variables de l'équation (2.24) ne dépend pas de l'altitude. En introduisant la solution (2.24) dans les équations (2.15)-(2.20), nous obtenons le système linéaire homogène suivant :

$$-i\hat{\omega}\tilde{\rho} + ik\tilde{u} + il\tilde{v} + \left(im - \frac{1}{2H}\right)\tilde{w} = 0 \tag{2.25}$$

$$-i\hat{\omega}\tilde{u} - f\tilde{v} + ik\tilde{p} = 0 \tag{2.26}$$

$$-i\hat{\omega}\tilde{v} + f\tilde{u} + il\tilde{p} = 0 \tag{2.27}$$

$$-i\hat{\omega}\tilde{w} + \left(im - \frac{1}{2H}\right)\tilde{p} + g\tilde{\rho} = 0 \tag{2.28}$$

$$-i\hat{\omega}\tilde{\theta} + \frac{N^2}{g}\tilde{w} = 0 \tag{2.29}$$

$$\tilde{\theta} - \frac{1}{c_s^2}\tilde{p} + \tilde{\rho} = 0 \tag{2.30}$$

où $\hat{\omega}$ représente la pulsation intrinsèque de l'onde. Elle correspond à la pulsation qui serait observée dans le repère se déplaçant à la vitesse du fluide. Elle est définie à partir de la pulsation $\omega$ (associée au référentiel terrestre) en utilisant la formule de l'effet Doppler :

$$\hat{\omega} = \omega - k\overline{u} - l\overline{v} \tag{2.31}$$

Il est ensuite possible d'exprimer les amplitudes des différentes variables de la perturbation d'onde de gravité $(\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}, \tilde{\theta}, \tilde{p}, \tilde{\rho})$ en fonction de l'amplitude de l'une d'entre elle. Nous avons ici choisi de les exprimer en fonction de la pression car c'est la variable qui est enregistrée par les microbarographes :

$$\tilde{u} = \left(\frac{\hat{\omega}k + ifl}{\hat{\omega}^2 - f^2}\right)\tilde{p} \tag{2.32}$$

$$\tilde{v} = \left(\frac{\hat{\omega}l - ifk}{\hat{\omega}^2 - f^2}\right)\tilde{p} \tag{2.33}$$

$$\tilde{w} = -\hat{\omega}\left(\frac{m - i\Gamma}{N^2 - \hat{\omega}^2}\right)\tilde{p} \tag{2.34}$$

$$\tilde{\theta} = \frac{N^2}{g}\left(\frac{im + \Gamma}{N^2 - \hat{\omega}^2}\right)\tilde{p} \tag{2.35}$$

$$\tilde{\rho} = -\frac{N^2\left(im - \frac{1}{2H}\right) + \frac{g}{c_s^2}\hat{\omega}^2}{g(N^2 - \hat{\omega}^2)}\tilde{p} \tag{2.36}$$

avec $\Gamma$ le nombre d'onde parfois appelé coefficient d'Eckart (Gossard et Hooke 1975) et définit par :

$$\Gamma = \frac{g}{c_s^2} - \frac{1}{2H} \tag{2.37}$$

Les équations (2.32)-(2.36) sont appelées *équations de polarisation* par analogie avec les ondes électromagnétiques. Elles permettent en effet de retrouver les relations de phase entre les différentes composantes de la vitesse. Elles seront utilisées dans les parties 2.2 et 2.3 pour calculer les amplitudes des différentes variables du champ d'onde à partir de l'amplitude de la fluctuation de pression.

### 2.1.3 Équation de dispersion

Les équations (2.25)-(2.30) forment un système linéaire homogène de six équations à six inconnues. Elles peuvent être combinées de manière à former une seule équation appelée *équation de dispersion* :

$$\hat{\omega}^2\left(k^2 + l^2 + m^2 + \frac{1}{4H^2} - \frac{(\hat{\omega}^2 - f^2)}{c_s^2}\right) - N^2(k^2 + l^2) - f^2\left(m^2 + \frac{1}{4H^2}\right) = 0 \tag{2.38}$$

Nous pouvons remarquer que cette équation biquadratique présente deux solutions symétriques $(\hat{\omega}, \mathbf{k})$ et $(-\hat{\omega}, -\mathbf{k})$ qui sont physiquement identiques. Nous restreindrons donc notre étude aux solutions $(\hat{\omega}, \mathbf{k})$ avec $\hat{\omega}$ positif. Pour des composantes du vecteur d'onde réelles, l'équation 2.38 est purement réelle.

Son discriminant pour la variable $\hat{\omega}^2$ étant toujours strictement positif, elle présente deux solutions réelles distinctes en $\hat{\omega}$ :

$$\hat{\omega}_1 = \sqrt{\frac{Bc_S^2}{2}\left(1+\sqrt{1-\frac{4A}{B^2c_S^2}}\right)} \tag{2.39}$$

$$\hat{\omega}_2 = \sqrt{\frac{Bc_S^2}{2}\left(1-\sqrt{1-\frac{4A}{B^2c_S^2}}\right)} \tag{2.40}$$

avec :

$$A = N^2(k^2+l^2) + f^2\left(m^2+\frac{1}{4H^2}\right) \tag{2.41}$$

$$B = k^2+l^2+m^2+\frac{1}{4H^2}+\frac{f^2}{c_S^2} \tag{2.42}$$

La première solution 2.39 décrit le comportement des ondes acoustiques-gravité tandis que la seconde 2.40 celui des ondes inertie-gravité. La figure 2.2 représente les solutions des deux branches de l'équation de dispersion (2.38) dans le domaine $(\hat{\omega}, k_h)$ pour différentes valeurs du nombre d'onde vertical $m$ et avec $k_h = \sqrt{k^2+l^2}$ le nombre d'onde horizontal. Les valeurs des paramètres de l'atmosphère utilisées sont les suivantes : $N$ = 2.10$^{-2}$ rad.s$^{-1}$, $f$ = 10$^{-4}$ rad.s$^{-1}$ et $H$ = 7,8 km.

Nous pouvons remarquer que les deux familles de solutions en $(\hat{\omega}, \mathbf{k})$ sont clairement distinctes. Le domaine de pulsation de la famille acoustique-gravité (courbes de couleur rouge/orange) est délimité par une borne inférieure appelée pulsation de coupure acoustique et égale à :

$$\omega_a = \frac{c_S}{2H} \tag{2.43}$$

Cette valeur limite est approchée pour les ondes de longueur d'onde verticale infinie et de longueur d'onde horizontale supérieure à 100 km. Pour les petites longueurs d'onde l'équation de dispersion des ondes acoustiques-gravité peut être simplifiée sous la forme $\omega = c_S|\mathbf{k}|$. Cette équation est communément utilisée pour décrire le comportement des ondes sonores qui sont alors parfaitement longitudinales à la différence des ondes de gravité qui, dans le domaine de validité de l'approximation de Boussinesq, sont des ondes transverses (voir partie 2.1.4). L'équation de dispersion simplifiée des ondes sonores est représentée en noir sur la figure 2.2.

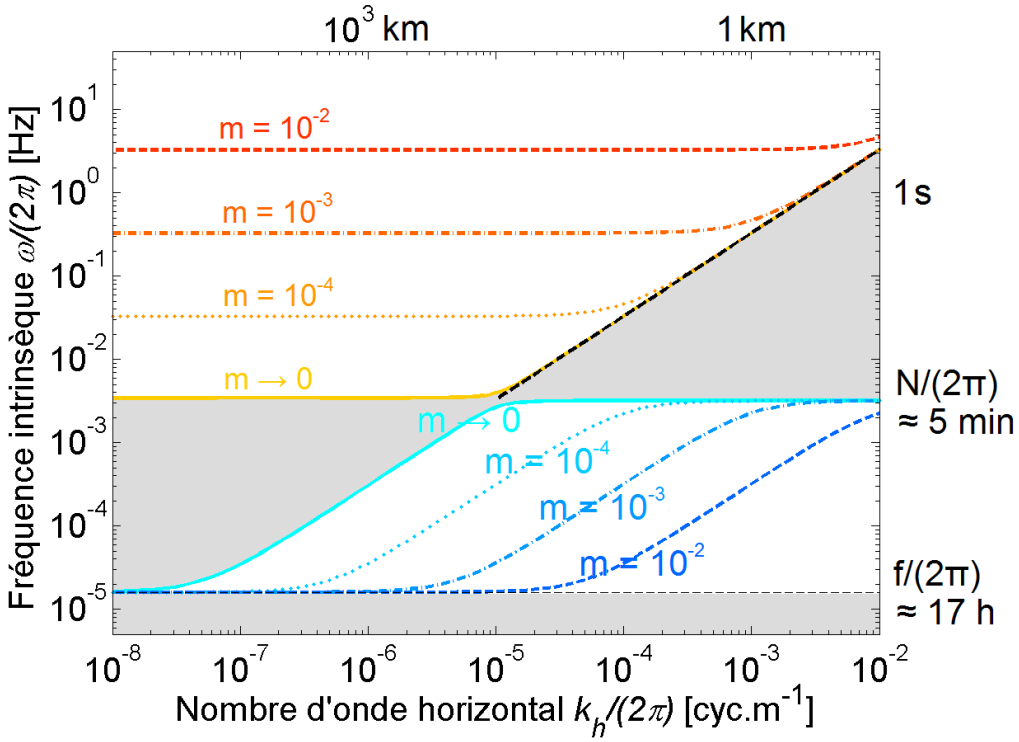



FIGURE 2.2 – *Solutions de l'équation de dispersion* (2.38) *dans le domaine* $(\hat{\omega}, k_h)$ *pour différentes valeurs du nombre d'onde vertical m [cyc.m$^{-1}$]. Les courbes de couleur rouge/orange correspondent aux solutions acoustiques-gravité, celles de couleur bleu aux solutions inertie-gravité. La droite en noir représente l'équation de dispersion simplifiée des ondes sonores, les zones grisées les domaines où l'équation de dispersion n'admet aucune solution.*

Le domaine de pulsation de la famille inertie-gravité (courbes de couleur bleu) est quant à lui borné de manière supérieure par la pulsation de Brünt-Väisälä $N$ et de manière inférieure par le paramètre de Coriolis $f$. Les zones grisées représentent les domaines pour lesquels l'équation de dispersion n'admet aucune solution réelle. La pulsation de coupure acoustique $\omega_a$ est reliée à la pulsation de Brünt-Väisälä $N$ par la relation :

$$\omega_a^2 = N^2 + c_s^2 \Gamma^2 \tag{2.44}$$

La pulsation de coupure acoustique $\omega_a$ est donc toujours supérieure ou égale à la pulsation de Brünt-Väisälä $N$. Elles sont égales dans le cas où les paramètres de l'atmosphère vérifient l'égalité suivante $c_s = 2gH$ ($\Gamma = 0$). Mis à part ce cas, il existe donc toujours une bande de pulsations comprise entre la pulsation de coupure acoustique $\omega_a$ et la pulsation de Brünt-Väisälä $N$ dans laquelle l'équation de dispersion (2.38) n'admet aucune solution réelle. En reprenant les valeurs des paramètres de l'atmosphère caractéristiques de la stratopause utilisées précédemment nous obtenons bien une pulsation de coupure acoustique $\omega_a$ = 2,2.10$^{-2}$ rad.s$^{-1}$ proche mais supérieure à la pulsation de

Brünt-Väisälä $N$ = 2,0.10$^{-2}$ rad.s$^{-1}$. Pour finir remarquons qu'il n'existe pas de solutions de pulsation inférieure au paramètre de Coriolis. Notons cependant que la valeur du paramètre de Coriolis est nulle au niveau de l'équateur (voir équation 2.6).

### 2.1.4 Ondes de gravité

#### Approximation de Boussinesq

La branche inertie-gravité (2.40) de l'équation de dispersion (2.38) est appelée *équation de dispersion totalement compressible* des ondes de gravité (Marks et Eckermann 1995). Dans le but de supprimer la branche des ondes acoustiques-gravité (qui se propagent via des variations de masse volumique) tout en conservant celle de ondes inertie-gravité nous pouvons considérer l'approximation $c_s \to +\infty$ dans l'équation (2.38) pour retenir le terme de compressibilité relié au gradient de masse volumique (Fritts et Alexander 2003). Nous obtenons alors une équation de dispersion quadratique légèrement altérée par rapport à l'équation de dispersion totalement compressible (2.40) mais spécifique au domaine des ondes de gravité :

$$\hat{\omega} = \sqrt{\frac{N^2(k^2+l^2) + f^2\left(m^2 + \frac{1}{4H^2}\right)}{k^2+l^2+m^2+\frac{1}{4H^2}}} \tag{2.45}$$

L'approximation $m^2 \gg 1/(4H^2)$ est aussi parfois utilisée car le terme lié à la hauteur d'échelle de masse volumique $H$ n'influence que les ondes de très grande échelle verticale. L'équation de dispersion s'exprime alors sous la forme :

$$\hat{\omega} = \sqrt{\frac{N^2(k^2+l^2) + f^2m^2}{k^2+l^2+m^2}} \tag{2.46}$$

La même équation de dispersion peut être obtenue en considérant directement l'*approximation d'incompressibilité de Boussinesq* dans les équations de la dynamique des fluides (2.2)-(2.8) pour négliger les forces de compression excepté pour calculer les forces de flottabilité hydrostatique (définition et discussions en Annexe A.1.3). Cette approximation consiste à ne considérer les variations de la masse volumique $\rho$ que lorsqu'elles sont associées à l'accélération gravitationnelle $g$, comme c'est le cas dans l'équation de conservation du moment projeté sur l'axe vertical (2.5). Les conséquences directes de cette approximation sont $c_s \to +\infty$ et $H \to +\infty$ ce qui correspond bien aux approximations considérées pour obtenir l'équation de dispersion (2.46).

La figure 2.3 compare les solutions de l'équation de dispersion spécifique aux ondes de gravité (2.45) (solide) à celle sous l'approximation de Boussinesq (2.46) (pointillés) dans le domaine $(k_h, m)$. Les valeurs des paramètres de l'atmosphère utilisées sont celles caractéristiques de la stratopause soit $N$ = 2.10$^{-2}$ rad.s$^{-1}$, $f$ = 10$^{-4}$ rad.s$^{-1}$ et $H$ = 7,8 km. Cette figure illustre bien le fait que le terme de stratification $1/(4H^2)$ n'influence l'équation de dispersion que lorsqu'il n'est pas négligeable devant le carré du nombre d'onde vertical $m^2$.

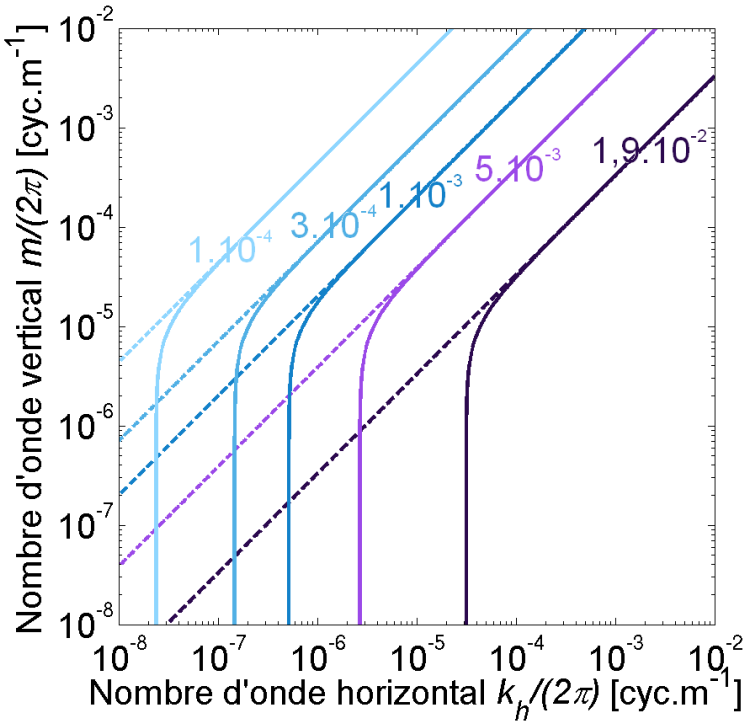



FIGURE 2.3 – *Comparaison entre les solutions de l'équation dispersion spécifique aux ondes de gravité* (2.45) *(solide) et celles sous l'approximation de Boussinesq* (2.46) *(pointillés) dans le domaine* $(k_h, m)$.

Les solutions des trois équations de dispersion (2.40) (bleu), (2.45) (violet) et (2.46) (rose) sont maintenant comparées (figure 2.4) dans le domaine $(\hat{\omega}, k_h)$ pour des longueurs d'onde verticales égale à 10 km (solide) et infinie (pointillés). Nous pouvons remarquer que l'approximation $c_s \to +\infty$ ne modifie quasiment pas les solutions de l'équation de dispersion totalement compressible et que les solutions des équations (2.40) et (2.45) sont très proches quelque soit la valeur du nombre d'onde vertical $m$. Nous pouvons également observer que les solutions des trois équations de dispersion ne sont pas distinguables lorsque l'inégalité $m^2 \gg 1/(4H^2)$ est vérifiée ce qui confirme les résultats présentés sur la figure 2.3.

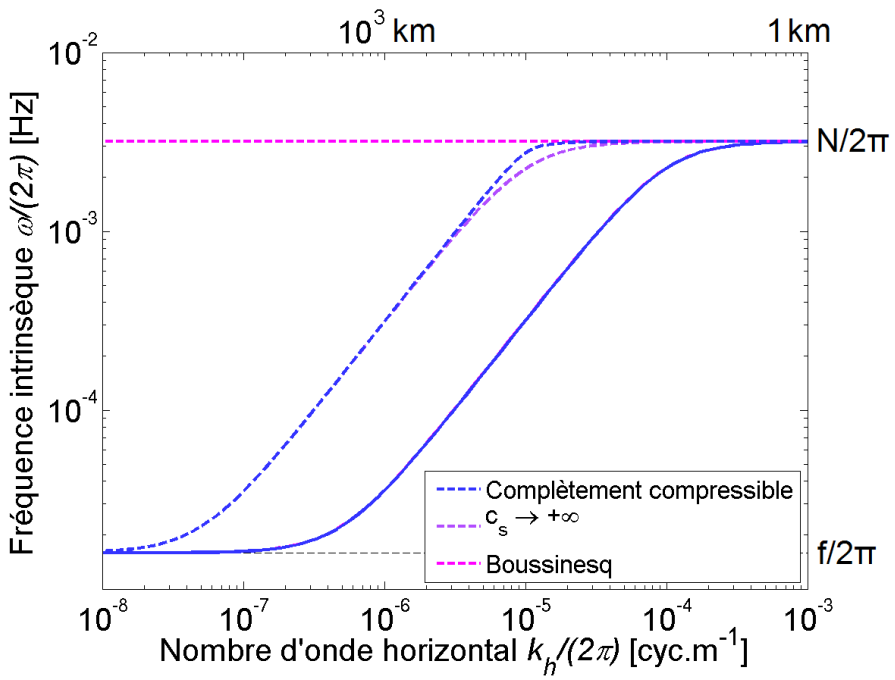



FIGURE 2.4 – *Comparaison entre les solutions des équations de dispersion* (2.40) *(bleu),* (2.45) *(violet) et* (2.46) *(rose) dans le domaine* $(\hat{\omega}, k_h)$ *pour* $m = 10^{-4}$ *cyc.m*$^{-1}$ *(solide) et* $m = 0$ *(pointillés).*

**Vitesse de phase**

La vitesse de phase d'une onde est la vitesse à laquelle la phase de l'onde se propage dans l'espace. Elle a pour expression

$$c_\varphi = \frac{\omega}{|\mathbf{k}|} \tag{2.47}$$

La vitesse de phase est notée $c_\varphi$ pour éviter toute confusion avec la vitesse du son notée $c_s$. Elle n'est pas un vecteur mais la propagation de la phase de l'onde a une direction donnée par le vecteur d'onde $\mathbf{k}$. Nous souhaitons ici attirer l'attention du lecteur sur le fait qu'il est possible de calculer des vitesses de phases $(c_\varphi/k, c_\varphi/l, c_\varphi/m)$ en fonction de chacune des composantes $(k, l, m)$ du vecteur d'onde $\mathbf{k}$, mais que le module de ce vecteur ne correspond pas à la vitesse de phase. La vitesse de phase calculée en fonction de la composante horizontale du vecteur d'ondes $(c_\varphi/k)$ correspond par contre à la vitesse détectée par les réseaux de microbarographes. Elle est parfois appelée *vitesse de phase horizontale* ou encore *vitesse de phase apparente*. La figure 2.5 représente la valeur absolue de la vitesse de phase dans le plan $(k_h, m)$ pour une atmosphère sans vent et pour les valeurs suivantes des paramètres de l'atmosphère : $N = 2.10^{-2}$ rad.s$^{-1}$, $f = 10^{-4}$ rad.s$^{-1}$ et $H = 7{,}8$ km.

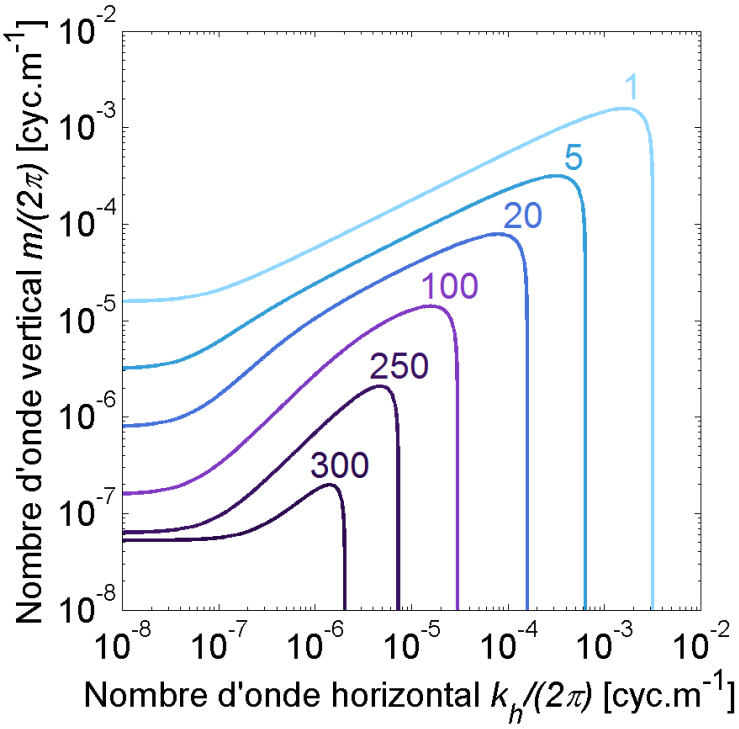



FIGURE 2.5 – *Vitesse de phase des ondes de gravité $c_\varphi$ [m.s-1] dans le domaine $(k_h, m)$.*

La vitesse de phase maximale $(c_\varphi)_{max}$ a pour expression :

$$(c_\varphi)_{max} = 2HN \tag{2.48}$$

soit pour les valeurs des paramètres de l'atmosphère précédemment choisies $(c_\varphi)_{max}$ = 304 m.s-1. Notons que cette valeur est proche de la vitesse du son $c_s$ = 330 m.s-1 et qu'elle est approchée pour des nombres d'onde horizontaux $k_h$ tels que $(f/2HN)^2 \ll k_h^2 \ll 1/(2H)^2$ et des nombres d'onde verticaux nuls.

**Vitesse de groupe**

La vitesse de groupe qui caractérise la vitesse de propagation de l'énergie a pour expression :

$$\mathbf{c}_g = \frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}} \tag{2.49}$$

En utilisant l'équation de dispersion spécifique aux ondes de gravité (2.45) les composantes horizontale et verticale de la vitesse de groupe peuvent s'écrire :

$$(c_{gx}, c_{gy}, c_{gz}) = (\overline{u}, \overline{v}, 0) + \frac{\left[k(N^2 - \hat{\omega}^2), l(N^2 - \hat{\omega}^2), -m(\hat{\omega}^2 - f^2)\right]}{\hat{\omega}\left(k^2 + l^2 + m^2 + \frac{1}{4H^2}\right)} \tag{2.50}$$

Pour une atmosphère sans vent, les vitesses de groupe zonale et méridienne $c_{gx}$ et $c_{gy}$ sont donc respectivement du signe de $k$ et $l$. La vitesse de groupe verticale $c_{gz}$ est quant à elle de signe opposé à $m$. La figure 2.6 représente le module de la vitesse de groupe $|\mathbf{c}_g|$ dans le plan $(k_h, m)$ pour une atmosphère sans vent et pour les valeurs suivantes des paramètres de l'atmosphère : $N$ = 2.10$^{-2}$ rad.s$^{-1}$, $f$ = 10$^{-4}$ rad.s$^{-1}$ et $H$ = 7,8 km.

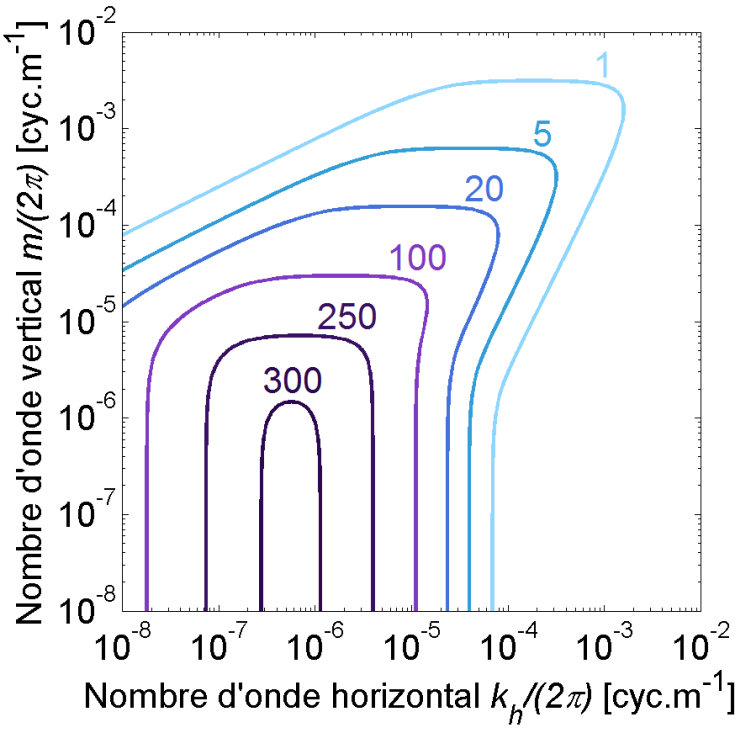



FIGURE 2.6 – *Module de la vitesse de groupe des ondes de gravité $|\mathbf{c}_g|$ [m.s$^{-1}$] dans le domaine $(k_h, m)$.*

Nous pouvons remarquer que lorsque $m^2 \ll 1/(4H^2)$ la vitesse de groupe ne dépend quasiment que du nombre d'onde horizontal $k_h$. Le module maximal de vitesse de groupe $|\mathbf{c}_g|_{max}$ a la même expression que la vitesse de phase maximale soit :

$$|\mathbf{c}|_{max} = 2HN \tag{2.51}$$

Elle est aussi approchée pour des nombres d'onde horizontaux $k_h$ tels que $(f/2HN)^2 \ll k_h^2 \ll 1/(2H)^2$ et des nombres d'onde verticaux nuls. Nous pou-

vons remarquer que dans le cadre de l'approximation de Boussinesq (équation (2.46)), la vitesse de groupe des ondes de gravité est perpendiculaire au vecteur d'onde :

$$\mathbf{c}_g.\mathbf{k} = 0 \tag{2.52}$$

Dans le domaine de validité de l'approximation d'incompressibilité de Boussinesq, les ondes de gravité sont donc parfaitement transverses. Ceci est un des résultats les plus caractéristiques du comportement des ondes de gravité. La figure 2.7 représente ses quatre combinaisons possibles pour le couple $(\mathbf{c}_g, \mathbf{k})$ dans le cas d'une source ponctuelle centrée en O. Les quatre lettres A, B, C et D correspondent aux différentes combinaisons de signes pour les composantes $(k, m)$ du vecteur d'onde $\mathbf{k}$. Elles seront associées à des sous-domaines spectraux dans la partie 2.2.3.

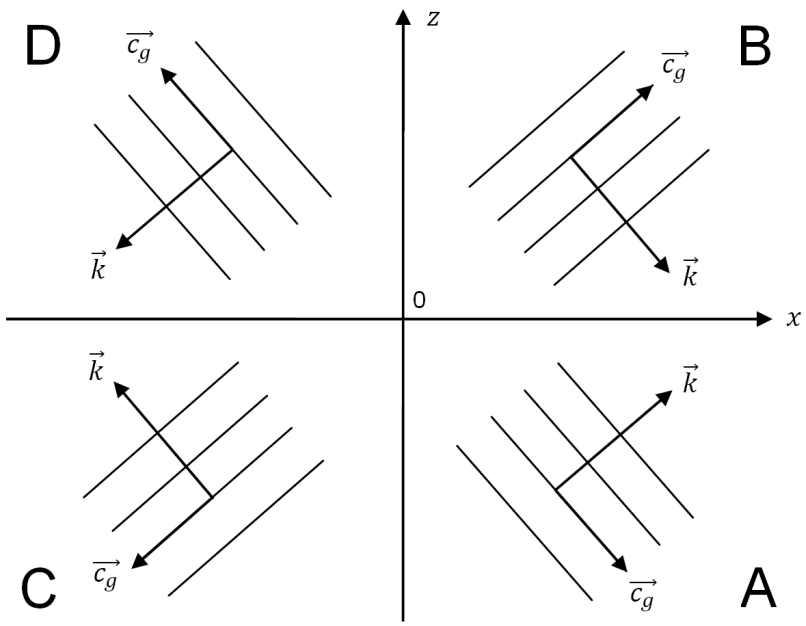



FIGURE 2.7 – *Rayonnement d'ondes de gravité sous l'approximation de Boussinesq dans le cas d'une source ponctuelle centrée en O (d'après Mercier* et al. *2008).*

## 2.2 Modèle linéaire spectral numérique

### 2.2.1 Objectifs

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, les ondes de gravité produisent des fluctuations de pression au niveau du sol qui peuvent être détectées par les microbarographes. Un des objectifs de la thèse est d'arriver à

caractériser les ondes de gravité à partir d'enregistrements de fluctuations de pression au niveau du sol et si possible d'essayer d'identifier la source de ces ondes. Dans le cadre de cette étude, nous avons développé un nouveau modèle pour simuler la propagation de fluctuations d'ondes de gravité internes dans une atmosphère stable et stratifiée. Ce modèle peut tout d'abord être utilisé de manière pédagogique pour visualiser la propagation des ondes de gravité dans le but de mieux comprendre le mode de propagation et les principales caractéristiques des ondes de gravité. Il fournit des solutions facilement interprétables et permet de retrouver des résultats classiques sur la propagation des ondes de gravité. Il peut aussi être utilisé pour produire des signaux synthétiques de pression au niveau du sol. Ces signaux seront utilisés dans la suite du document pour, dans un premier temps, déterminer les caractéristiques des paquets d'ondes de gravité que nous pouvons retrouver à partir d'enregistrements de pression au niveau du sol, puis pour tester des méthodes de traitement du signal adaptées à la détection et à la caractérisation des ondes de gravité. Enfin ce modèle peut être utilisé pour estimer les fluctuations de pression produites au premier-ordre par les ondes de gravité générées par certaines sources, telles que le refroidissement atmosphérique ayant lieu lors du passage d'une éclipse de Soleil. Il sera notamment utilisé dans la partie 4.2 pour estimer les fluctuations de pression d'ondes de gravité produites par le passage de l'éclipse de Soleil du 1er août 2008, fluctuations qui seront ensuite comparées à des données de pression enregistrées au niveau du sol.

### 2.2.2 Article : Linear spectral numerical model for internal gravity wave propagation

**Résumé**

Un modèle linéaire spectral numérique tridimensionnel est proposé pour simuler la propagation de fluctuations d'ondes de gravité internes dans une atmosphère stable et stratifiée. Le modèle est développé afin d'obtenir des estimations au premier ordre de fluctuations d'ondes de gravité produites par des sources identifiées. Il est basé sur les solutions des équations fondamentales de la dynamique des fluides linéarisées et utilise l'équation de dispersion totalement compressible des ondes d'inertie-gravité. L'implémentation spectrale exclue les situations impliquant les variations spatiales de la fréquence de Brunt-Väisälä ou du vent moyen. Cependant la stratification de masse volumique est prise en compte dans le calcul de l'amplitude des fluctuations. En plus de la propagation libre de paquets d'ondes de gravité, le modèle peut traiter à la fois les sources impulsives et continues. Il peut prendre en compte l'évolution spatiale et temporelle des sources permettant de couvrir un large domaine de situations physiques. La méthode est validée avec un monopôle de pression monochromatique connu pour générer des ondes en forme de croix de Saint-André. Il est ensuite appliqué au cas du refroidissement de la

couche d'ozone durant une éclipse totale de Soleil. La réponse asymptotique à un forçage thermique gaussien se déplaçant à une vitesse constante ainsi que la réponse transitoire à l'éclipse du 4 décembre 2002 sont en bon accord avec les simulations précédentes. Les applications futures pour le modèle sont discutées.

Cet article a été publié dans le *Journal of Atmospheric Sciences* en mai 2010. Dans la suite de la thèse, il est désigné sous la forme Marty et Dalaudier (2010) ou encore MD2010.

# Linear Spectral Numerical Model for Internal Gravity Wave Propagation

J. MARTY

*CEA, DAM, DIF, Arpajon, France*

F. DALAUDIER

*CNRS/INSU, LATMOS/IPSL, Université Versailles St-Quentin, and UPMC-Paris 6, Paris, France*

(Manuscript received 19 June 2009, in final form 23 October 2009)

ABSTRACT

A three-dimensional linear spectral numerical model is proposed to simulate the propagation of internal gravity wave fluctuations in a stably stratified atmosphere. The model is developed to get first-order estimations of gravity wave fluctuations produced by identified sources. It is based on the solutions of the linearized fundamental fluid equations and uses the fully compressible dispersion relation for inertia–gravity waves. The spectral implementation excludes situations involving spatial variations of buoyancy frequency or background wind. However, density stratification variations are taken into account in the calculation of fluctuation amplitudes. In addition to gravity wave packet free propagation, the model handles both impulsive and continuous sources. It can account for spatial and temporal variations of the sources, encompassing a broad range of physical situations. The method is validated with a monochromatic pressure monopole, which is known to generate St. Andrew's cross–shaped waves. It is then applied to the case of the ozone layer cooling during a total solar eclipse. The asymptotic response to a Gaussian thermal forcing traveling at constant velocity and the transient response to the 4 December 2002 eclipse show good agreement with previous numerical simulations. Further applications for the model are discussed.

## 1. Introduction

The French Atomic Energy Commission (CEA) has performed various measurement campaigns of atmospheric pressure fluctuations using very sensitive ($10^{-3}$ Pa) ground-based microbarograph networks. Among recorded pressure fluctuations, gravity wave events have been identified. Previous gravity wave measurement campaigns (e.g., Hauf et al. 1996; Rees et al. 2000) have shown that it is not easy to determine gravity wave packet characteristics from ground pressure signals and even harder to identify their sources. This was one motivation for constructing a simple numerical model able to simulate ground pressure fluctuations generated by gravity wave propagation. Several gravity wave propagation models have already been proposed. Some have studied theoretical situations such as the response to an oscillating source moving through the atmosphere, including an analytical model based on Green's function (Voisin 1994) or a numerical spectral model based on the determination of eigenfunctions through the ray approximation (Broutman and Rottman 2004). Others have been applied to more realistic situations such as jet streams (Fritts and Luo 1992), convection (Fovell et al. 1992), topography (Broutman et al. 2003), or total solar eclipses (Fritts and Luo 1993).

In this paper, we present a three-dimensional linear spectral numerical model that can propagate internal gravity wave fluctuations in a stably stratified atmosphere. Rather than solving the linearized fundamental fluid equations with source terms, the present model simply implements the free propagation of the *unforced* solutions—namely, monochromatic internal gravity waves. The influence of the source terms is time discretized and handled as impulsive modification of the solutions. Thus, the model can account for spatial and temporal evolution of both source and wave field. All calculations are performed in the spectral domain using the numerical convenience of the three-dimensional discrete Fourier transform (3D-DFT). The objectives of the model are manifold. First, it must provide first-order estimations of gravity wave fluctuations generated by identified sources

*Corresponding author address:* J. Marty, CEA, DAM, DIF, F-91297 Arpajon, France.
E-mail: julien.marty@cea.fr

DOI: 10.1175/2009JAS3237.1

© 2010 American Meteorological Society

(explosions, solar eclipse, etc.). Synthetic fluctuations produced by the model can then be compared to observations and facilitate measurement campaign planning. The model must also help characterize the pressure signature of gravity wave packets in microbarograph records. Ground pressure synthetic signals can be used to test signal processing methods devoted to gravity wave detection and characterization.

The model is based on the gravity wave *linear* theory for a stably stratified atmosphere, which has often shown a good ability to describe the first-order behavior of gravity waves (Fritts and Alexander 2003). Each wave is treated independently, as if it were the only one present in the system. Superposition of several monochromatic gravity waves accounts for wave packets but waves cannot interact to exchange energy. Thus, processes such as wave breaking, wave–mean flow interactions, or wave–wave interactions are discarded, as well as all the resulting energy transfers. Solutions of linearized equations must then be viewed as estimations useful for interpreting observations rather than accurate results. The method is presented for the fully compressible gravity wave dispersion relation (e.g., Marks and Eckermann 1995; Fritts and Alexander 2003). It can, however, take into account other gravity wave dispersion relations resulting from approximations of the fully compressible one.

Since the propagation occurs in the spectral domain, the atmospheric parameters of the gravity wave dispersion relation are not allowed to vary. Spatial variations of the buoyancy frequency $N$, the background wind $(\overline{u}, \overline{v}, 0)$, and the density scale height $H$ are therefore excluded. A constant buoyancy frequency removes any possible reflection or ducting cases. A spatially uniform background wind prevents the analysis of some gravity wave sources such as jet streams. However, we will see in section 4a that it allows us to easily take into account gravity wave sources with constant velocity by working in the source reference frame. The density scale height is an important parameter in the dispersion relation for long vertical wavelengths, but its influence on the calculation of wave amplitudes is even more essential. This is particularly true at high altitude as wave amplitude exponentially increases with height. To obtain more realistic results, we will show that while keeping the density scale height constant in the gravity wave dispersion relation, it is possible to take into account any given atmospheric density profile for the calculation of wave amplitudes.

Despite some limitations, we will see that this model encompasses a broad range of physical situations. Its design makes it simple to use and to understand. The method is described in section 2, including the handling of impulsive and continuous sources. The model is validated in section 3 with a monochromatic Gaussian monopole, which is known to generate St. Andrew's cross–shaped waves (e.g., Lighthill 1978; Voisin 1991). In section 4, it is applied to the case of the ozone layer cooling during a solar eclipse, which generates large-scale gravity waves (Chimonas and Hines 1970). The asymptotic solution is compared to Chimonas' (1970) analytical theory and Fritts and Luo's (1993) numerical solutions. The transient response to the 4 December 2002 eclipse is also investigated. Our solutions show good agreement with results obtained by Eckermann et al. (2007), who used a high-altitude global numerical weather prediction model. Finally, some future applications for the model are discussed in section 5.

## 2. Model description

### a. Linear theory solutions

We refer to the review of Fritts and Alexander (2003) for the linearization in Cartesian coordinates $(x, y, z)$ of fundamental fluid equations around a horizontally uniform hydrostatic basic state with background wind $(\overline{u}, \overline{v}, 0)$, potential temperature $\overline{\theta}$, density $\overline{\rho}$, and pressure $\overline{p}$ varying only in $z$. By assuming the (angular) buoyancy frequency $N$ and the background wind to be spatially uniform, we obtain a set of equations with *exact* solutions, which can be expressed as a linear superposition of monochromatic waves of the form

$$\left(u', v', w', \frac{\theta'}{\overline{\theta}}, \frac{p'}{\overline{p}}, \frac{\rho'}{\overline{\rho}}\right) = (\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}, \tilde{\theta}, \tilde{p}, \tilde{\rho}) \times \exp\left[i(kx + ly + mz - \omega t) + \frac{z}{2H}\right]. \quad (1)$$

Here $H$ is the density scale height and $(u', v', w', \theta'/\overline{\theta}, p'/\overline{p}, \rho'/\overline{\rho})$ a perturbation induced by a monochromatic gravity wave with wave vector $\mathbf{k}$ [components $(k, l, m)$] and Eulerian angular frequency $\omega$, which can be written as

$$\omega = \hat{\omega} + k\overline{u} + l\overline{v}. \quad (2)$$

The intrinsic angular frequency $\hat{\omega}$ represents the angular frequency that would be observed in a reference frame moving at the background wind velocity. It is solution of a biquadratic equation [Fritts and Alexander 2003, their Eq. (22)] that has two separated families of solutions, one related to acoustic–gravity waves and the other to inertia–gravity waves. We here focus on the second family of solutions, whose dispersion relation reads

$$\hat{\omega}^2 = \frac{Bc_S^2}{2}\left(1 - \sqrt{1 - \frac{4A}{B^2c_S^2}}\right), \tag{3}$$

with

$$A = N^2(k^2 + l^2) + f^2\left(m^2 + \frac{1}{4H^2}\right), \tag{4}$$

$$B = k^2 + l^2 + m^2 + \frac{1}{4H^2} + \frac{f^2}{c_S^2}, \tag{5}$$

where $c_S$ represents the sound speed and $f$ the Coriolis parameter, assumed to be constant over a considered region. This dispersion relation has even solutions $(\hat{\omega}, \mathbf{k})$ and $(-\hat{\omega}, -\mathbf{k})$, which are physically identical. Thus, we follow the usual sign convention and only retain $(\hat{\omega}, \mathbf{k})$ solutions where $\hat{\omega}$ is positive. We note that this dispersion relation simultaneously takes into account buoyancy $N$, density stratification $H$, compressibility $c_S$, and rotational $f$ effects. Depending on the wave vector range, some terms can be neglected to simplify the analysis. The only term that is always insignificant is the last term in Eq. (5) as $1/4H^2 \gg f^2/c_S^2$. For real-valued wave vector components $(k, l, m)$, the intrinsic angular frequency $\hat{\omega}$ is bounded between the Coriolis parameter $f$ and the buoyancy frequency $N$. We now define the normalized pressure fluctuation $\phi'$ as

$$\phi'(x, y, z, t) = p'(x, y, z, t)\frac{\rho_0}{\overline{\rho}(z)}e^{-z/2H}, \tag{6}$$

with $\rho_0 = \overline{\rho}(0)$ being the density at the ground. According to Eq. (1), the normalized pressure fluctuation $\phi'$ can be decomposed into a linear superposition of monochromatic gravity waves $\phi'_{k,l,m}$ with *constant* amplitudes $\tilde{\phi}_{k,l,m} = \rho_0\tilde{p}_{k,l,m}$ over the whole spatial domain:

$$\phi'_{k,l,m}(x, y, z, t) = \tilde{\phi}_{k,l,m}e^{i(kx+ly+mz-\omega t)}. \tag{7}$$

The model is mainly developed to help interpret microbarographs records. Thus, influence of ground reflection on pressure variation must be taken into account. Reflection of internal waves has been intensely studied in both the atmosphere and the ocean (e.g., Thorpe 1987). We here simplify the problem by considering a horizontal ground surface. We start from Fritts and Alexander [2003, their Eqs. (15)–(20)] to deduce the polarization relation between complex amplitudes $\tilde{p}$ and $\tilde{w}$ of the gravity wave perturbation:

$$\tilde{p} = -\frac{N^2 - \hat{\omega}^2}{\hat{\omega}(m - i\Gamma)}\tilde{w}, \tag{8}$$

with $\Gamma$, the wavenumber, defined as

$$\Gamma = \frac{g}{c_S^2} - \frac{1}{2H}. \tag{9}$$

It is sometimes referred to as the Eckart coefficient (Gossard and Hooke 1975). We assume that the reflection is total in the sense that the energy of the incident and reflected wave is conserved. As usual, the boundary conditions at the ground are vertical velocity vanishing and angular frequency conservation:

$$\tilde{w}_i = -\tilde{w}_r, \quad \omega_i = \omega_r, \tag{10}$$

with the subscripts $i$ and $r$ respectively related to the incident and reflected waves. It follows that

$$k_i = k_r, \quad l_i = l_r, \quad m_i = -m_r. \tag{11}$$

From Eq. (8) we deduce the normalized pressure fluctuation amplitude $\tilde{\phi}_r$ of the reflected wave:

$$\tilde{\phi}_r = \tilde{\phi}_i\left(\frac{m_i - i\Gamma}{m_i + i\Gamma}\right). \tag{12}$$

The complex amplitude of the normalized pressure fluctuation undergoes a phase shift when the wave reflects. However, this phase shift does not exceed 10° for vertical wavelengths less than 10 km and atmospheric parameters with standard tropospheric or stratospheric values.

### b. Free temporal evolution

In the following sections, the method will be described for the pressure because it is the variable recorded by microbarographs. However, complex amplitudes of wave perturbation variables described in Eq. (1) are linked together by polarization relations and therefore can be retrieved from the pressure variation. A complex-valued normalized pressure fluctuation field [Eq. (6)] is taken as initial state for the time $t = 0$. This field can be expressed by its spectral components using the three-dimensional inverse discrete Fourier transform (3D-IDFT):

$$\phi'(x, y, z, 0) = \sum_{k,l,m}\hat{\phi}_{k,l,m}e^{i(kx+ly+mz)}, \tag{13}$$

with $\hat{\phi}$ the 3D-DFT of the normalized pressure fluctuation field $\phi'$ at the time $t = 0$. By comparing Eq. (13) with Eq. (7), we can identify the Fourier coefficients $\hat{\phi}_{k,l,m}$ with the normalized pressure fluctuation amplitudes $\tilde{\phi}_{k,l,m}$ of the monochromatic gravity waves. In the case of a real-valued initial field, we will see in section 2d that directions

of propagation can be specified by applying a filtering operation in the spectral domain. It can be seen from Eq. (3) that the angular frequency only depends on wave vector components when the buoyancy frequency, the density scale height, and the background wind are spatially constant. Thus, as long as no source interferes, the normalized pressure fluctuation field $\phi'(x, y, z, 0)$ can be propagated over any arbitrary time interval $t$ by shifting the phase of its Fourier coefficients with the appropriate angular frequency $\omega(k, l, m)$:

$$\phi'(x, y, z, t) = \sum_{k,l,m} (\hat{\phi}_{k,l,m} e^{-i\omega t}) e^{i(kx+ly+mz)}. \quad (14)$$

The modulus of spectral components always remains the same. Only the phase varies and is responsible for the temporal evolution. The wave field after propagation is complex even in the case of real-valued initial wave field. Its imaginary part $\mathrm{Im}[\phi'(x, y, z, t)]$ can be interpreted as the Hilbert transform of its real part $\mathrm{Re}[\phi'(x, y, z, t)]$ up to an overall sign. This is because we have chosen complex exponential solutions to resolve linearized fundamental fluid equations (Bracewell 1999). It is an interesting characteristic of the model that provides not only the real part of the wave field but also its phase. It can be useful for signal processing methods based on the Hilbert transform such as the calculation of signal instantaneous frequency or phase and group velocities. Here we refer to the definition of the Hilbert transform as associating the imaginary part of the analytical signal to its real part. Finally, the pressure fluctuation field $p'$ can be deduced at any altitude from the normalized pressure fluctuation field $\phi'$ by rearranging Eq. (6) into

$$p'(x, y, z, t) = \phi'(x, y, z, t)\sqrt{\frac{\overline{\rho}(z)}{\rho_0}}, \quad (15)$$

where the exponential variation of the density with the altitude has been replaced by the square root of density ratio in order to better account for energy conservation. This allows us to take into account a realistic atmospheric density profile when calculating the pressure fluctuation even though the density scale height has been assumed to be constant in the dispersion relation.

### c. Source effects

Free temporal propagation can be used for any time interval as long as no source of pressure fluctuations interferes with the medium. When a source starts modifying the pressure field, its effects must be taken into account before propagating the wave field further. If the source duration is small with respect to $2\pi/N$ (period corresponding to the buoyancy frequency), the source can be considered as impulsive. The total effect of the source on the normalized pressure fluctuation field is added instantaneously and the free temporal propagation method described above can be applied to propagate the new wave field. The model can therefore be used to investigate cases such as explosions, which quasi-instantaneously modify the pressure field. Nevertheless, most gravity wave sources cannot be considered impulsive (convection, topography, solar eclipses, etc.) and source effects need to be time discretized. We here consider a normalized pressure fluctuation forcing (per unit time) $F_\phi$. This forcing term can be decomposed into a series of impulsive elements $s_n$ representing the integration of the source effects on the normalized pressure fluctuation field around the time $t_n$:

$$s_n(x, y, z) = \int_{t_n-(t_n-t_{n-1})/2}^{t_n+(t_{n+1}-t_n)/2} F_\phi(x, y, z, t)\, dt. \quad (16)$$

Because of the linearity of the model, we can successively add each source effect sample such that

$$\hat{\phi}_{k,l,m}(t_n) = [\hat{s}_{n-1} + \hat{\phi}_{k,l,m}(t_{n-1})]e^{-2i\pi(\omega/\omega_{Sn})}. \quad (17)$$

Here $\hat{\phi}_{k,l,m}(t_{n-1})$ is the 3D-DFT of the normalized pressure field, just before taking into account the effects of the source around the time $t_{n-1}$; $\hat{s}_{n-1}$ is the 3D-DFT of the source effect sample $s_{n-1}$ and $\omega_{Sn}$ is the instantaneous angular sampling frequency between the time $t_{n-1}$ and $t_n$, defined as

$$\omega_{Sn} = \frac{2\pi}{t_n - t_{n-1}}. \quad (18)$$

This sampling frequency is not necessarily constant but must be chosen carefully. First, the *temporal* Nyquist criterion needs to be satisfied so that the effects of the source on the normalized pressure fluctuation field are properly represented. Second, waves generated by a succession of impulsive source effect samples but not produced by the corresponding continuous source can appear. These unwanted waves are directly linked to the choice of the sampling frequency and can be eliminated by always keeping the sampling frequency outside of the frequency propagation domain:

$$\omega_{Sn} > \omega(k_N, l_N, m_N) + \mathbf{k}_N \cdot \mathbf{u}_S, \quad (19)$$

with $(k_N, l_N, m_N)$ being the components of the *spatial grid* Nyquist wave vector $\mathbf{k}_N$ and $\mathbf{u}_S$ the source velocity.

In the case of zero background wind and for a stationary source, the internal gravity wave frequency domain is bounded from above by the buoyancy frequency. Thus, a sufficient condition for (19) is

$$\omega_{Sn} > N. \tag{20}$$

The consequences of violating this condition will be demonstrated in section 3 with a monochromatic Gaussian monopole time discretized with a frequency lower than the buoyancy frequency. This characteristic would make it more difficult to take into account the propagation of acoustic–gravity waves from continuous sources within this model. This would indeed require a very high sampling frequency because no upper bound frequency such as the buoyancy frequency for gravity waves delimits the acoustic–gravity wave propagation frequency domain.

### *d. Implementation*

In this section we discuss how to implement the model described above, which can be run for most cases on a standard (2009) personal computer. The first thing to consider is the domain spatial dimension and resolution. Since the result of the 3D-IDFT on a finite spectral wave field is periodic, the spatial domain must be large enough to prevent one side of the studied field to superimpose upon its other side after propagation of the studied phenomenon. If ground reflection is taken into account, the size of the spatial wave field must also be doubled in the $z$ direction. In this case, the wave field propagates for negative altitudes and the ground reflection is accounted for at the end of the propagation process. Each component is reflected, modified according to Eq. (12), and added to the incident field. Spatial resolution mainly depends on the source spectral components. It also relies on the distance between (synthetic) recording points, which can simulate, for example, a microbarograph network.

The model can be used to investigate the evolution of any real or complex-valued pressure fluctuation field. In the case of a real-valued initial field, no information is known about the wave field direction of propagation. When calculating the 3D-DFT, energy is evenly split between opposite directions of propagation and the spectral wave field is the sum of two complex conjugate parts of positive and negative wavenumbers. At this stage, if necessary, directions of propagation can be specified. For each pair of conjugate elements, the one that does not correspond to the direction of propagation can be removed while the amplitude of the opposite one is doubled. The consequence of this filtering operation is to get the phase of the spatial field when applying the 3D-IDFT to the resultant spectral field (Bracewell 1999).

Once the initial spectral wave field is obtained, the next step is to calculate the value of the angular frequency $\omega$ in the same spectral domain as the wave field 3D-DFT. From this angular frequency field we can deduce the phase shift that each monochromatic wave undergoes over the considered time interval. This phase shift is then included in an imaginary exponential term that is multiplied by the 3D-DFT of the initial field [Eq. (14)]. The wave field can then be propagated on any time interval until the first source interferes. If the source needs to be discretized, condition (19) must be verified and source effect samples are successively added in the spectral domain according to Eq. (17). Since source samples need to be inserted in the spectral model, there is no need to come back to the spatial domain unless pressure fluctuations need to be known. In this case the 3D-IDFT of the spectral field must be calculated.

Once the final normalized pressure fluctuation field is obtained, the reflection at the ground surface is calculated in the spectral domain. This is done by taking the symmetric field about the plane $m = 0$, multiplying it by the proper complex coefficient [Eq. (12)] and adding it to the original spectral field. Note that the wave field amplitudes obtained far from the ground must be interpreted cautiously because wave amplitude exponentially increases with height and the linear characteristic of the model discards all nonlinear processes such as wave breaking or interactions. Complex amplitudes of other wave perturbation variables such as wind velocity components or potential temperature can then be obtained from the 3D-DFT of the normalized pressure fluctuation field (including reflection) using gravity wave polarization relations. Finally, the influence of density stratification variations is taken into account for each gravity wave perturbation variable. In the case of the pressure, for example, fluctuations are deduced from normalized pressure fluctuations using Eq. (15). As seen in section 2a, a realistic atmospheric density profile can be used for this operation.

## 3. Validation: St. Andrew's cross

The purpose of this section is to retrieve a classical result of internal gravity wave beams produced by a time-monochromatic localized disturbance in a stably stratified fluid (e.g., Lighthill 1978; Voisin 1991). This case is often explored through the Boussinesq approximation, which consists of not taking into account density variations in fundamental fluid equations except for the calculation of buoyancy forces. It is a quite fair approximation for most wave vectors and is often used to simplify calculations. It is the same as considering $c_S \to \infty$ in the dispersion relation (3) (Fritts and Alexander 2003).

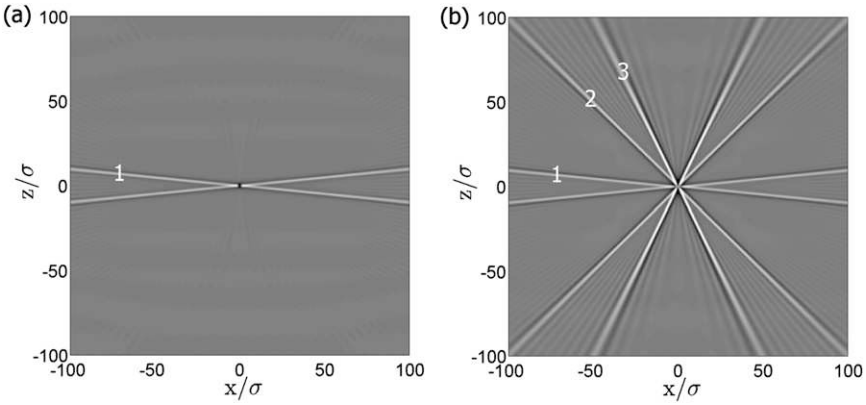



FIG. 1. Pressure fluctuation field after four oscillations at a frequency $\omega_0 = 2.10^{-3}$ rad s$^{-1}$ of a normalized pressure fluctuation monochromatic Gaussian monopole for two different sampling frequencies (a) $\omega_{Sa} = 16\omega_0$ and (b) $\omega_{Sb} = 8\omega_0$. Axes are normalized to $\sigma$, the Gaussian standard deviation. Numbers 1, 2, and 3 correspond to angles $\alpha_0$, $\alpha_{1-}$, and $\alpha_{1+}$, respectively.

The influence of the density scale height in the dispersion relation is also neglected, a valid approximation for waves with vertical wavelengths smaller than the density scale height ($m^2 \gg 1/4H^2$). In this case of constant density, the normalized pressure fluctuation is simply the pressure fluctuation. Considering no background wind and ignoring rotational effects ($f \to 0$), the dispersion relation for a two-dimensional fluid becomes

$$\omega = \frac{Nk}{\sqrt{k^2 + m^2}}. \tag{21}$$

Boussinesq waves produced by a localized time-monochromatic disturbance are known to propagate inside beams, which develop around a St. Andrew's cross in two dimensions (e.g., Lighthill 1978; Voisin 1991). For a source oscillating at the angular frequency $\omega_0$ with $0 < \omega_0 < N$, the energy is radiated around an angle $\alpha$ to the vertical such that

$$\alpha = \arccos\left(\frac{\omega_0}{N}\right). \tag{22}$$

We here consider a real-valued normalized pressure fluctuation Gaussian forcing $F_\phi$ oscillating at the angular frequency $\omega_0$:

$$F_\phi(x, z, t) = A\omega_0 H(t) \exp\left(-\frac{x^2 + z^2}{2\sigma^2}\right) \cos(\omega_0 t), \tag{23}$$

with $H(t)$ being the Heaviside step function, $A$ the pressure monopole amplitude, and $\sigma$ the standard deviation, which is the spatial measure of the source size. The source is time discretized with a constant angular sampling frequency $\omega_S$. Source effect samples are calculated using Eq. (16):

$$s_n(x, z) = 2A \exp\left(-\frac{x^2 + z^2}{2\sigma^2}\right) \sin\left(\pi \frac{\omega_0}{\omega_S}\right) \cos\left(2\pi n \frac{\omega_0}{\omega_S}\right) \tag{24}$$

Figure 1 represents the real part of the normalized pressure fluctuation field after four oscillations of the source for two different sampling frequencies $\omega_{Sa} = 16\omega_0$ and $\omega_{Sb} = 8\omega_0$ with $\omega_0 = 2.10^{-3}$ rad s$^{-1}$, $N = 2.10^{-2}$ rad s$^{-1}$, and $\sigma = 5$. The grid dimension is $2048 \times 2048$ but only the central $512 \times 512$ part of the grid is shown in Fig. 1. On both figures we can see the expected St. Andrew's cross (marked 1) radiated around $\alpha = \arccos(\omega_0/N) \approx 84°$ with the vertical. In Fig. 1a the sampling frequency $\omega_S$ is higher that the buoyancy frequency $N$; consequently, the model sees the source as continuous and only one cross appears. In Fig. 1b condition (20) is not satisfied and extra crosses (marked 2 and 3) generated by the succession of impulsive source at a frequency lower than the buoyancy frequency also propagate. The link between the appearance of these extra waves and the choice of the sampling frequency is discussed in the appendix. Provided condition (19) is met, the classical asymptotic result of internal gravity wave beams produced by a time-monochromatic disturbance is retrieved. Note that this model can also be used to follow the wave field temporal evolution and to visualize the group velocity of the wave beams, for example.

## 4. Application: Total solar eclipse

### a. Asymptotic response

We now consider a geophysical situation that requires the use of the fully compressible dispersion relation for inertia–gravity waves because of the large time and

space scales involved. The absorption of solar ultraviolet radiations by the ozone layer during a solar eclipse is reduced or even stopped in the totality path. This creates a cooling region in the atmosphere, which acts as a continuous source of internal gravity waves and produces a large-scale bow wave as the eclipse shadow moves on the earth's surface at supersonic speed (Chimonas and Hines 1970). Chimonas (1970) proposed an analytical theory to estimate pressure variations induced by the cooling of the ozone layer. He estimated pressure variations just over 1 Pa at the ground level for the total solar eclipse of 7 March 1970. Two decades later, Fritts and Luo (1993) studied the asymptotic response to an average stratospheric thermal forcing traveling through the atmosphere with a constant velocity. They numerically solved fundamental fluid equations under the pseudoincompressible approximation (Durran 1989) in the eclipse shadow referential. To compare our solutions with these previous models, we also consider an average stratospheric thermal forcing $F_T$ traveling through the atmosphere with a constant horizontal velocity $V$. The constant source velocity can be taken into account by considering a stationary source in an atmosphere with a constant zonal background wind $\overline{u} = -V$. The source is stationary; thus, its 3D-DFT only needs to be calculated once. Using the ideal gas state equation, normalized pressure fluctuation samples are given by

$$s(x, y, z) = \rho_0 R_M e^{-(z/2H)} \int_{-\Delta t/2}^{\Delta t/2} F_T(x, y, z)\, dt, \quad (25)$$

with $\Delta t$ being the source effects integration time, $R_M$ the specific gas constant, and $F_T$ the thermal forcing approximated by Fritts and Luo (1993) to a three-dimensional Gaussian:

$$F_T(x, y, z) = Q \exp\left[-\frac{(x^2 + y^2)}{2\sigma_r^2} - \frac{(z - z_0)^2}{2\sigma_z^2}\right], \quad (26)$$

with $|Q| = 12$ K day$^{-1}$, $\sigma_r = 1460$ km, $\sigma_z = 10$ km, and $z_0 = 50$ km. Since the occultation of the Sun induces a temperature decrease, we use a negative thermal forcing amplitude $Q = -12$ K day$^{-1}$. Figure 2 represents the asymptotic solutions for pressure variations $p'$ at the ground level. Contour intervals are 0.3 Pa. Zero and positive contours are solid and negative contours are dashed. The outer and inner shaded disks contain 99% and 67% of the source effects, respectively. Atmospheric parameters, representative of the stratopause, are the same as those used by Fritts and Luo (1993), that is, a mean temperature $T = 266$ K, a buoyancy frequency $N = 0.02$ rad s$^{-1}$, and a density scale height $H = 7.8$ km. The shadow velocity $V = 740$ m s$^{-1}$ is also identical. Spatial resolution is set to 50 km horizontally and 1 km vertically. The source discretization time $\Delta t = 1$ min is in agreement with condition (19). The grid dimension is $2048 \times 1024 \times 256$. The asymptotic solution is reached after 40 h (simulation time), when the field does not evolve anymore in the studied region.

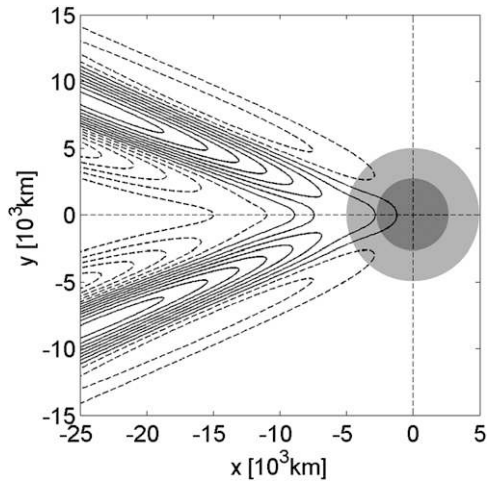



FIG. 2. Asymptotic pressure perturbation $p'$ induced at the ground level by an eclipse moving through the atmosphere with constant velocity. Zero and positive contours are solid; negative contours are dashed. Contour intervals are 0.3 Pa. The outer and inner shaded disks contain 99% and 67% of the source effects, respectively.

A large-scale bow wave similar to the one predicted by Chimonas and Hines (1970) is shown in Fig. 2. The pressure variation, just over 2 Pa, is as high as twice the one predicted by Chimonas (1970). This is because we have considered ground reflection in our model. Fritts and Luo (1993) only presented their solutions for wave perturbation variables above 80 km. They did not show results for pressure fluctuations; thus, to compare our solutions with theirs, we need to calculate the amplitudes of meridional $v'$ and vertical $w'$ velocities perturbation using the corresponding polarization relations:

$$\tilde{v} = \left(\frac{\hat{\omega} l - ifk}{\hat{\omega}^2 - f^2}\right)\tilde{p}, \quad (27)$$

$$\tilde{w} = -\frac{\hat{\omega}(m - i\Gamma)}{N^2 - \hat{\omega}^2}\tilde{p}. \quad (28)$$

Figure 3 shows our asymptotic solutions for the vertical $w'$ and meridional $v'$ velocity perturbations at an altitude of 80 km. Contour intervals are 0.1 cm s$^{-1}$ for $w'$ and 15 cm s$^{-1}$ for $v'$. Zero and positive contours are solid; negative contours are dashed. The shaded area represents the spatial domain for which Fritts and Luo

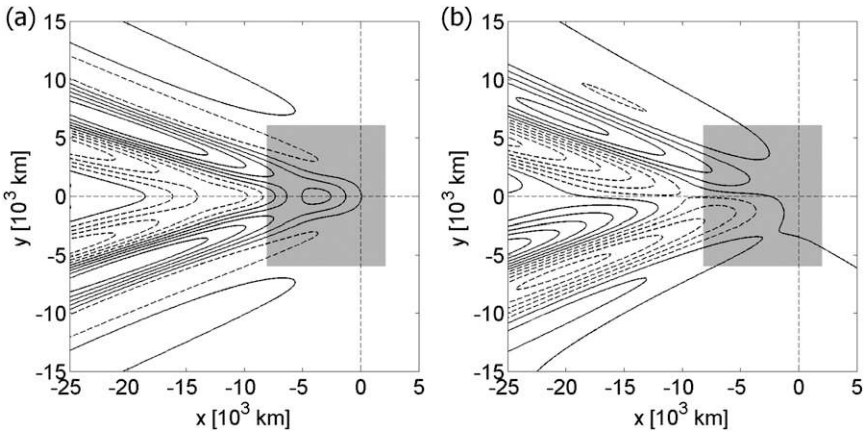



FIG. 3. Asymptotic (a) vertical $w'$ and (b) meridional $v'$ velocity perturbations induced at an altitude of 80 km by an eclipse moving through the atmosphere with constant velocity. Contour intervals are 0.1 cm $s^{-1}$ for $w'$ and 15 cm $s^{-1}$ for $v'$. Zero and positive contours are solid; negative contours are dashed. The shaded area represents the spatial domain for which Fritts and Luo (1993) calculated their numerical solutions.

(1993) calculated their numerical solutions. To compare our fluctuation amplitudes with Fritts and Luo's (1993), we did not take into account the reflection at the ground.

We can see that the bow-wave shape and intensity are fairly similar to Fritts and Luo (1993) solutions. Differences between the solutions can be explained through two main considerations. First, Fritts and Luo (1993) considered the pseudoincompressible approximation when resolving fundamental fluid equations whereas we have used the fully compressible dispersion relation. The pseudoincompressible approximation was proposed by Durran (1989) to filter out sound waves in fundamental fluid equations while conserving total kinetic and anelastic dry static energy. It only requires modifications in the mass continuity equation, in contrast to other anelastic approximations. However, Eckermann et al. (2007) stressed several weaknesses in this approximation. They showed that this approximation allows a greater range of harmonic pairs ($\hat{\omega}$, $\mathbf{k}$) to be freely propagating gravity waves. The generation of internal gravity waves is particularly overestimated for low-frequency waves, and internal gravity waves are allowed to propagate vertically at supersonic phase speeds. This can explain why Fritts and Luo's (1993) solutions are spatially ahead of our solutions in the zonal direction. The second point is that Fritts and Luo (1993) did not take into account the earth's rotation. According to the fully compressible dispersion relation (3), we can see that rotational terms are not negligible for low-frequency gravity waves such as those produced by the eclipse shadow. In our simulation, we have chosen a Coriolis parameter $f = 1.10^{-4}$ rad $s^{-1}$, which corresponds to a midlatitude trajectory. The influence of rotational effects is particularly visible on the absolute meridional velocity wave field, which is not symmetrical with respect to the $x$ axis.

### b. *Transient response*

The asymptotic solution, obtained in the previous section, was reached after propagating the eclipse shadow for 40 h. However, solar eclipses last on average only a couple hours at the earth's surface, which is clearly not long enough to allow the asymptotic bow wave to be formed. The model described in this paper is designed to reproduce spatial and temporal evolution of source effects. The beginning and the end of the eclipse can therefore be taken into account, as well as variations of shadow trajectory and velocity. Eckermann et al. (2007) proposed a nonasymptotic solution for the thermal forcing due to the 4 December 2002 solar eclipse using a high-altitude global numerical weather prediction model. Shadow trajectory, duration, and velocity are parameters that significantly vary from one eclipse to another. Thus, in order to compare our solutions with Eckermann et al. (2007), we focus our analysis on the same solar eclipse and use the parameters provided by Espenak and Anderson (2001).

The total eclipse duration is approximately 3 h 21 min and the shadow velocity reaches a minimum of 670 m $s^{-1}$ at eclipse maximum (Eckermann et al. 2007, their Fig. 2). Unlike the asymptotic case, the simulation is run in the terrestrial reference frame and the ground reflection is taken into account. The shadow position is therefore updated at each addition of source effect sample. The source velocity is also modified all along the eclipse path by changing the time interval between the insertions of two consecutive source samples. The instantaneous

sampling frequency constantly varies because the shadow velocity does. To ensure that condition (19) is met all along the eclipse path, the horizontal spatial resolution is set to 25 km. Since the propagation is on a smaller time scale (compared to the asymptotic case), we can consider a smaller grid dimension (1024 × 1024 × 256).

To get a first approximation, the shadow shape and the cooling rate profile are assumed to be constant. For the shadow shape, we refer to Eckermann et al. (2007), who demonstrated that the solar intensity reduction mainly depends on disk geometry and solar limb darkening for wavelengths responsible for ozone heating. They proposed a normalized solar intensity reduction function $E_{UV}$ depending on the eclipse magnitude $E_M$. They showed that the eclipse magnitude $E_M$ varies approximately linearly from the central eclipse region to the penumbral perimeter except during the beginning and end phases of the eclipse. However, the contribution of these two extreme phases to the atmospheric cooling is low because of the high velocity of the eclipse shadow during these phases. For the same reason, the shadow shape, which is elongated and truncated by the terminator during the beginning and the end phase of the eclipse, is assumed to be a perfect disk all along the eclipse path. The eclipse magnitude $E_M$ at the time $t_n$ can therefore be approximated in the shadow region by the function $\mu_n$ defined as

$$\mu_n(x, y) = (E_M)_{\max} - \frac{\sqrt{(x - x_n)^2 + (y - y_n)^2}}{r_p}, \qquad (29)$$

where $(x_n, y_n)$ is the center of the penumbra disk and $r_p$ its radius, and $(E_M)_{\max} = 1.02437$ for the 4 December 2002 eclipse (Espenak and Anderson 2001). The source intensity mainly depends on two criteria: ozone concentration and sun zenith angle. The central path of the 4 December 2002 total eclipse is bounded between 4°S and 44°S in latitude. According to Eckermann et al. (2007, their Figs. 1, 3 and 6), ozone concentration does not vary too much horizontally between these latitudes and solar zenith angle mainly influences the heating rate of the beginning and the ending phases of the eclipse. We thus consider a constant Gaussian vertical heating rate. The thermal forcing $F_{\mathrm{Tn}}$ at the time $t_n$ can therefore be written as

$$F_{\mathrm{Tn}}(x, y, z) = QE_{UV}(\mu_n)\exp\left[-\frac{(z - z_0)^2}{2\sigma_z^2}\right], \qquad (30)$$

with $z_0 = 50$ km, $\sigma_z = 10$ km, and $Q = -20$ K day$^{-1}$. Atmospheric parameters remain the same as for the asymptotic simulation (section 4a) except the Coriolis parameter $f = -5.10^{-5}$ rad s$^{-1}$. Figure 4 shows the vertical velocity wave field at 1000 UTC for an altitude of 50 km. The vertical velocity is calculated from the pressure using the polarization equation (28). Scales and units are given in the color bar and the green dashed line shows the path of the umbral shadow from the beginning to the end of the total eclipse. The solution is projected on a world map to be compared with Eckermann et al. (2007, their Fig. 13c). The V-shaped wave field is very similar to one produced by the high-altitude global numerical weather prediction model used by Eckermann et al. (2007). Vertical velocity maximal amplitude is also of the same order of magnitude. The small differences apparent at the lowest latitudes for example, probably occur because our model does not perform calculations in spherical coordinates and cannot consider wind or buoyancy frequency profiles. The positive wave field over southern Africa is also more intense in Eckermann et al.'s (2007) solution. This might be due to the fact that we considered a constant shape and intensity for the solar intensity reduction, not fully representative of the beginning and the ending phases of the eclipse. However, the model is designed to take into account source shape and intensity variations. Thus, the influence of ozone concentration and sun zenith angle on the thermal forcing term could be integrated in further simulations. Despite the approximations used in defining the source our model provides results in good agreement with those from Eckermann et al. (2007). This clearly demonstrates that internal gravity waves are the main atmospheric process responsible for propagating the perturbation induced by a solar eclipse in the stratosphere.

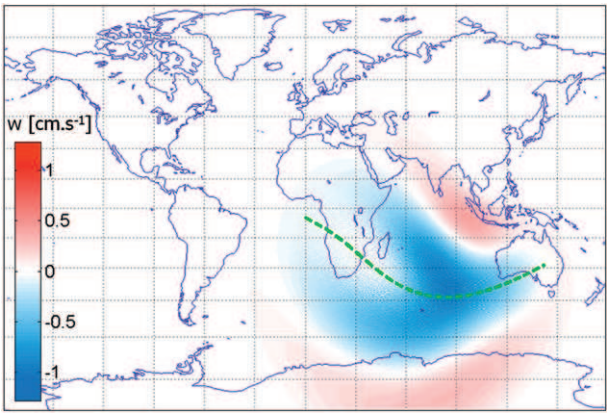



FIG. 4. Vertical velocity wave field at 1000 UTC 4 Dec 2002 for an altitude of 50 km. Scales and units are given in the color bar and the green dashed line shows the path of the umbral shadow from the beginning to the end of the total eclipse.

## 5. Discussion and prospects

In this article, we have presented a three-dimensional linear spectral numerical model able to propagate gravity

wave perturbations in a stably stratified atmosphere. The linearization of fundamental fluid equations discards all nonlinear processes such as wave breaking or interactions. The spectral implementation also excludes situations involving spatial variations of background wind or buoyancy frequency. Despites these limitations, the model offers definite advantages compared with other linear models (e.g., Lighthill 1978; Fritts and Luo 1992). First, it takes into account the fully compressible gravity wave dispersion relation. In the case of the asymptotic response to the ozone layer cooling during a solar eclipse, our solutions look more realistic than those of Fritts and Luo (1993), who had to go through the pseudoincompressible approximation to resolve the fundamental fluids equations. Furthermore, the model can take into account spatially and temporally evolving sources. In the case of the 4 December 2002 eclipse, the beginning and the end of the eclipse are considered, as well as variations in source trajectory and velocity. The transient response simulated with our model is very similar in shape and intensity to the one obtained with Eckermann et al.'s (2007) high-altitude global numerical weather prediction model. This means that our model can quickly provide, in terms of programming and calculation time, a good approximation of the wave field produced by a solar eclipse. It can therefore be used to produce synthetic fluctuations that can be compared to observations or can facilitate measurement campaign planning.

While not demonstrated here, the variation of source shape and intensity could be integrated within our model. The investigation of internal gravity waves produced during a solar eclipse could also be expanded to other potential sources. Chimonas (1970) mentioned that the absorption of infrared radiation by tropospheric water vapor could produce a bow wave similar to that resulting from the ozone. Because of the linearity of the model tropospheric and stratospheric simulations can be conducted independently and simply added afterward. The influence of both sources on ground pressure variations can then be evaluated. These are features that will be presented in a future paper. They will be applied to characteristics of the 1 August 2008 eclipse and pressure fluctuations simulated at the ground surface will be compared to existing microbarograph records.

## APPENDIX

### Sampling Frequency Criteria

The purpose of this appendix is to explain and characterize the extra crosses generated by a time-monochromatic localized disturbance sampled with a frequency lower than the buoyancy frequency (section 3). The 3D-DFT of the normalized pressure fluctuation wave field $\phi$ exposed to the forcing $F_\phi$ described in Eq. (23) can be written at an arbitrary time $t_M$ as

$$\hat{\phi}_{k,m}(t_M) = \sum_{n=0}^{M-1} \hat{s}_n(k,m) e^{-2i\pi(M-n)(\omega/\omega_S)}. \quad \text{(A1)}$$

According to the expression of source effects samples $s_n$ [Eq. (24)], Eq. (A1) can be rearranged in the form

$$\hat{\phi}_{k,m}(t_M) = B_{k,m} \sum_{n=0}^{M-1} \cos\left(2\pi n \frac{\omega_0}{\omega_S}\right) e^{2in\pi(\omega/\omega_S)}, \quad \text{(A2)}$$

with

$$B_{k,m} = 2A\sigma^2 \sin\left(\frac{\pi\omega_0}{\omega_S}\right) \times \exp\left[-\frac{\sigma^2}{2}(k^2+m^2) - 2i\pi M \frac{\omega}{\omega_S}\right]. \quad \text{(A3)}$$

Developing Eq. (A2) with complex notations and recognizing geometric progression forms, it follows that the only monochromatic waves that see their amplitudes continuously increasing are those with angular frequencies equal to

$$\omega = \omega_{j\pm} = j\omega_S \pm \omega_0, \quad \text{(A4)}$$

with $j$ being an integer. In our case $\omega$ is positive; thus $j$ is a natural integer. If $\omega_S > N$, the only solution inside of the gravity wave frequency propagation domain is $\omega = \omega_0$; thus, the wave field is similar to the one that would be generated by the corresponding continuous source. Otherwise a whole set of frequencies, which would depend on the sampling frequency and would not be excited by the corresponding continuous source, is the solution of Eq. (A4). The energy of these extra waves is radiated around angles $\alpha_{j\pm}$, defined as

$$\alpha_{j\pm} = \arccos\left(\frac{\omega_{j\pm}}{N}\right), \quad \text{(A5)}$$

with $\omega_{j\pm} \leq N$. This corresponds to the two extra crosses displayed in Fig. 1b around angles $\alpha_{1-} = \arccos[(\omega_S - \omega_0)/N] \approx 46°$ (cross 2) and $\alpha_{1+} = \arccos[(\omega_S + \omega_0)/N] \approx 34°$ (cross 3).

## REFERENCES

Bracewell, R., 1999: *The Fourier Transform and Its Applications*. 3rd ed. McGraw-Hill, 640 pp.

Broutman, D., and J. W. Rottman, 2004: A simplified Fourier method for computing the internal wavefield generated by an oscillating source in a horizontally moving, depth-dependent background. *Phys. Fluids,* **16,** 3682–3689.

——, ——, and S. D. Eckermann, 2003: A simplified Fourier method for nonhydrostatic mountain waves. *J. Atmos. Sci.,* **60,** 2686–2696.

Chimonas, G., 1970: Internal gravity-wave motions induced in the earth's atmosphere by a solar eclipse. *J. Geophys. Res.,* **75,** 5545–5551.

——, and C. O. Hines, 1970: Atmospheric gravity waves induced by a solar eclipse. *J. Geophys. Res.,* **75,** 875–876.

Durran, D. R., 1989: Improving the anelastic approximation. *J. Atmos. Sci.,* **46,** 1453–1461.

Eckermann, S. D., D. Broutman, M. T. Stollberg, J. Ma, J. P. McCormack, and T. F. Hogan, 2007: Atmospheric effects of the total solar eclipse of 4 December 2002 simulated with a high-altitude global model. *J. Geophys. Res.,* **112,** D14105, doi:10.1029/2006JD007880.

Espenak, F., and J. Anderson, 2001: Total solar eclipse of 2002 December 04. NASA Tech. Paper NASA/TP-2001-209990, 86 pp. [Available online at http://umbra.nascom.nasa.gov/pub/eclipse/021204/TP2001209990.pdf.]

Fovell, R., D. Durran, and J. R. Holton, 1992: Numerical simulations of convectively generated stratospheric gravity waves. *J. Atmos. Sci.,* **49,** 1427–1442.

Fritts, D. C., and Z. Luo, 1992: Gravity wave excitation by geostrophic adjustment of the jet stream. Part I: Two-dimensional forcing. *J. Atmos. Sci.,* **49,** 681–697.

——, and ——, 1993: Gravity-wave forcing in the middle atmosphere due to reduced ozone heating during a solar eclipse. *J. Geophys. Res.,* **98,** 3011–3021.

——, and M. J. Alexander, 2003: Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere. *Rev. Geophys.,* **41,** 1003, doi:10.1029/2001RG000106.

Gossard, E., and W. Hooke, 1975: *Waves in the Atmosphere*. Elsevier, 456 pp.

Hauf, T., U. Finke, J. Neisser, G. Gull, and J. G. Stangenberg, 1996: A ground-based network for atmospheric pressure fluctuations. *J. Atmos. Oceanic Technol.,* **13,** 1001–1023.

Lighthill, J., 1978: *Waves in Fluids*. Cambridge University Press, 504 pp.

Marks, C. J., and S. D. Eckermann, 1995: A three-dimensional nonhydrostatic ray-tracing model for gravity waves: Formulation and preliminary results for the middle atmosphere. *J. Atmos. Sci.,* **52,** 1959–1984.

Rees, J. M., J. C. W. Denholm-Price, J. C. King, and P. S. Anderson, 2000: A climatological study of internal gravity waves in the atmospheric boundary layer overlying the Brunt Ice Shelf, Antarctica. *J. Atmos. Sci.,* **57,** 511–526.

Thorpe, S. A., 1987: On the reflection of a train of finite-amplitude internal waves from a uniform slope. *J. Fluid Mech.,* **178,** 279–302.

Voisin, B., 1991: Internal wave generation in uniformly stratified fluids. Part 1: Green's function and point sources. *J. Fluid Mech.,* **231,** 439–480.

——, 1994: Internal wave generation in uniformly stratified fluids. Part 2: Moving point sources. *J. Fluid Mech.,* **261,** 333–374.

### 2.2.3 Paquet d'ondes gaussien

Dans cette partie nous allons considérer un paquet d'ondes gaussien quasi-monochromatique et le propager dans une atmosphère stable. L'étude de la propagation d'un tel paquet d'ondes a été importante dans le processus de développement du modèle décrit dans l'article précédent. Elle nous a en effet aidé à nous familiariser avec le comportement des ondes de gravité en nous permettant de visualiser leur propagation ainsi que leurs vitesses de phase et de groupe. La présentation de cette étude de cas permet donc de mettre en avant le caractère pédagogique de notre modèle, qui fournit des solutions facilement interprétables et permet de retrouver des résultats classiques sur la propagation des ondes de gravité. Cette étude de cas va aussi nous permettre d'introduire les aspects liés à la sélection des directions de propagation des termes sources, à la réflexion au niveau du sol et à l'utilisation de l'information contenue dans la phase du champ d'onde.

#### Filtrage spectral de la source

Dans la section 2.d de l'article MD2010, nous discutons le fait que le modèle proposé peut être utilisé pour propager un champ de fluctuation de pression déjà existant à l'instant initial considéré (avant même de prendre en compte les fluctuations de pression liées à une quelconque source). Nous expliquons que dans le cas d'un champ initial réel, il est possible d'effectuer une opération de filtrage dans le domaine spectral dans le but de sélectionner une direction de propagation et d'obtenir la phase du champ avant de commencer à propager le champ. C'est ce que nous allons illustrer dans cette partie. Afin de simplifier l'interprétation des résultats nous nous plaçons, comme dans le cas du monopôle monochromatique gaussien (MD2010), dans les conditions de validité de l'approximation de Boussinesq. Le champ de fluctuation normalisée de pression a donc une masse volumique constante et il correspond plus simplement au champ de fluctuation de pression. Dans le cadre de cette étude nous négligeons aussi les effets de rotation de la Terre ($f \to 0$). Nous considérons une grille spatiale 256×256 où une unité représente 100 m. Le champ initial de fluctuation de pression $\phi'(x, z, t_0)$ est composé d'une onde monochromatique de longueur d'onde $(\lambda_x, \lambda_z)$ limitée dans l'espace par une enveloppe gaussienne en deux-dimensions $G$ :

$$\phi'(x, z, t_0) = G.cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_x}x + \frac{2\pi}{\lambda_z}z\right) \tag{2.53}$$

L'enveloppe gaussienne en deux-dimensions $G$ peut s'exprimer sous la forme :

$$G(x,z) = Ae^{-\frac{1}{2}X^t.M.X} \tag{2.54}$$

avec $A$ l'amplitude de la gaussienne, $X$ le vecteur position de coordonnées $(x - x_0, z - z_0)$, $(x_0, z_0)$ les coordonnées du centre de la gaussienne et $M$ la matrice d'échelle définie par :

$$M = \begin{bmatrix} 2\left(\left(\frac{\cos\alpha}{\sigma_x}\right)^2 + \left(\frac{\sin\alpha}{\sigma_y}\right)^2\right) & \frac{\sin 2\alpha}{\sigma_x^2} - \frac{\sin 2\alpha}{\sigma_y^2} \\ \frac{\sin 2\alpha}{\sigma_x^2} - \frac{\sin 2\alpha}{\sigma_y^2} & 2\left(\left(\frac{\sin\alpha}{\sigma_x}\right)^2 + \left(\frac{\cos\alpha}{\sigma_y}\right)^2\right) \end{bmatrix} \tag{2.55}$$

où $\sigma_x$ représente la variance horizontale, $\sigma_z$ la variance verticale et $\alpha$ l'angle d'inclinaison de la Gaussienne par rapport à l'axe horizontal. La figure 2.8 représente le champ de pression initial pour les valeurs numériques suivantes : $A$ = 1, $x_0$ = 3 km, $z_0$ = 15 km, $\sigma_x$ = 1,5 km, $\sigma_z$ = 1 km, $\alpha = \pi/4$, $\lambda_x$ = 1 km, $\lambda_z$ = 2 km.

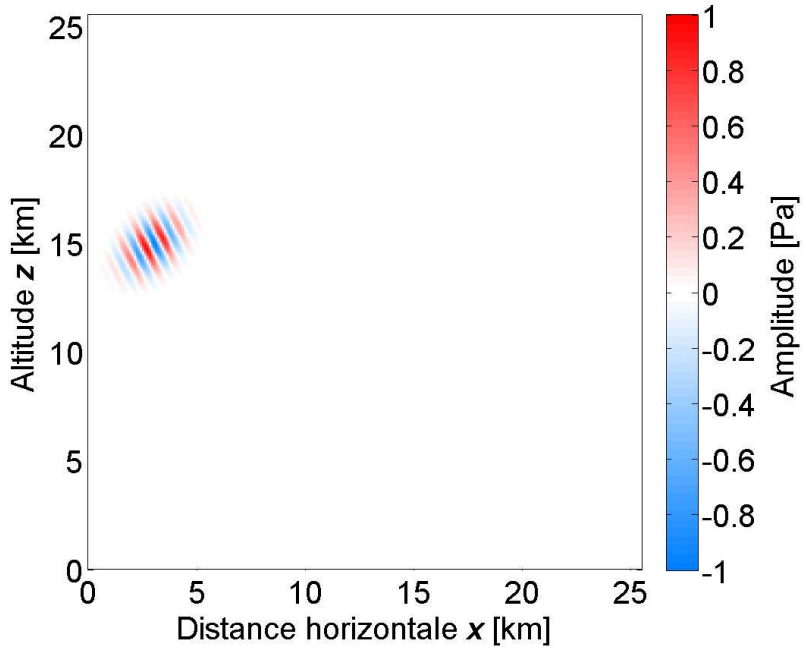



FIGURE 2.8 – *Champ initial de fluctuation de pression.*

Utilisons maintenant la transformée de Fourier discrète bidimensionnelle (2D-TFD) pour décomposer ce champ en une superposition linéaire d'ondes monochromatiques. La figure 2.9 représente le module de la 2D-TFD du champ de fluctuation de pression. Les quatre domaines A, B, C et D correspondent aux différentes combinaisons de signes pour les composantes $(k, m)$

du vecteur d'onde **k**. Ils sont reliés aux différentes directions de propagation présentées dans le domaine spatial sur la figure 2.7. Le champ spatial étant réel, l'énergie est séparée de manière symétrique dans le domaine spectral entre les deux directions de propagation possibles $(k, m)$ et $(-k, -m)$. Le champ spectral est donc la somme de deux parties complexes conjuguées relatives aux nombres d'onde de signe opposé. Nous pouvons également remarquer sur la figure 2.9 que nous retrouvons bien deux enveloppes gaussiennes centrées autour de nombres d'onde de composantes horizontale $1/\lambda_x$ = $10^{-3}$ cyc.m$^{-1}$ et verticale $1/\lambda_z$ = $5.10^{-4}$ cyc.m$^{-1}$.

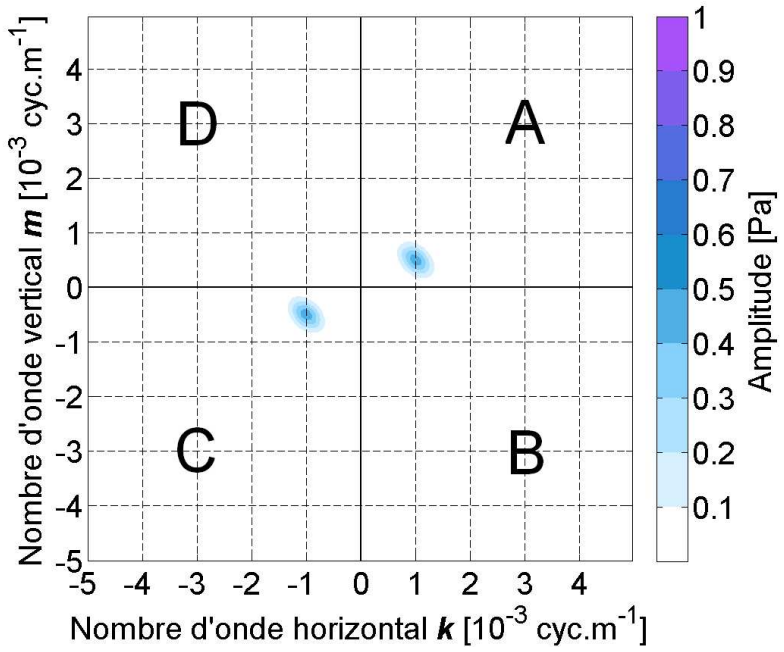



FIGURE 2.9 – *Module de la 2D-TFD du champ initial de fluctuation de pression.*

A ce stade si nous souhaitons que le paquet d'ondes se dirige vers le bas il nous faut sélectionner les vecteurs d'onde de composantes verticales $m > 0$ (équation (2.50)). Nous supprimons donc les vecteurs d'onde de composantes verticales $m < 0$ tout en doublant l'intensité de leurs vecteurs d'onde conjugués (figure 2.10). La transformée de Fourier discrète inverse bidimensionnelle (2D-TFDI) de ce champ est alors un champ d'ondes complexe dont la phase contient l'information sur la direction de propagation. Ce champ peut maintenant être propagé en utilisant la méthode décrite dans la section 2 de l'article MD2010. La figure 2.11 représente le champ de fluctuation de pression à quatre instants donnés.

Nous pouvons remarquer que $c_g|_x > 0$ et $c_g|_z < 0$ ce qui est bien en accord avec le fait que nous avons uniquement conservé les vecteurs d'onde de composantes $k > 0$ et $m > 0$. Nous pouvons aussi constater que l'enveloppe spatiale se déforme rapidement et perd sa forme gaussienne alors que l'enveloppe spectrale reste identique au cours de la propagation. Comme nous

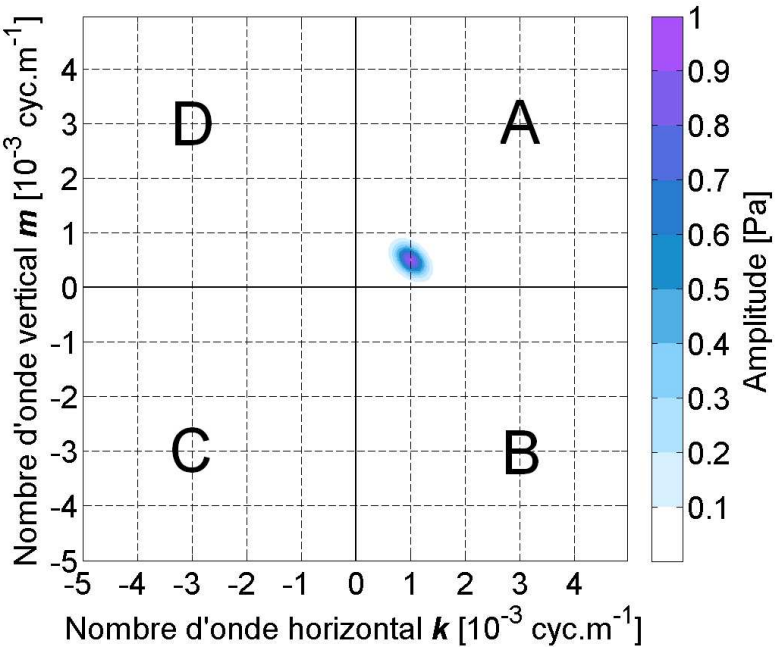


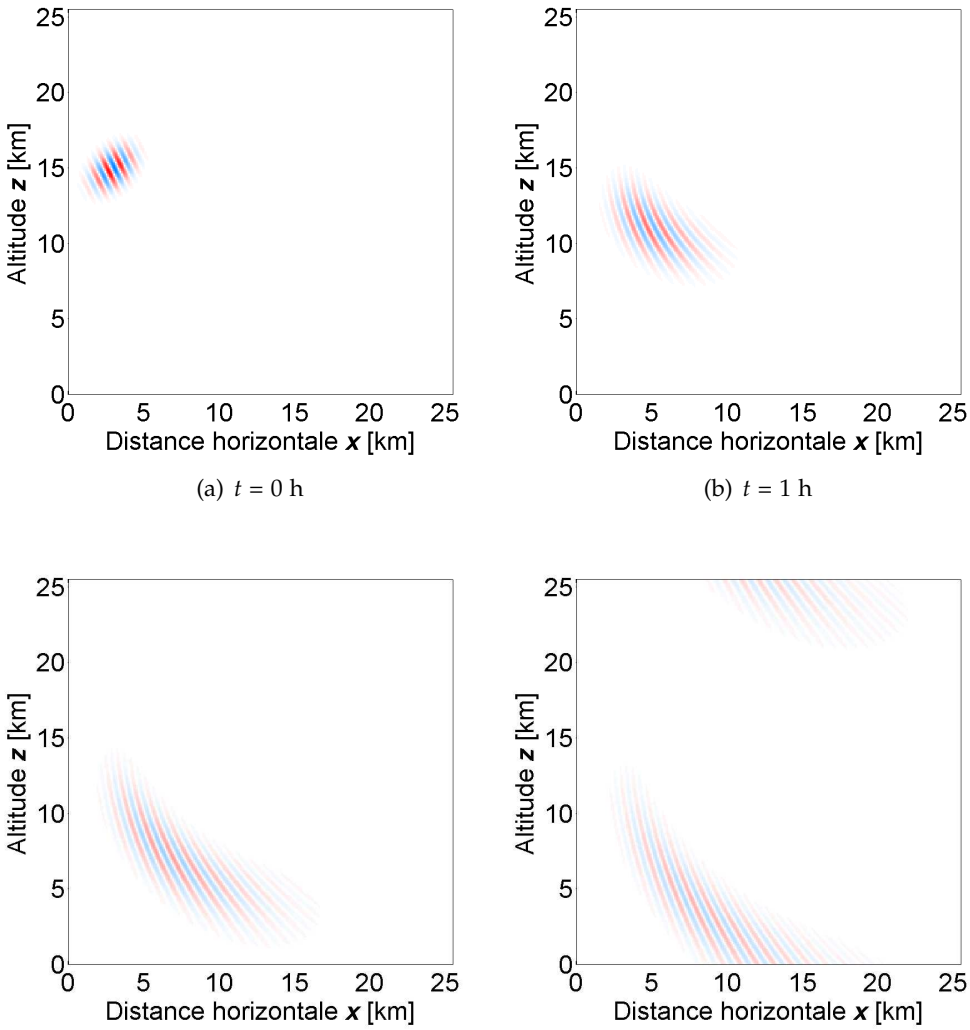

FIGURE 2.10 – *Module de la 2D-TFD du champ initial de fluctuation de pression après sélection d'une direction de propagation.*

l'avons vu dans l'article MD2010, le module de la 2D-TFD du champ de fluctuation de pression est en effet identique à tout instant car seule la phase du champ est modifiée au cours de la propagation. Notons aussi que l'amplitude maximale du champ de fluctuation de pression diminue rapidement avec le temps. Au bout de 3 h elle est inférieure à 0,3 alors qu'elle était initialement de 1 (figure 2.11). L'énergie est donc rapidement diluée dans l'atmosphère. Sur la figure 2.11(d), nous pouvons remarquer que lorsque le paquet d'ondes atteint le bas du domaine spatial, il réapparait en haut. Ce phénomène lié au caractère périodique de la transformée de Fourier a été évoqué dans la section 4.d de l'article MD2010. Afin de ne pas être gêné par l'apparition d'ondes de l'autre côté du domaine d'étude, il suffit de prendre en compte une grille spatiale de plus grande taille. C'est ce que nous ferons par la suite lorsque nous prendrons en compte la réflexion au niveau du sol.

**Vitesse de phase et de groupe**

La période du vecteur d'onde dominant du paquet d'ondes peut s'écrire sous la forme :

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \frac{\sqrt{\lambda_x^2 + \lambda_z^2}}{N\lambda_z} \tag{2.56}$$




(a) $t = 0$ h (b) $t = 1$ h

(c) $t = 2$ h (d) $t = 3$ h

FIGURE 2.11 – *Évolution temporelle du champ de fluctuation de pression entre $t = 0$ h et $t = 3$ h.*

soit $T = 351$ s avec les valeurs numériques choisies. Nous pouvons vérifier sur la figure 2.12 que ce temps correspond bien à une période d'oscillation du paquet d'ondes.

Il n'est pas très facile de mettre en évidence la vitesse de groupe d'un paquet d'ondes. Nous avons en effet déjà remarqué que le paquet d'ondes se déformait rapidement au cours de sa propagation. Nous proposons ici une méthode pour essayer estimer cette vitesse en retrouvant la vitesse de groupe du centre du paquet d'ondes. D'après l'équation (2.50), la vitesse de groupe sous l'approximation d'incompressibilité de Boussinesq peut se s'exprimer sous la forme :

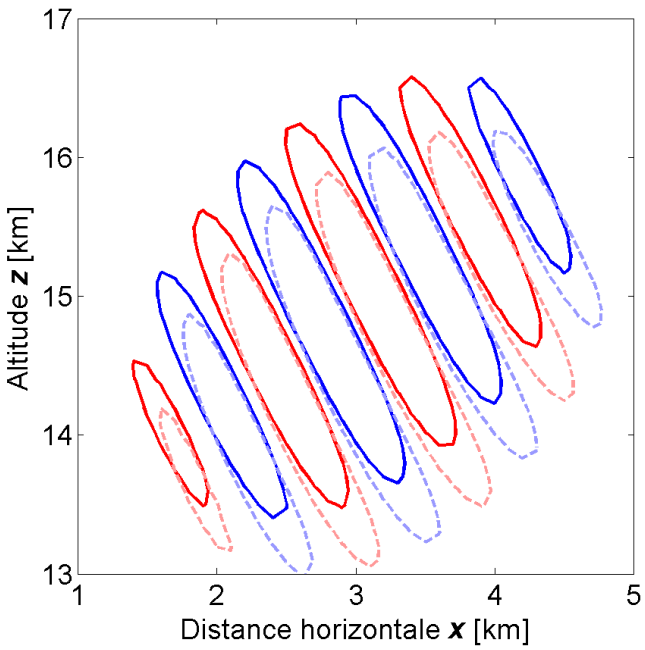



FIGURE 2.12 – *Déplacement des fluctuations relatives de pression au cours d'une période du vecteur d'onde dominant. Le champ de fluctuation de pression est représenté en courbes de niveaux solides à l'instant t = 0 s et pointillées à t = 351 s. Les courbes de niveaux à 0,2 sont représentées en rouge, celles à -0,2 en bleu.*

$$\mathbf{c}_g = \frac{Nm}{(k^2+m^2)^{3/2}}(m\mathbf{x} - k\mathbf{z}) = \frac{N\lambda_x^2\lambda_z}{2\pi(\lambda_x^2+\lambda_z^2)^{3/2}}(\lambda_x\mathbf{x} - \lambda_z\mathbf{z}) \tag{2.57}$$

Ceci nous donne $c_{gx}$ = 0,57 m.s$^{-1}$, $c_{gz}$ = -1,14 m.s$^{-1}$ et $|\mathbf{c}_g|$ = 1.27 m.s$^{-1}$ pour les valeurs numériques correspondantes au vecteur d'onde dominant. Nous pouvons ensuite comparer cette vitesse à la vitesse du centre de ce paquet. Pour ce faire nous devons tout d'abord estimer les contours de l'enveloppe $e$ du paquet d'ondes. Le signal analytique $z(x)$, d'un signal réel $f(x)$ est défini tel que :

$$z(x) = f(x) + iTH\left[f(x)\right] \tag{2.58}$$

avec $TH$ la transformée de Hilbert. L'enveloppe $e(x)$ d'un signal réel $f(x)$ est alors définie comme le module de son signal analytique $z(x)$ :

$$e(x) = \sqrt{\Re\left[z(x)\right]^2 + \Im\left[z(x)\right]^2} \tag{2.59}$$

Comme nous l'avons signalé dans la section 4d de l'article MD2010, le

champ analytique correspond en fait au complexe conjugué du champ complexe $\phi'(x,y)$ obtenu avec notre modèle. L'enveloppe du signal peut donc être directement calculée à partir du champ d'onde complexe $\phi'(x,y)$ (sans avoir à calculer la transformée de Hilbert) en utilisant l'équation suivante :

$$e(x,y) = \sqrt{\Re\left[\phi'(x,y)\right]^2 + \Im\left[\phi'(x,y)\right]^2} \tag{2.60}$$

L'énergie du signal est obtenue en calculant le carré de l'enveloppe. Le calcul de l'énergie totale contenue dans le domaine spatial nous permet de vérifier que l'énergie reste bien constante au cours du temps (pas de dissipation). La figure 2.13 représente les courbes de niveaux renfermant 90 % de l'énergie aux instants $t$ = 0 h (bleu) et $t$ = 2 h (violet).

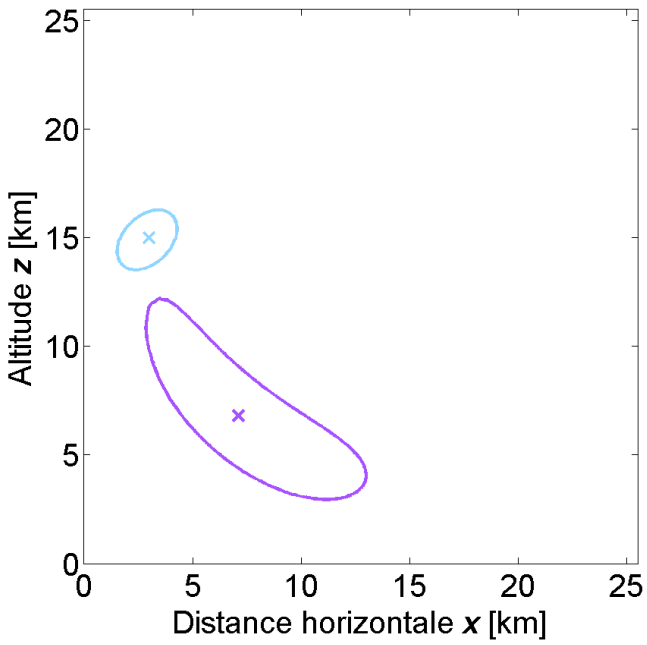



FIGURE 2.13 – *Courbes de niveaux renfermant 90 % de l'énergie aux instants t = 0 h (bleu) et t = 2 h (violet).*

Les coordonnées du barycentre de chacune de ces régions (renfermant 90 % de l'énergie) sont respectivement (3km, 15km) à l'instant $t$ = 0 h et (7,1 km, 6,8 km) à l'instant $t$ = 2 h. Le calcul de la vitesse de ce barycentre entre les instants $t$ = 0 h et $t$ = 2 h nous permet bien de retrouver les valeurs des composantes de la vitesse de groupe calculées précédemment soit $c_{gx}$ = 0,57 m.s$^{-1}$ et $c_{gz}$ = -1,14 m.s$^{-1}$.

**Réflexion au niveau du sol**

Dans la section 2.d de l'article MD2010, nous avons expliqué comment prendre en compte la réflexion au niveau du sol dans notre modèle mais nous n'avons pas montré de coupe verticale du champ d'onde illustrant la prise en compte de ce phénomène. C'est ce que nous allons faire dans cette partie. Nous considérons toujours le même paquet d'ondes quasi-monochromatique. Afin de prendre en compte la réflexion, la taille du champ dans la direction verticale est doublée (en suivant la méthode décrite dans la section 2.d de l'article MD2010). Nous doublons aussi la taille du champ dans la direction horizontale dans le but de limiter les effets de bord liés à l'utilisation de la transformée de Fourier. Nous utilisons donc une grille spatiale 512×512. La figure 2.14 représente l'évolution temporelle de champ de fluctuation de pression entre $t$ = 3 h et $t$ = 6 h.

Le signal de fluctuation normalisée de pression est enregistrée au niveau du sol pendant 8 h avec une période d'échantillonnage $\Delta t$ = 30 s. Comme nous avons négligé l'influence de la stratification ($H \to +\infty$) l'amplitude de la fluctuation normalisée de pression correspond plus simplement à l'amplitude de la fluctuation de pression. Sa partie réelle est représentée en fonction de la distance horizontale et du temps sur la figure 2.15.

La fréquence instantanée $f_i(t)$ d'un signal $f(t)$ à l'instant $t = t_n$ est définie à partir de la variation de la phase $\Phi_z(t)$ de son signal analytique $z(t)$ autour de l'instant $t = t_n$ :

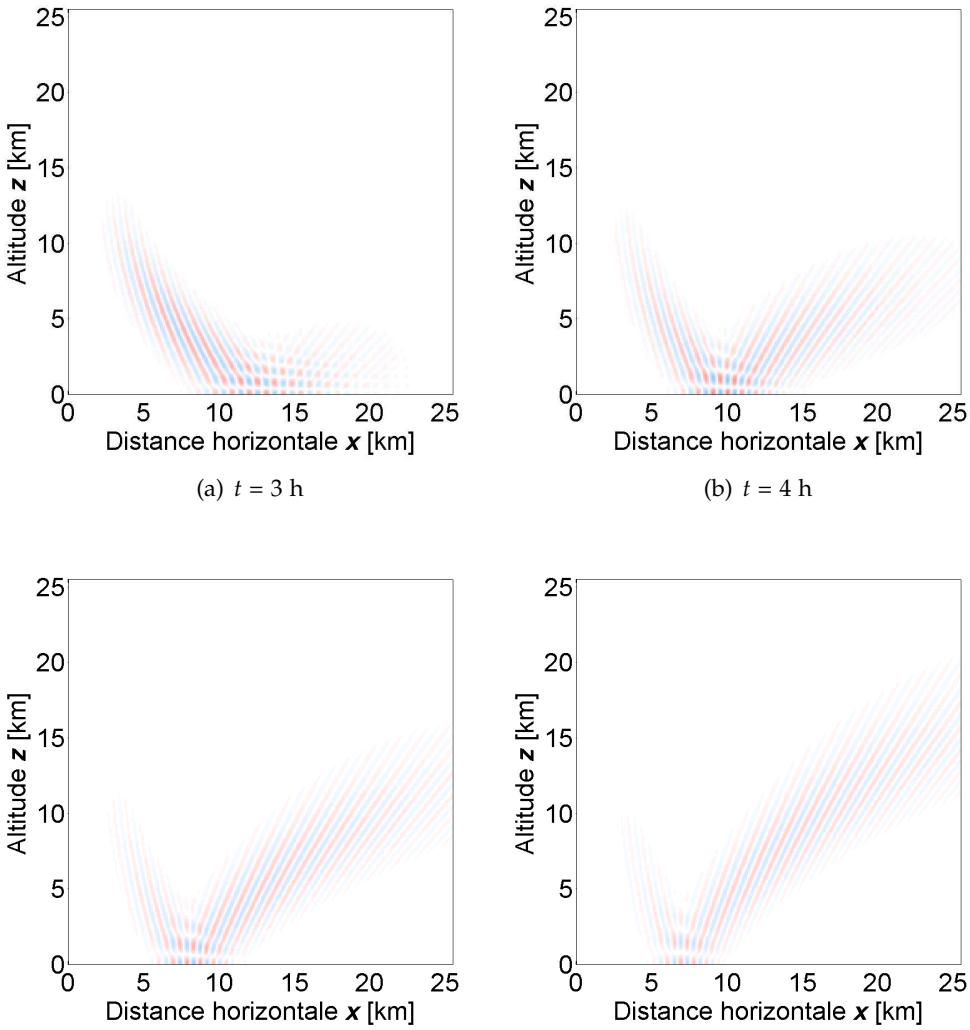
$$f_i(t_n) = \left[\frac{1}{2\pi}\frac{d\Phi_z(t)}{dt}\right]_{t=tn} \tag{2.61}$$

Soit pour un signal discret :

$$f_i(t_n) = \frac{1}{2\pi\Delta t}\left[\Phi_z(n\Delta t) - \Phi_z((n-1)\Delta t)\right] \tag{2.62}$$

Encore une fois il n'est pas nécessaire de calculer le champ analytique puisque c'est le complexe conjugué du champ complexe obtenu avec notre modèle. La période instantanée du signal enregistré au niveau du sol est représentée sur la figure 2.15 par des lignes de niveau vertes. La ligne bleue verticale correspond à la coupe $x$ = 12 km représentée sur la figure 2.16.

Le champ de fluctuation de vitesse verticale est aussi calculé à chaque instant en utilisant l'équation de polarisation sous l'approximation de Boussinesq et en négligeant les effets de rotation de la Terre (voir Annexe A.1.3) :




(a) $t$ = 3 h (b) $t$ = 4 h

(c) $t$ = 5 h (d) $t$ = 6 h

FIGURE 2.14 – *Évolution temporelle du champ de fluctuation de pression entre t = 3 h et t = 6 h incluant la réflexion au niveau du sol.*

$$\tilde{w} = -\frac{m\hat{\omega}}{N^2 - \hat{\omega}^2}\tilde{p} \tag{2.63}$$

Le signal de fluctuation de vitesse verticale est aussi enregistré au niveau du sol à x = 12 km pendant 8 h. L'amplitude de son enveloppe est de l'ordre du bruit numérique (inférieure à $10^{-16}$ m.s$^{-1}$) ce qui permet bien de vérifier que la vitesse verticale s'annule au niveau du sol lorsqu'on prend en compte la réflexion dans notre modèle.

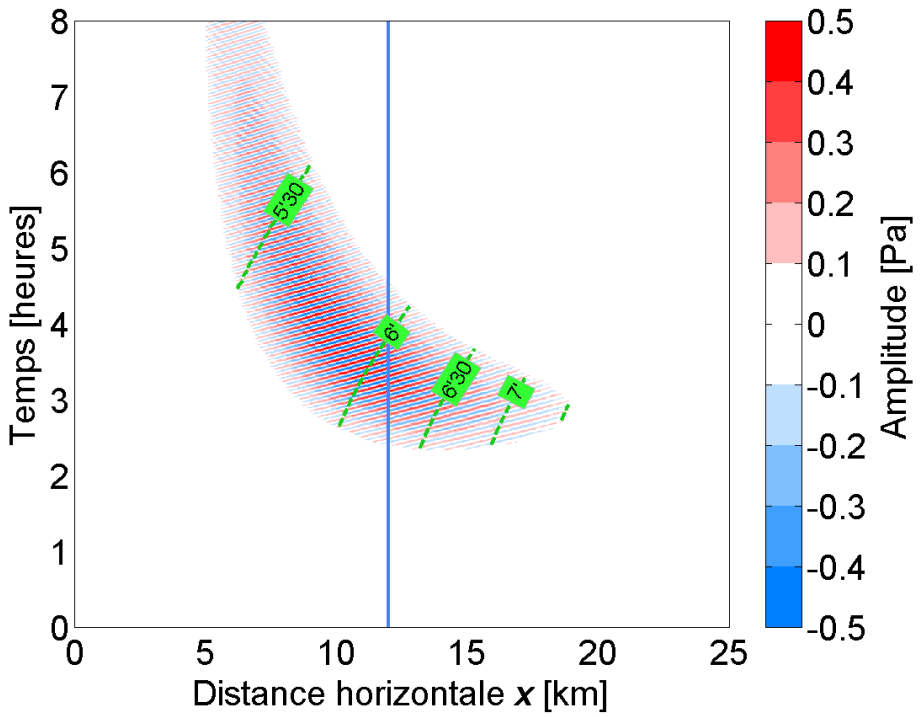



FIGURE 2.15 – *Amplitude de la fluctuation de pression [Pa] enregistrée au niveau du sol en fonction de la distance horizontale et du temps. Les lignes de niveau vertes correspondent à la période instantanée des fluctuations de pression [min]. La ligne bleue verticale correspond à la coupe x = 12 km représentée sur la figure 2.16.*

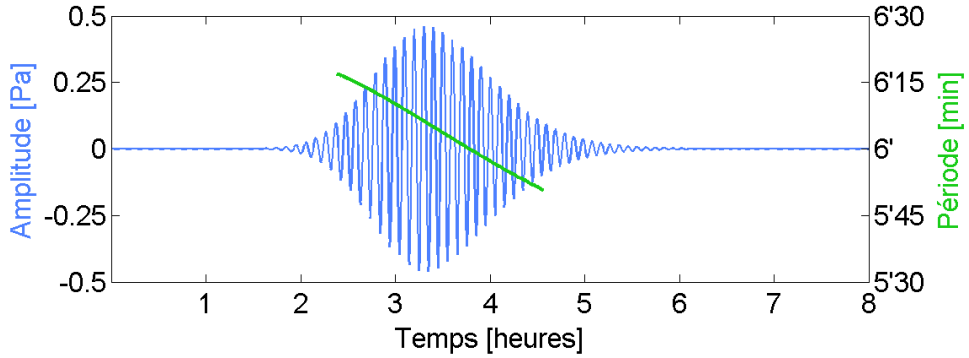



FIGURE 2.16 – *Amplitude de la fluctuation de pression [Pa] au niveau du sol à x = 12 km.*

## 2.3 Ondes générées par le passage d'une éclipse solaire

### 2.3.1 État de l'art

#### Modélisations

Lors d'une éclipse de Soleil, la Lune occulte progressivement la Terre d'une partie des radiations solaires créant un refroidissement dans certaines couches de l'atmosphère. Ce refroidissement provoque une baisse de pression atmosphérique qui agit comme une source continue d'ondes de gravité. L'ombre produit par le passage de l'éclipse se déplaçant à vitesse supersonique, il se forme alors une lame d'étrave dans le sillage de l'ombre de l'éclipse.

Chimonas (1970) a été le premier à proposer une modélisation de ce phénomène en considérant un refroidissement radiatif se déplaçant à vitesse constante dans une atmosphère isotherme. Il anticipe la formation d'ondes de gravité de périodes très inférieures à la pulsation de coupure acoustique au vu des dimensions de la source (plusieurs milliers de kilomètres). Il montre alors que la perturbation liée aux ondes de gravité se limite à un cône partant de la région source (figure 2.17).

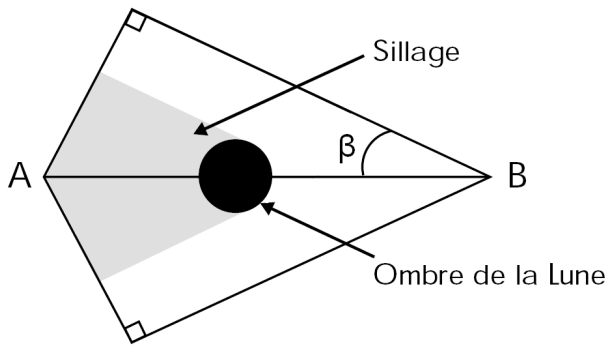



Figure 2.17 – *Lame d'étrave produite dans le sillage de la région source.*

A représente le premier point de l'atmosphère pour lequel l'éclipse est visible, B le dernier. Le cercle représente la position de l'ombre et la région grisée la lame d'étrave produite dans le sillage de la source. Le demi-angle d'ouverture de la lame d'étrave $\beta$ peut s'exprimer sous la forme :

$$\beta = \arcsin\left(\frac{|c_g|_{max}}{V}\right) \tag{2.64}$$

avec $V$ la vitesse de l'ombre de la lune sur la Terre. En utilisant l'expression de la vitesse de groupe maximale $|c_g|_{max}$ (2.51) ainsi que celle de la pul-

sation de coupure acoustique $\omega_a$ (2.43), cette équation peut aussi s'écrire sous la forme :

$$\beta = \arcsin\left(\frac{2HN}{V}\right) = \arcsin\left(\frac{Nc_s}{\omega_a V}\right) \tag{2.65}$$

Pour le calcul de l'intensité de la source, Chimonas (1970) utilise les données de fournies par Murgatroyd et Goody (1958) sur le taux de chauffage moyen journalier par unité de masse de l'atmosphère. Il pondère ce taux de chauffage par un terme tenant compte de la variation de masse volumique atmosphérique. Ceci a pour conséquence d'amplifier fortement l'intensité du chauffage stratosphérique lié à l'absorption du rayonnement ultraviolet par l'ozone par rapport au chauffage des régions thermosphériques. Il considère alors le refroidissement stratosphérique comme source principale du phénomène et approxime le forçage thermique à une gaussienne en trois-dimensions dans le but de faciliter la résolution des équations. Il obtient alors pour solutions des ondes des très grandes longueurs d'onde (plusieurs milliers de kilomètres) avec des variations de pression inférieures à 1 Pa au niveau du sol (figure 2.18).

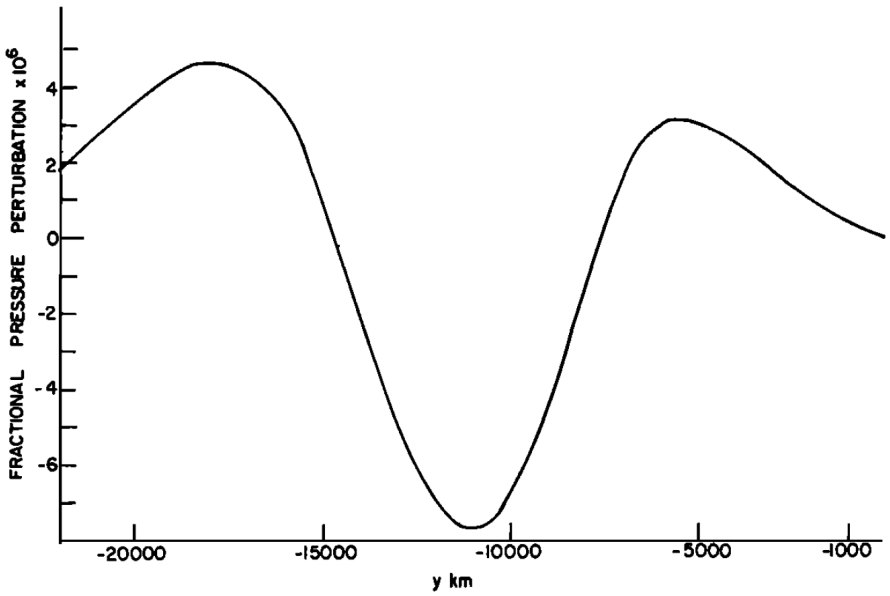



FIGURE 2.18 – *Variation de pression produite au niveau du sol le long d'un axe parallèle à la ligne de centralité de l'éclipse et distant de 4 000 km (Chimonas 1970).*

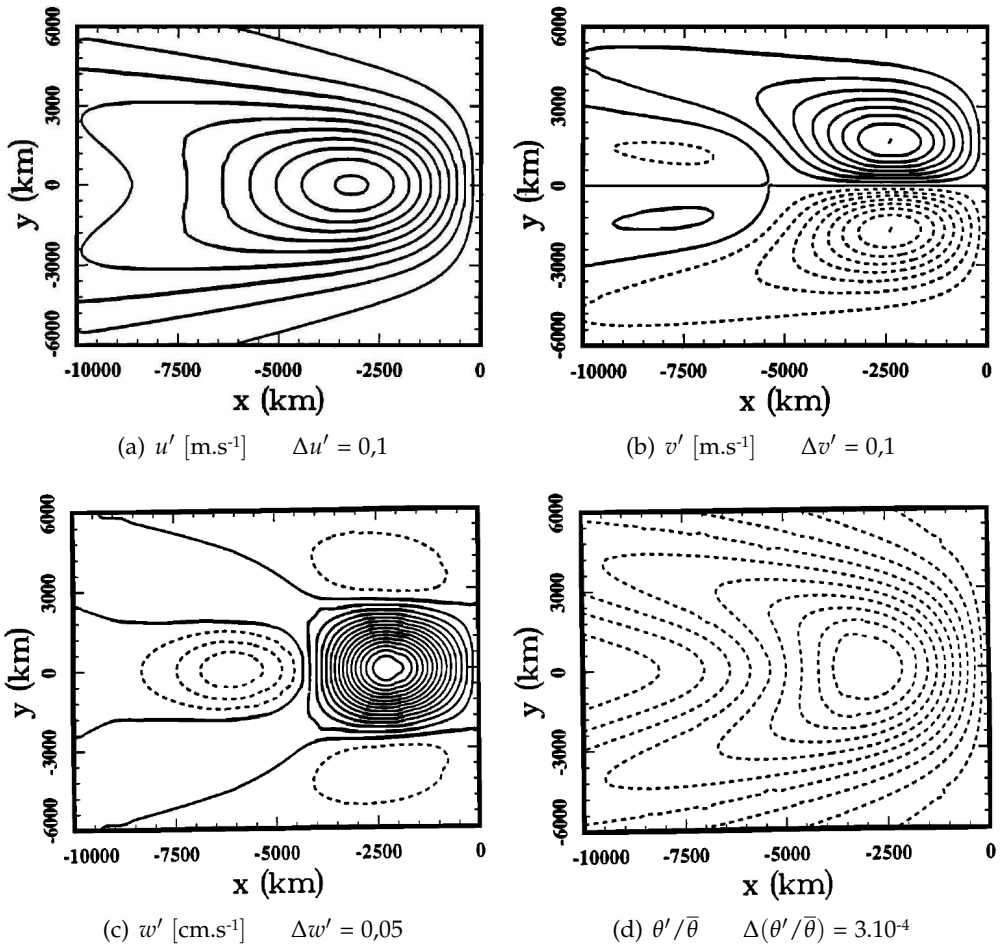
Chimonas (1970) admet par ailleurs l'existence éventuelle d'une deuxième source dans la troposphère liée à la réduction d'absorption du rayonnement infrarouge par la vapeur d'eau. Il pense qu'un tel refroidissement troposphérique pourrait produire au niveau du sol des variations de pression comparables voire supérieures à celles générées par le refroidissement stratosphé-

rique. Cependant le manque de données sur la forme et l'intensité d'une telle source ne lui permet pas d'évaluer son influence.

Une vingtaine d'années plus tard, Fritts et Luo (1993) proposent une extension numérique au modèle de Chimonas (1970). Ils anticipent eux aussi la formation d'ondes de gravité de grandes longueurs d'onde, de périodes largement supérieures à la pulsation de coupure acoustique et de faibles amplitudes. Ils résolvent les équations fondamentales de la dynamique des fluides en utilisant l'approximation pseudo-incompressible (Durran 1989). L'originalité de leur modélisation tient dans le fait de se placer dans le repère cartésien se déplaçant à la vitesse de l'ombre pour la résolution des équations. La source est donc stationnaire dans le repère considéré. Sa distribution spatiale est assimilée à une gaussienne en trois-dimensions, comme dans le modèle proposé par Chimonas (1970). Fritts et Luo (1993) considèrent eux aussi uniquement l'influence de la source stratosphérique liée à la réduction d'absorption du rayonnement ultraviolet par l'ozone. Ils présentent des solutions asymptotiques ($t \to +\infty$) pour différentes variables du champ d'onde aux altitudes de 80, 110 et 140 km. Dans le but de comparer nos résultats avec les leurs dans la prochaine partie, leurs solutions à 80 km d'altitude sont reproduites sur la figure 2.19. Remarquons que le centre de la source est situé au point de coordonnées (-2 000,0).

Dans un premier temps, Eckermann *et al.* (2007) ont souhaité reproduire les solutions obtenues par Fritts et Luo (1993) dans le but de les comparer avec celles obtenues avec un code météorologique. Ils reprennent donc exactement la même méthode ainsi que les mêmes valeurs numériques. Ils n'arrivent cependant pas à retrouver les solutions présentées par Fritts et Luo (1993). Ils remarquent alors l'extrême sensibilité des solutions au choix de la vitesse de la source et de la valeur du coefficient d'Eckart (définition (2.37)). Ils modifient donc certaines valeurs numériques dans le but d'approcher les solutions obtenues par Fritts et Luo (1993). Les solutions obtenues restent malgré tout assez différentes aussi bien au niveau de la forme que des amplitudes comme nous pouvons le voir sur la figure 2.20. Remarquons notamment l'inversion entre les zones positives et négatives des champs des deux solutions. Eckermann *et al.* (2007) expliquent que cet effet est probablement dû à l'utilisation par Fritts et Luo (1993) d'un forçage thermique positif alors que le passage de l'éclipse induit une baisse de température et que le forçage thermique doit donc être négatif.

Eckermann *et al.* (2007) utilisent ensuite un code météorologique numérique global pour étudier la perturbation créée par le passage de l'éclipse du 4 décembre 2002. La forme et l'intensité de la source sont estimées de manière beaucoup plus précise que dans les deux modélisations précédentes. Ils prennent notamment en compte la trajectoire et la vitesse de l'ombre ainsi que des données récentes sur les taux de chauffage atmosphériques. Ils présentent leurs résultats à différentes altitudes. La figure 2.21 représente les champs de




(a) $u'$ [m.s$^{-1}$] $\Delta u' = 0{,}1$

(b) $v'$ [m.s$^{-1}$] $\Delta v' = 0{,}1$

(c) $w'$ [cm.s$^{-1}$] $\Delta w' = 0{,}05$

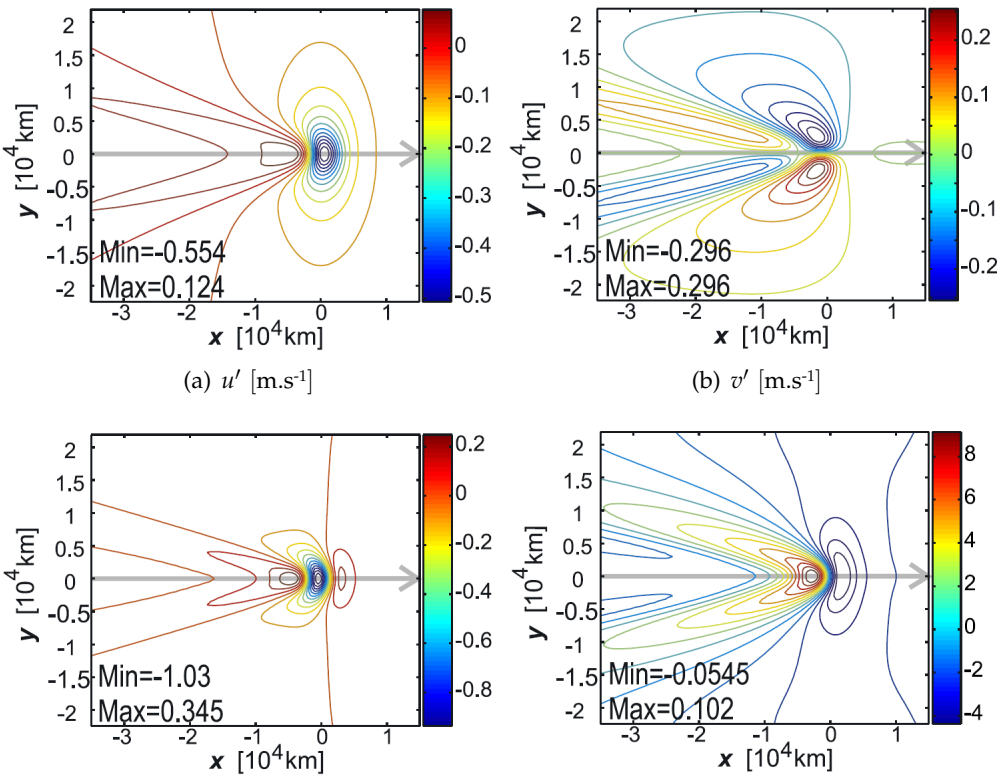
(d) $\theta'/\overline{\theta}$ $\Delta(\theta'/\overline{\theta}) = 3.10^{-4}$

FIGURE 2.19 – *Solutions asymptotiques pseudo-incompressibles obtenues à l'altitude z = 80 km (Fritts et Luo 1993). Les courbes de niveau nulles et positives sont solides, celles négatives en pointillés. Le centre de la source est situé au point de coordonnées (-2 000,0).*

fluctuation de vitesse zonale et verticale à 1000 UTC soit 50 min après la fin de l'éclipse totale. Il n'est pas aisé de comparer ses résultats aux résultats asymptotiques. Nous pouvons cependant remarquer que les valeurs numériques sont du même ordre de grandeur et qu'une lame d'étrave est visible sur la figure de la fluctuation de vitesse verticale 2.21(b).

À la différence de Fritts et Luo (1993), Eckermann *et al.* (2007) présentent les solutions obtenues au niveau du sol (figure 2.22). Les variations de pression calculées par Eckermann *et al.* (2007) sont d'environ 70 Pa pic-pic ce qui est largement supérieur aux variations obtenues par Chimonas (1970) (de l'ordre de 1 Pa). Il est donc très probable que la source stratosphérique (liée à l'ozone) ne soit pas la source responsable de telles fluctuations de pression.

Enfin la simulation produit une baisse importante de température proche de la surface terrestre (figure 2.23). Cette baisse qui est confinée aux conti-




(a) $u'$ [m.s$^{-1}$] (b) $v'$ [m.s$^{-1}$]

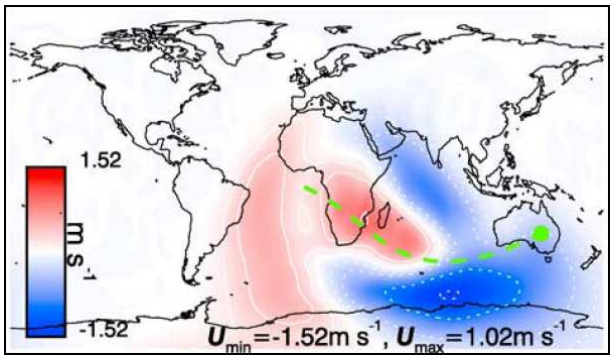
(c) $w'$ [cm.s$^{-1}$] (d) $\theta'/\overline{\theta}$ [ $10^{-4}$ SU]

FIGURE 2.20 – *Réponse de l'atmosphère à 80 km d'altitude à un forçage thermique constant se déplaçant à vitesse constante obtenu par Eckermann* et al. *(2007) à l'aide de la méthode proposée par Fritts et Luo (1993). Le centre de la source est situé au point de coordonnées (0,0).*

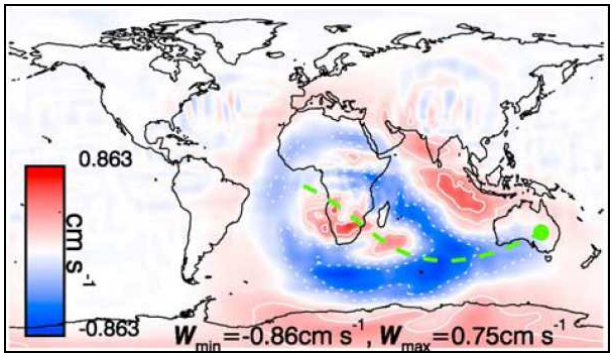
nents (l'ombre passe sur le Sud de l'Afrique, l'océan Indien puis l'Australie) ne suit pas la trajectoire de l'éclipse. Eckermann *et al.* (2007) évoque alors le fait que cette baisse de température au niveau du sol pourrait amplifier les variations de pression observées proche du sol dans le cas d'éclipses passant principalement sur les masses continentales.

### Observations

Juste avant l'éclipse totale de Soleil du 7 Mars 1970, Chimonas et Hines (1970) attirent l'attention de la communauté scientifique sur le fait que le passage d'une éclipse solaire pourrait agir comme un générateur d'ondes de gravité. La modélisation proposée par Chimonas (1970) (décrite dans la partie précédente) prédit la formation d'ondes pouvant être détectées à grande distance de la bande de totalité de l'éclipse aussi bien dans l'ionosphère qu'au niveau du sol. La même année des mesures ionosphériques (Davis et da Rosa 1970) mettent en évidence des ondes de gravité juste après le passage de l'éclipse




(a) $u'$ [m.s$^{-1}$]




(b) $w'$ [cm.s$^{-1}$]

FIGURE 2.21 – *Réponse de l'atmosphère au passage de l'éclipse du 4 décembre 2002 à 1000 UTC à 0,01 Pa (Eckermann* et al. *2007). Les échelles et les unités sont données dans les barres de couleur. Les valeurs positives et négatives ont respectivement des courbes de niveaux solides et pointillés pour les valeurs suivantes : (a) ±0,2 m.s$^{-1}$, ±0,4 m.s$^{-1}$, ±1 m.s$^{-1}$ et ±1,5 m.s$^{-1}$ (b) ±0,25 cm.s$^{-1}$ et ±0,5 cm.s$^{-1}$. La courbe verte représente la trajectoire du centre de la bande de centralité de l'éclipse et le petit disque montre la position du centre de l'ombre à la fin de l'éclipse totale soit à environ 0910 UTC.*

du 7 Mars 1970. Chimonas et Hines (1971) montrent alors que les fluctuations de densité électronique observées lors de cette éclipse sont en adéquation avec leur prédictions. Cependant d'autres auteurs (e.g. Sears 1972, Arendt 1972) argumentent par la suite que ces variations de densité électronique peuvent également avoir été créées par une des nombreuses autres sources de Perturbations Ionosphériques Itinérantes (PII) telle que la forte activité d'orages magnétiques qui a eu lieu ce jour-là. Lors de la même éclipse, des mesures au niveau du sol (Anderson *et al.* 1972) mettent en évidence des ondes de gravité sous la bande de centralité, mais avec des amplitudes 10 à 20 fois supérieures à celles prédites par le modèle Chimonas (1970) et des périodes bien inférieures (de l'ordre de 30 min). Chimonas (1973) précise alors que de telles ondes ne peuvent en aucun cas avoir été produites par la source considérée lors de sa première modélisation (refroidissement stratosphérique lié à la réduction du rayonnement lunimeux dans la couche d'ozone). Il propose alors une deuxième théorie basée sur la génération d'ondes de Lamb à partir du

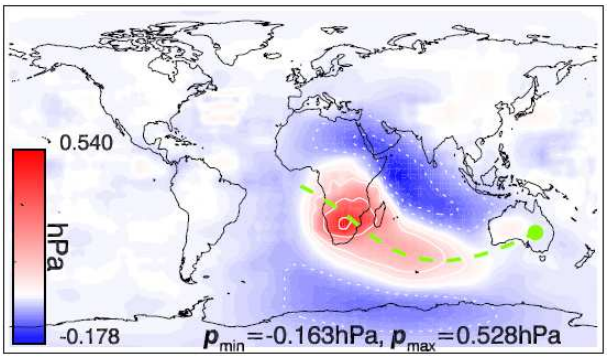



FIGURE 2.22 – *Réponse de fluctuation de pression au niveau du sol à l'éclipse du 4 décembre 2002 à 1000 UTC (Eckermann* et al. *2007). L'échelle et les unités sont données dans la barre de couleur. Les valeurs positives et négatives ont respectivement des courbes de niveaux solides et pointillés pour les valeurs suivantes : ±5 Pa, ±10 Pa, ±30 Pa et ±50 Pa. La courbe verte représente la trajectoire du centre de la bande de centralité de l'éclipse et le petit disque montre la position du centre de l'ombre à la fin de l'éclipse totale soit à environ 0910 UTC.*

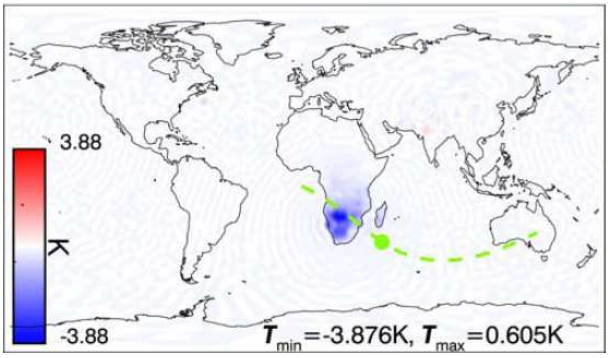



FIGURE 2.23 – *Variation de température simulée au niveau du sol le 4 décembre 2002 à 0700 UTC (Eckermann* et al. *2007). L'échelle et les unités sont données dans la barre de couleur. La courbe verte représente la trajectoire du centre de la bande de centralité de l'éclipse et le petit disque montre la position du centre l'ombre à 0700 UTC.*

refroidissement radiatif d'une couche nuageuse. Cette nouvelle théorie, malgré le manque de données atmosphériques pour la région considérée, peut permettre d'expliquer la détection d'ondes avec de telles caractéristiques (amplitude et période).

Par la suite de nombreuses campagnes de mesures dédiées à la détection d'ondes produites par le passage d'une éclipse de Soleil ont été effectuées. Nous nous concentrerons ici sur celles menées au niveau du sol à l'aide de microbarographes. Jones (1999) a rassemblé une grande partie de ces expériences et a montré que les résultats obtenus sont très hétéroclites avec une majorité d'expériences n'ayant mis en évidence aucune onde liée au passage de l'éclipse : Schödel *et al.* (1973), Beckman et Clucas (1973), Anderson et Keefer (1975), Jones et Bogart (1975), Jones (1976), Venkatachari *et al.* (1996), Jones (1999). Certaines expériences ont bien détectées des ondes mais sans lien apparent avec le passage de l'éclipse : Anderson *et al.* (1972), Venkatachari *et al.*

(1982), Jones *et al.* (1992). Enfin quelques campagnes de mesure ont réussi à mettre en évidence des ondes pouvant avoir été produites par le passage de l'éclipse. Parmi ces dernières les résultats sont variés avec la détection d'ondes de gravité haute fréquence (10-30 min) (Goodwin et Hobson 1978, Farges *et al.* 2003) et basse fréquence (4 h) (Seykora *et al.* 1985). Enfin une expérience menée par McIntosh et Revelle (1984) a observé des ondes infrasonores associées à un phénomène de jet amplifié par le refroidissement lié au passage de l'éclipse. La figure 2.24 résume ces différentes expériences mises en place dans le but de détecter des ondes de gravité en fonction de la distance de la bande de centralité de l'éclipse à laquelle elles étaient situées. La période des ondes observées est précisée en ordonnées quand il y a lieu.

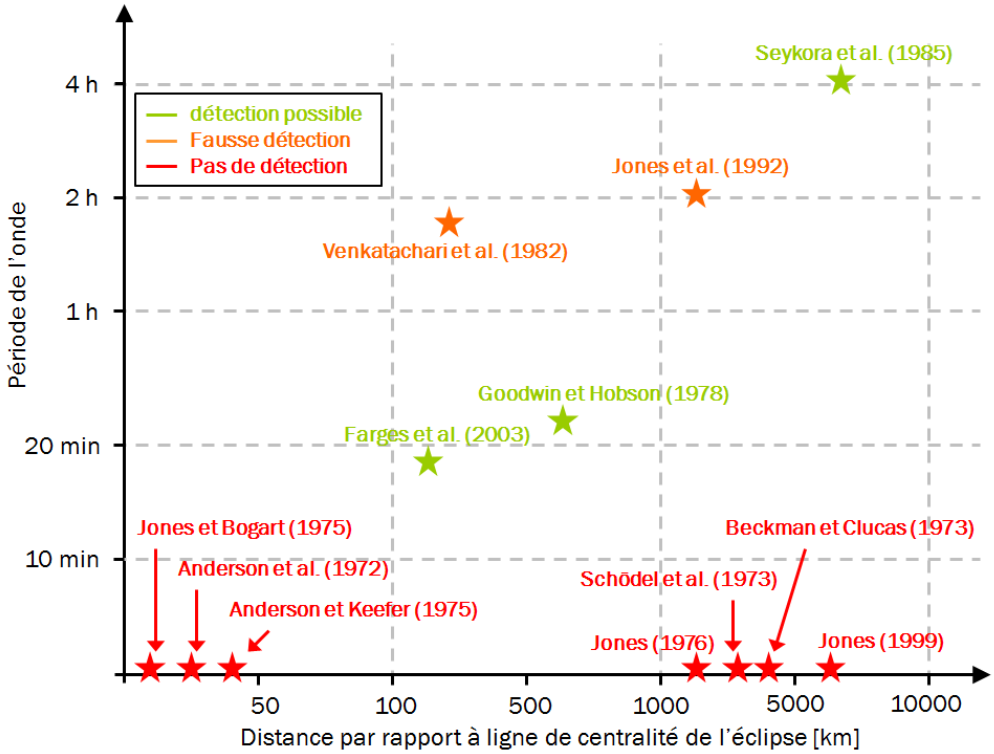



FIGURE 2.24 – *Campagnes de mesure mises en place dans le but de détecter des ondes de gravité produite par le passage de l'éclipse en fonction de la distance de la bande de centralité de l'éclipse à laquelle elles étaient situées. La période des ondes observées est précisée en ordonnées quand il y a lieu.*

Cette diversité dans les observations peut s'expliquer par la présence de plusieurs sources potentielles mais aussi par la distance de la bande de centralité à laquelle les réseaux de microbarographes ont été installés. Certains ont été déployées à plusieurs milliers de kilomètres de la bande de centralité de l'éclipse en se basant sur le premier modèle de Chimonas (1970), tandis que d'autres ont été installés proche de la bande de centralité (quelques centaines de kilomètres) en se référant à sa deuxième théorie (Chimonas 1973). La génération d'ondes de gravité lors du passage d'une éclipse solaire est donc un

phénomène encore loin d'être compris. Les éclipses solaires constituent cependant une des rares occasions d'observer des ondes de gravité dont la source peut être caractérisée aussi bien spatialement que temporellement longtemps à l'avance et de manière précise. C'est pourquoi il est intéressant d'arriver à détecter sans ambiguïté les ondes produites par ce phénomène. Pour cela il est nécessaire de proposer des améliorations sur la modélisation de ce phénomène dans le but d'arriver à expliquer l'ensemble des observations et de distinguer clairement les ondes produites par le passage de l'éclipse des autres ondes. Il est aussi indispensable d'obtenir des données de qualité et de mettre en place des méthodes de traitement du signal permettant de mettre en évidence les fluctuations de pression produites par le passage de l'éclipse. Nous verrons en effet dans la partie 4.2 que les amplitudes recherchées sont faibles par rapport aux fluctuations de pression ambiantes produites dans la même bande de fréquence.

### 2.3.2 Solutions asymptotiques

#### Objectifs

Dans la partie 4 de l'article MD2010, nous avons utilisé notre modèle pour calculer le champ d'onde asymptotique créée par un refroidissement radiatif stratosphérique se déplaçant à vitesse constante et supersonique dans l'atmosphère. Le champ d'onde obtenu représente bien une lame d'étrave avec une forme et une intensité assez similaire à la solution présentée par Fritts et Luo (1993). Il existe néanmoins un certain nombre de différences entre les deux solutions qui peuvent être expliquées par le fait que Fritts et Luo (1993) ont utilisé l'approximation pseudo-incompressible lors de la résolution des équations fondamentales de la dynamique des fluides et négligé les effets liés à la rotation de la Terre.

L'approximation pseudo-incompressible a été proposée par Durran (1989) pour filtrer les ondes acoustiques. Elle ne modifie que l'équation de la continuité (2.1). L'obtention de l'équation de dispersion pseudo-incompressible à partir des équations fondamentales de la dynamique des fluides est détaillée dans l'Annexe A.1.4. Comme nous l'avons vu dans le cas du monopôle monochromatique gaussien (MD2010) ou du paquet d'ondes gaussien (partie 2.2.3) notre modèle peut parfaitement prendre en compte des équations de dispersion simplifiées sous réserve que la fréquence de Brunt-Väisälä reste la borne supérieure en fréquence. Il est donc possible d'utiliser l'équation de dispersion pseudo-incompressible dans notre modèle. Les solutions, présentées en Annexe A.2, s'avèrent très sensibles au choix de la vitesse de la source et de la valeur du paramètre d'Eckart (sensibilité aussi mis en avant par Eckermann *et al.* (2007)). Nous montrons que ceci est dû au fait que l'équation de dispersion pseudo-incompressible présente plusieurs faiblesses. Elle permet notam-

ment à des ondes de gravité internes de se propager à des vitesses de phase et de groupe excédant largement la vitesse du son, ce qui perturbe la formation de la lame d'étrave attendue.

Le but de cette partie n'est donc pas de discuter des solutions pseudo-incompressibles mais d'apporter des informations complémentaires par rapport aux solutions asymptotiques présentées dans l'article MD2010. Nous insisterons tout d'abord sur la méthode de calcul du champ d'onde qui peut être extrêmement rapide en remarquant que le terme source est spatialement constant tout au long de la propagation. Nous présenterons ensuite les solutions à différentes altitudes et pour différentes variables du champ d'ondes dans le but de les comparer à celles obtenues par Fritts et Luo (1993) et Eckermann *et al.* (2007). Enfin, nous étudierons l'influence de la prise en compte de la réflexion.

**Méthode**

Dans toute cette partie nous considérons une grille spatiale de 2048×524×256 avec une résolution horizontale $x = y = 100$ km et verticale $z = 1$ km. La solution asymptotique est considérée atteinte lorsque le champ d'onde est stationnaire dans la région d'étude du phénomène. Nous utilisons le même terme de forçage thermique $F_T$ que Fritts et Luo (1993) soit :

$$F_T(x,y,z) = Q.\exp\left(-\frac{(x^2+y^2)}{2\sigma_r^2} - \frac{(z-z_0)^2}{2\sigma_z^2}\right) \tag{2.66}$$

avec $|Q| = 12$ K.jour$^{-1}$, $\sigma_r = 1460$ km, $\sigma_z = 10$ km et $z_0 = 50$ km. Étant donné que le passage de l'éclipse induit une réduction d'intensité lumineuse et donc un refroidissement radiatif nous considérons une amplitude du forçage thermique négative $Q = -12$ K.jour$^{-1}$. Une coupe verticale du forçage thermique $F_T$ est représentée en rouge sur la figure 2.25. Nous utilisons les même paramètres de l'atmosphère que Fritts et Luo (1993), soit une température moyenne $T = 266$ K, une pulsation de Brunt-Väisälä $N = 2.10^{-2}$ rad.s$^{-1}$ et une hauteur d'échelle de masse volumique $H = 7{,}8$ km. La simulation est effectuée dans le repère de la source. Au lieu de prendre en compte une source se déplaçant à une vitesse $V$ dans une atmosphère sans vent, nous considérons donc une source stationnaire dans une atmosphère avec un vent zonal constant $\overline{u} = -V$. Le terme source de fluctuation normalisée de pression est alors constant et est obtenu à partir de l'équation d'état des gaz parfaits :

$$s(x,y,z) = \rho_0 R_M e^{-\frac{z}{2H}} \int_{-\frac{\Delta t}{2}}^{\frac{\Delta t}{2}} F_T(x,y,z)dt \tag{2.67}$$

avec $\rho_0 = \overline{\rho}(0)$ la masse volumique de l'état de base de l'atmosphère au niveau du sol et $R_M$ la constante spécifique des gaz parfaits. Une coupe verticale du terme source de fluctuation normalisée de pression par unité de temps $s/\Delta t$ est représentée en orange sur la figure 2.25.

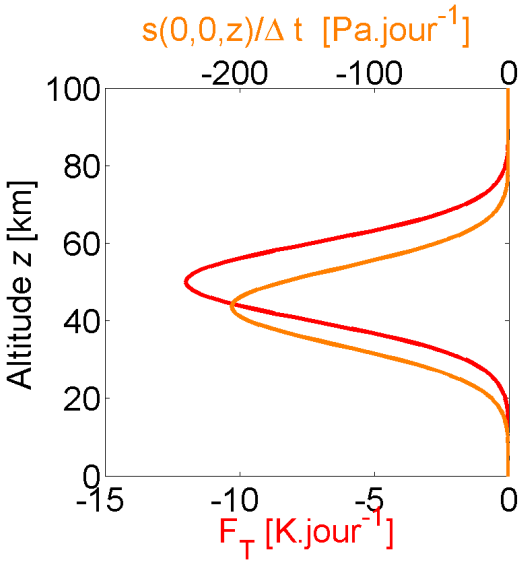



FIGURE 2.25 – *Coupe verticale du forçage thermique $F_T$ [K.jour$^{-1}$] utilisé par Fritts et Luo (1993) et du terme source $s/\Delta t$ [Pa.jour$^{-1}$] de fluctuation normalisée de pression par unité de temps.*

Remarquons maintenant que le forçage thermique $F_T$ ne dépend pas du temps. L'équation (2.67) peut alors se simplifier de la manière suivante :

$$s(x,y,z) = \rho_0 R_M e^{-\frac{z}{2H}} F_T(x,y,z)\Delta t \tag{2.68}$$

Or la vitesse de la source (du vent zonal dans notre cas) est constante donc la durée d'intégration du terme source $\Delta t$ l'est aussi. Le champ de fluctuation normalisée de pression $\phi'(x,y,z,t_n)$ à l'instant $t_n = n\Delta t$ peut donc s'écrire :

$$\phi'(x,y,z,t_n) = \sum_{j=0}^{n} s(x,y,z).e^{ij\omega\Delta t} \tag{2.69}$$

Nous pouvons reconnaître ici une série géométrique dont la somme peut s'exprimer sous la forme :

$$\phi'(x,y,z,t_n) = s(x,y,z)\frac{1-e^{i(n+1)\omega\Delta t}}{1-e^{i\omega\Delta t}} \tag{2.70}$$

Cette transformation n'est cependant valide que pour $\omega\Delta t \neq 2\pi$ avec $n \in \mathbb{Z}$. Or cette condition est toujours vérifiée car elle est incluse dans la condition sur l'échantillonnage temporel des termes source (MD2010 équation (19)). Rappelons que cette dernière stipule que la pulsation instantanée d'échantillonnage doit être choisie en dehors du domaine de propagation des ondes de gravité soit :

$$\omega_S > \omega(k_N, l_N, m_N) + \mathbf{k}_{Ni}.\mathbf{u}_S \tag{2.71}$$

avec $(k_N, l_N, m_N)$ les composantes du vecteur d'onde de Nyquist spatial et $\mathbf{u}_S$ la vitesse de la source. Nous avons ici $|\mathbf{u}_S| = V$ = 740 m.s$^{-1}$ (identique à celle choisie par Fritts et Luo (1993)), $|\mathbf{k}_N| = \pi/x$ = 3,1.10$^{-5}$ rad.m$^{-1}$ et $\omega(k_N, l_N, m_N)$ peut être maximisée par la pulsation de Brunt-Väisälä $N$ = 2.10$^{-2}$ rad.s$^{-1}$. Ceci nous donne un pulsation instantanée d'échantillonnage $\omega_S$ = 0.043 rad.s$^{-1}$ soit une durée d'intégration maximale $(\Delta t)_{max}$ = 145 s. Or la durée d'intégration de notre simulation est $\Delta t = 2\pi/x$ = 135 s ce qui satisfait donc la condition (2.71). L'utilisation de l'équation (2.71) permet donc d'obtenir le résultat de la simulation à n'importe quel instant $t_n$ au moyen d'une seule opération, ce qui réduit énormément le temps de calcul.

À la différence des cas du monopôle monochromatique gaussien et du paquet d'ondes gaussien, nous ne considérons pas l'approximation $H \to +\infty$. Le champ de fluctuation normalisée de pression ne correspond donc pas au champ de fluctuation de pression. Ce dernier doit être calculé à partir de l'équation de polarisation suivante :

$$\tilde{p} = \frac{\tilde{\phi}}{\sqrt{\overline{\rho}\rho_0}} \tag{2.72}$$

Dans cette partie nous considérons une atmosphère isotherme. La hauteur d'échelle de masse volumique est donc constante et le profil vertical de masse volumique atmosphérique peut s'écrire sous la forme $\overline{\rho}$ = exp(-$z/H$) (cf. Annexe A.1.1). Le champ de fluctuation de pression peut alors être calculé à partir de la relation suivante :

$$\tilde{p} = \frac{\tilde{\phi}}{\rho_0} e^{z/2H} \tag{2.73}$$

Les autres variables du champ d'ondes sont ensuite obtenues à partir des équations de polarisation totalement compressibles (2.32)-(2.36).

**Réponse stratosphérique**

Comme nous l'avons vu dans la partie 2.3.1, Fritts et Luo (1993) et Eckermann *et al.* (2007) ont obtenu des solutions de signe opposé probablement à cause d'une erreur de signe sur l'amplitude du forçage thermique $Q$. Il est donc important de vérifier que dans notre modèle le passage de l'éclipse produit bien un refroidissement. Nous pouvons voir sur la figure 2.25 que le pic d'intensité de la source $s$ se situe à 45 km d'altitude. La variation de température $T'$ produite par le passage de l'éclipse à 45 km d'altitude est tracée sur la figure 2.26 avec des courbes de niveaux d'intervalle $\Delta T' = 0{,}05$ K. Le petit et le grand disque gris représentent respectivement 67 % et 99 % des effets de la source.

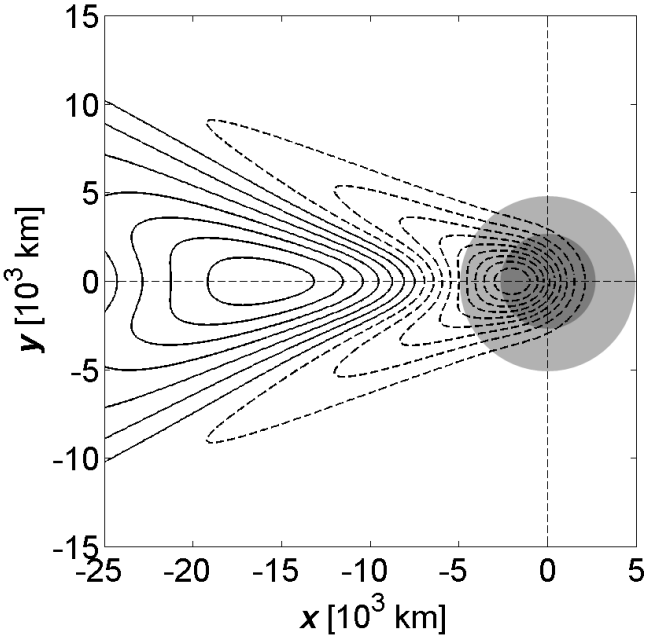
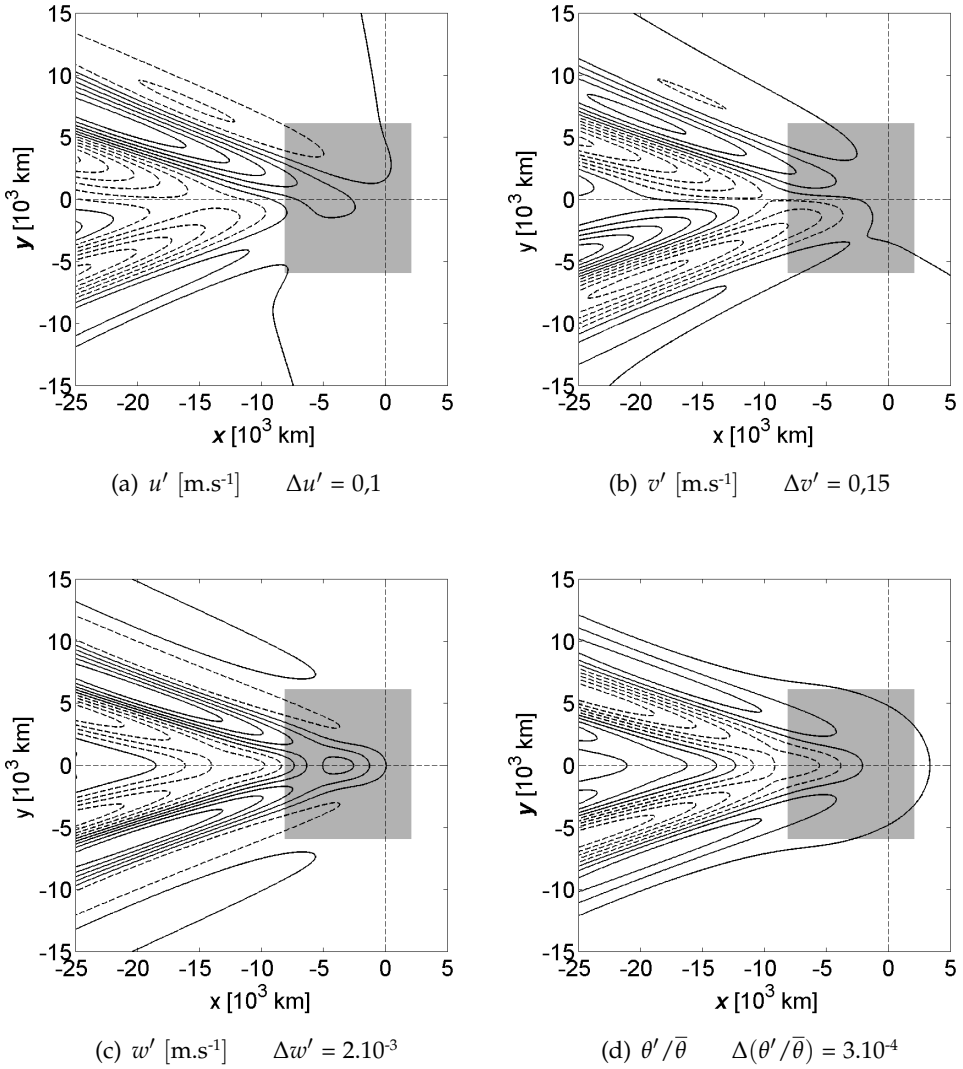



FIGURE 2.26 – *Champ de fluctuation de température $T'$ à 45 km d'altitude avec des courbes de niveau d'intervalle $\Delta T' = 0{,}05$ K. Les lignes de niveau nulles et positives sont solides, celles négatives en pointillés. Le petit et le grand disque gris représentent respectivement 67 % et 99 % des effets de la source.*

Nous pouvons remarquer que nous obtenons bien une zone de refroidissement au niveau de la position de la source. La baisse de température maximale est d'environ 0,5 K. Cette valeur est en accord avec la baisse de température de 1 K obtenue par Eckermann *et al.* (2007) avec un forçage thermique deux fois plus important.

### Réponse mésosphérique

Dans l'article MD2010, nous avons uniquement représenté le champ de vitesse méridional et vertical à 80 km d'altitude. La figure 2.27 représente le champ d'onde de fluctuation de vitesse $(u', v', w')$ et de température potentielle relative $\theta'/\overline{\theta}$ à l'altitude de 80 km et peut être comparée aux figures 2.19 et 2.20 respectivement obtenues par Fritts et Luo (1993) et Eckermann *et al.* (2007).




(a) $u'$ [m.s$^{-1}$] $\Delta u' = 0{,}1$

(b) $v'$ [m.s$^{-1}$] $\Delta v' = 0{,}15$

(c) $w'$ [m.s$^{-1}$] $\Delta w' = 2.10^{-3}$

(d) $\theta'/\overline{\theta}$ $\Delta(\theta'/\overline{\theta}) = 3.10^{-4}$

FIGURE 2.27 – *Solutions asymptotiques totalement compressible à 80 km d'altitude. Les lignes de niveau nulles et positives sont solides, celles négatives en pointillés. Les zones grisées représentent le domaine spatial sur lequel Fritts et Luo (1993) ont présenté leurs solutions numériques.*

Nous pouvons remarquer que les solutions obtenues par Fritts et Luo (1993) et Eckermann *et al.* (2007) sont en avance par rapport aux nôtres (dans

la direction de propagation de la source). Ceci peut provenir du fait qu'ils ont utilisé l'approximation pseudo-incompressible dans la résolution des équations fondamentale de la dynamique des fluides. Nous montrons en effet en Annexe A.2 que cette approximation permet à des ondes de se propager verticalement à des vitesses de groupe bien supérieures à la vitesse du son ce qui peut expliquer le fait que leurs solutions soient spatialement en avance par rapport au nôtres. Notons ensuite que les champs de fluctuations de vitesses méridional et vertical produits par notre modèle ont des amplitudes assez similaires à ceux obtenus par ces deux auteurs. A l'inverse les champs de vitesse zonale et de température potentielle relative ont des amplitudes environ trois fois inférieures.

**Réponse troposphérique**

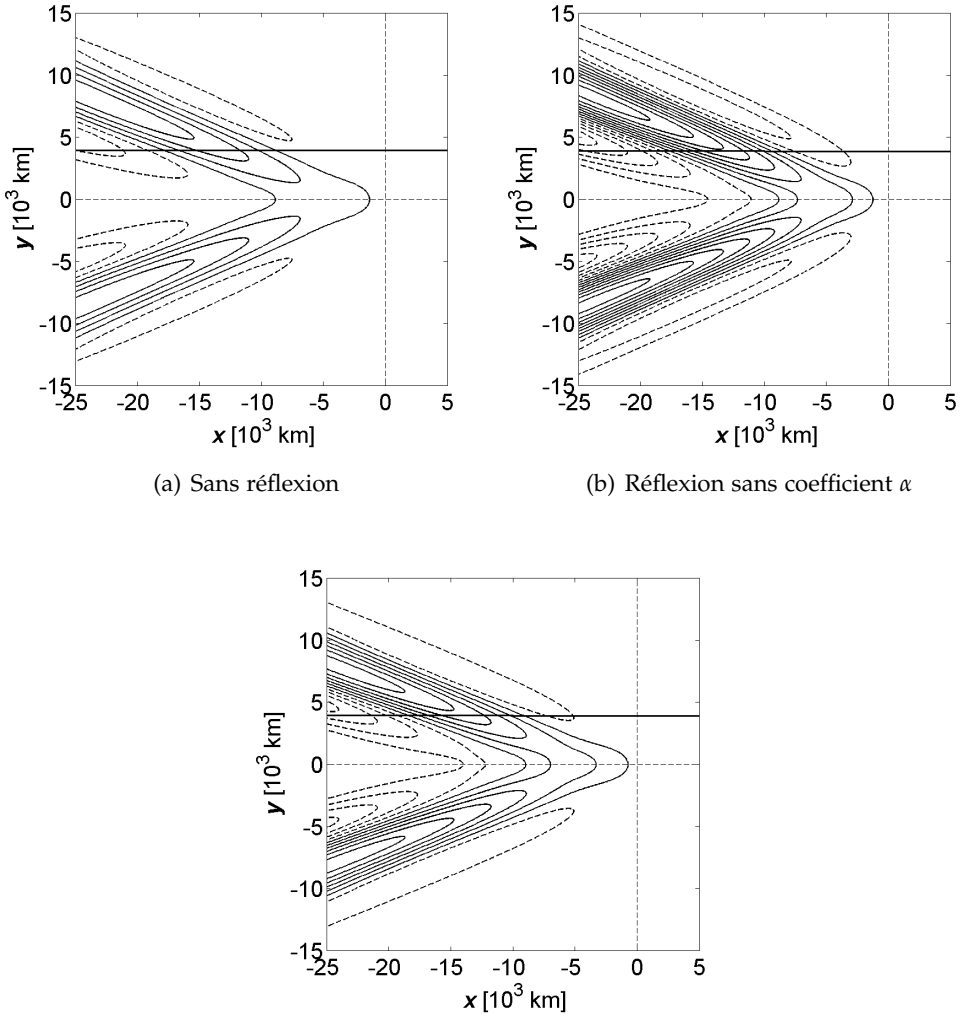
Nous montrons dans l'article MD2010 que la réflexion au niveau du sol peut-être prise en compte dans notre modèle. Pour calculer le champ réfléchi nous expliquons qu'il faut prendre le champ spectral symétrique par rapport au plan $m = 0$ et le multiplier par le coefficient complexe $\alpha$ défini tel que :

$$\alpha = \frac{m - i\Gamma}{m + i\Gamma} \tag{2.74}$$

Nous indiquons que ce coefficient ne modifie pas la phase de plus de 10° pour les ondes d'échelle verticale inférieure à 10 km. Nous avons vérifié que la prise en compte de la réflexion au niveau du sol ne modifie pas la forme et l'intensité du champ d'onde à 80 km et 45 km d'altitude dans la région d'étude. Par contre elle modifie fortement le champ d'onde proche du niveau du sol. La figure 2.28 représente le champ d'onde de fluctuation de pression produit au niveau du sol avec et sans prise en compte de la réflexion.

La figure 2.28(a) représente le champ de fluctuation de pression au niveau du sol sans prise en compte de la réflexion. La figure 2.28(b) représente le champ de fluctuation de pression au niveau du sol avec prise en compte de la réflexion mais sans le coefficient complexe $\alpha$. Le champ est donc identique au précédent mais avec des amplitudes deux fois supérieures. Enfin la figure 2.28(c) représente le champ de fluctuation de pression au niveau du sol avec prise en compte de la réflexion et du coefficient complexe $\alpha$. Nous pouvons remarquer que l'amplitude du champ est plus faible que sur la figure précédente mais toujours plus importante que dans le cas sans réflexion. L'influence du coefficient $\alpha$ et donc nettement visible. Ceci est dû au fait qu'une partie des longueurs d'onde verticales contenue dans la source est largement supérieure à 10 km.

La figure 2.29 représente le signal de fluctuation de pression obtenu le long d'un axe parallèle à la bande de centralité de l'éclipse et espacé de 4 000 km




(a) Sans réflexion

(b) Réflexion sans coefficient $\alpha$

(c) Réflexion avec coefficient $\alpha$

FIGURE 2.28 – *Champ de fluctuation de pression $p'$ au niveau du sol avec des lignes de niveau d'intervalle $\Delta p' = 0{,}3$ Pa. Les lignes de niveau nulles et positives sont solides, celles négatives en pointillés. Les lignes noires horizontales représentent les coupes correspondantes aux signaux de pression de la figure 2.29*

du centre de la bande de centralité de l'éclipse (lignes horizontales noires sur la figure 2.28). Nous pouvons ici aussi remarquer l'importance de la prise en compte du coefficient $\alpha$ pour les sources de grande échelle verticale. La figure 2.29 correspond à la figure 2.18 obtenue par Chimonas (1970). Nous pouvons voir que nous obtenons bien des amplitude pic-pic d'environ 1 Pa sans prise en compte de la réflexion au niveau du sol ce qui correspond bien à la valeur calculée par Chimonas (1970). Par contre la forme d'onde est différente. Notons que Fritts et Luo (1993) n'ont pas non plus réussi à retrouver les forme d'ondes présentées par Chimonas (1970) à 200 km d'altitude. Ceci peut-être

dû au fait que Chimonas (1970) n'a pas utilisé la même équation de dispersion pour les ondes de gravité (il a notamment négligé les effets de rotation de la Terre) et qu'il n'a pas précisé la forme exacte de la réduction d'intensité solaire à la surface de la Terre qu'il a utilisé.

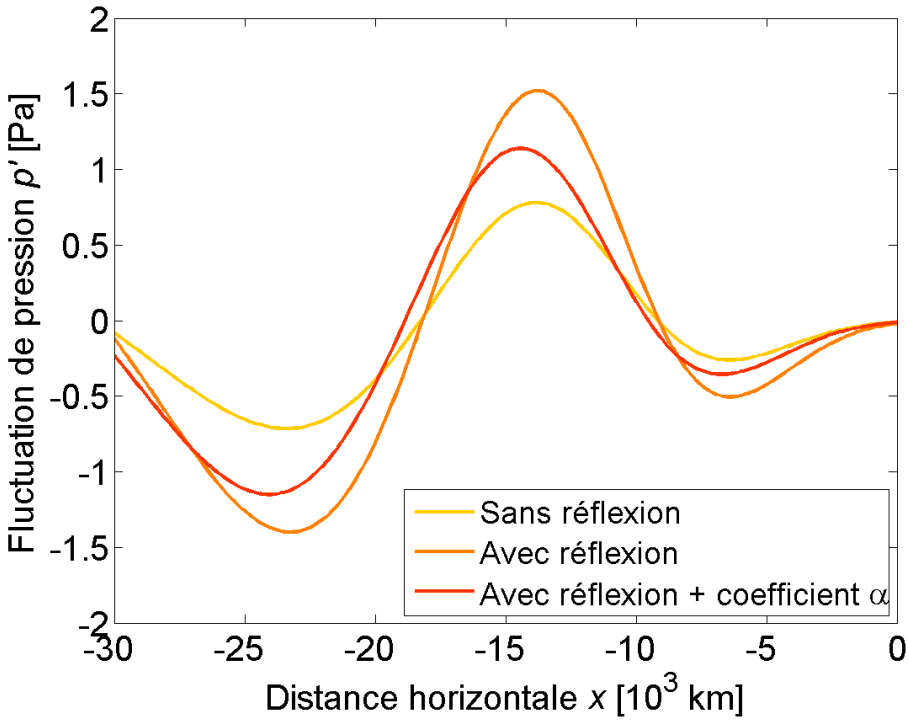



FIGURE 2.29 – *Signal de fluctuation de pression obtenu à 4 000 km du centre de la bande de centralité de l'éclipse sans prise en compte de la réflexion (jaune) avec prise en compte de la réflexion (orange) et avec prise en compte de la réflexion et du coefficient complexe α (rouge).*

Pour finir, remarquons que les solutions asymptotiques ont été obtenues après avoir propagé la source pendant environ 40 heures (dans la simulation). Or une éclipse totale de Soleil ne dure en moyenne que deux ou trois heures à la surface de la Terre. Il est donc peu probable que la lame d'étrave produite par la solution asymptotique ait le temps de complètement se former. C'est pourquoi nous allons maintenant étudier les solutions évolutives prenant en compte le début et la fin de l'éclipse ainsi que les variations de trajectoire et de vitesse de l'ombre. Nous étudierons le cas de l'éclipse du 4 décembre 2002 dans le but de comparer nos solutions avec celles obtenues par Eckermann *et al.* (2007) avec un code météorologique numérique global.

### 2.3.3 Solutions évolutives

#### Objectifs

Les objectifs de cette partie sont de détailler la source utilisée dans l'article MD2010 pour le cas de l'éclipse du 4 décembre 2002, de présenter des champs de fluctuations à différentes altitudes et enfin de discuter de la source principale de la perturbation observée au niveau du sol.

#### Caractéristiques de l'éclipse du 4 décembre 2002

L'éclipse du 4 décembre 2002 a été la deuxième éclipse totale de Soleil du XXI$^{\text{ème}}$ siècle. L'éclipse totale a débuté au large des côtes Angolaises à 0550 UTC. Ensuite, l'ombre est passée à l'extrême sud-ouest de la Zambie et du Zimbabwe puis au nord du Botswana où la durée maximale de la totalité était 1 min 12 s. Puis l'ombre a atteint l'Afrique du sud, le Mozambique et a définitivement quitté l'Afrique. La durée de la totalité à cet instant était de 1 min 32 s. Le reste de l'éclipse totale, et notamment son maximum (2 min 3 s) s'est déroulé en plein océan Indien. L'ombre est passée à quelques centaines de kilomètres au nord des îles Kerguelen puis a de nouveau touché le sud de l'Australie. Sa durée maximale était de 32 secondes à cet instant. L'éclipse totale s'est terminée au centre de l'Australie au coucher du soleil à 0911 UTC. Sa bande de centralité ainsi que les zones d'obscuration partielle sont représentées sur la figure 2.30.

La vitesse de l'ombre à la surface de la Terre varie le long de sa trajectoire avec un minimum de 670 m.s$^{-1}$. La figure 2.31 représente la vitesse de l'ombre en fonction du temps en heures UTC pour l'éclipse du 4 décembre 2002 sur la base de données fournies par Espenak et Anderson (2001).

#### Définition de la source

La mesure standard USNO (United States Naval Observatory) pour une éclipse de Soleil est la magnitude $E_M$, soit la fraction de diamètre du Soleil occultée par la Lune à un endroit donné de la surface terrestre. Elle est définie telle que :

$$E_M = \frac{R_S + R_L - d}{2R_S} \tag{2.75}$$

avec $R_S$ et $R_L$ les rayons angulaires des disques solaire et lunaire et $d$ la distance inter-centre entre ces deux disques. Nous entendons par *apparent* le

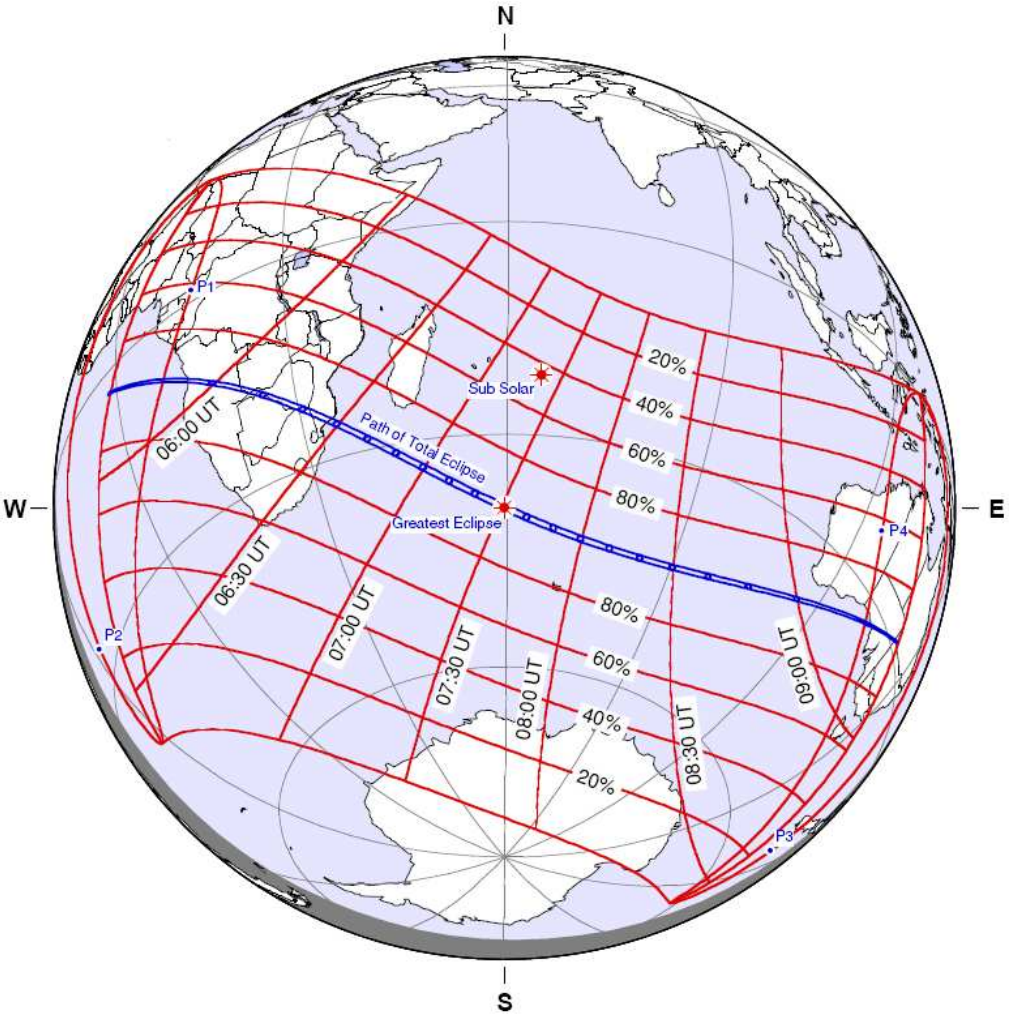



FIGURE 2.30 – *Projection orthographique de la trajectoire de l'éclipse du 4 décembre 2002 (Espenak et Anderson 2001).*

fait que les distances soient considérées depuis un observateur à la surface de la Terre. Cette magnitude est supérieure à 1 dans la bande de centralité. Elle est maximale lorsque la distance inter-centre des deux disques est nulle. Pour l'éclipse totale du 4 décembre 2002 $(E_M)_{max}$ = 1,02437 (Espenak et Anderson 2001). $E_M$ est représentée sur la figure 2.30 par des lignes de niveau de 20 % d'intervalle. Ces données montrent que $E_M$ varie approximativement linéairement de la bande de centralité à la limite de la zone de pénombre. Ceci est quasiment vérifié dans toutes les régions où le périmètre de la pénombre ne coupe pas le terminateur solaire comme sur la figure 2.34.(g). Cependant durant le début et la fin de l'éclipse, la zone de pénombre est interrompue par le terminateur solaire (e.g. 2.34.(b)-(e) et 2.34.(i)-(l)). Dans notre simulation nous considérerons que la zone d'ombre est un disque parfait et que $E_M$ varie linéairement de la bande de centralité à la limite de la zone de pénombre. Nous négligerons également les premières et dernières étapes de l'éclipse lorsqu'il

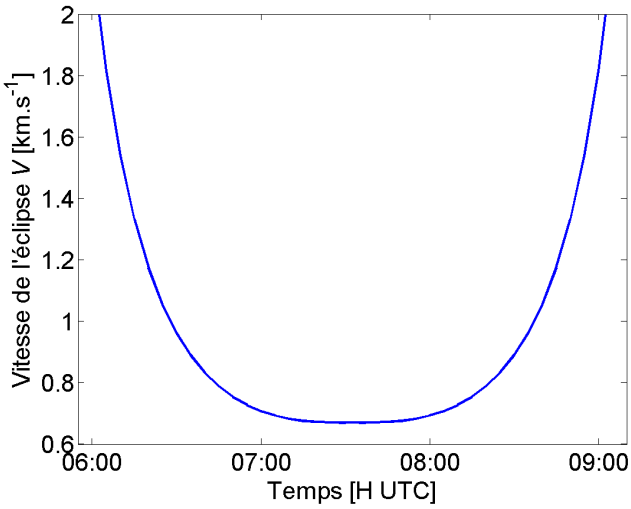



FIGURE 2.31 – *Vitesse de l'ombre à la surface de la Terre en fonction du temps UTC pour l'éclipse du 4 décembre 2002.*

n'y a pas encore de région de totalité à l'intérieur de la zone d'ombre. Ces approximations modifieront la réponse dans les régions survolées par le début et la fin de l'éclipse solaire. Cependant elles n'auront que peu d'impact sur la réponse globale car la réduction d'intensité lumineuse est très faible en valeur absolue à ces instants-là, du fait de la vitesse très rapide de la source (figure 2.31) et du très faible angle zénithal solaire. Au vu de ces différentes approximations, la magnitude de l'éclipse $E_M$ à l'instant $t_n$ peut alors être approximée par la fonction de $\mu_n$ définie telle que (MD2010 equation 29) :

$$\mu_n(x,y) = (E_M)_{max} - \frac{\sqrt{(x-x_n)^2 + (y-y_n)^2}}{r_p} \tag{2.76}$$

avec $(x_n, y_n)$ le centre du disque de la pénombre, $r_p$ son rayon et $(E_M)_{max}$ = 1,02437. Nous devons maintenant calculer le *degré d'obscuration* de l'éclipse $E_{Ob}$ soit la fraction de surface du Soleil occultée par la Lune. Elle peut s'exprimer en fonction de la magnitude de l'éclipse telle que :

$$E_{Ob}(E_M) = \frac{A_{Ob}(E_M)}{\pi R_S^2} \tag{2.77}$$

où $A_{Ob}$ représente la surface du disque apparent du Soleil occulté par la Lune (figure 2.32). Pour $0 \leq E_M \leq 1$ des manipulations trigonométriques basées sur la figure 2.32 permette d'exprimer le degré d'obscuration de l'éclipse $E_{Ob}$ sous la forme (Eckermann *et al.* 2007) :

$$E_{Ob} = \frac{1}{\pi}\left(\phi\left(\frac{R_L}{R_S}\right)^2 + \psi - \chi\sin(\psi)\right) \tag{2.78}$$

$$\chi = 2((E_M)_{max} - E_M) \tag{2.79}$$

$$\phi = 2\arcsin\left(\sqrt{\frac{R_S E_M(1-E_M)}{R_L\chi}}\right) \tag{2.80}$$

$$\psi = 2\arcsin\left(\sqrt{\left(\frac{R_L}{R_S} - E_M\right)\frac{E_M}{\chi}}\right) \tag{2.81}$$

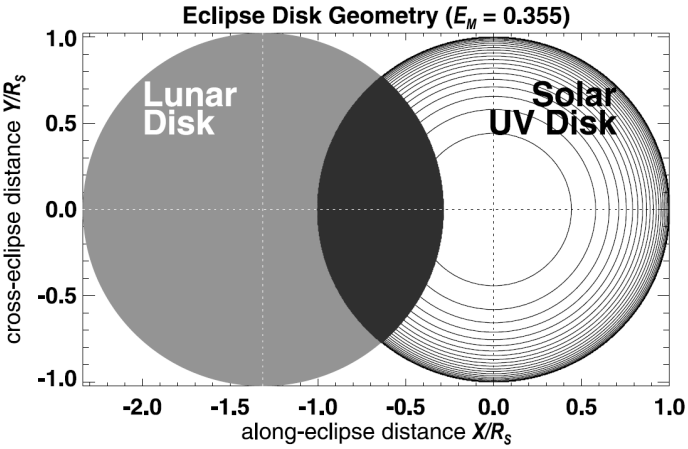



FIGURE 2.32 – *Géométrie de l'éclipse comme une fonction de la distance au centre du disque solaire $(X, Y)$ normalisé par le rayon du disque solaire $R_S$ pour $E_M$ = 0,355 et $(EM)_{max}$ = 1,02437 (Eckermann* et al. *2007). Le disque lunaire en gris clair se déplace le long de l'axe X et occulte progressivement le disque solaire. La surface occultée $A_{Ob}$ est représentée en gris foncé. Les courbes de niveaux sur le disque solaire sont définies pour l'assombrissement centre-bord UV normalisé avec des intervalles de 0,05 et une valeur maximale égale à 0,975.*

Si nous considérons un rayonnement solaire uniforme sur le disque solaire, le degré d'obscuration de l'éclipse $E_{Ob}$ peut être utilisée pour calculer la réduction d'intensité lumineuse reçue par une région de l'atmosphère. Cette approximation est quasiment valide dans le proche infrarouge responsable du chauffage de la vapeur d'eau. Par contre dans le cas des longueurs d'onde plus petites (comme les ultraviolets (UV) responsable du chauffage de l'ozone) l'intensité du rayonnement lumineux est bien plus intense au centre du disque solaire que sur les bords. Ce phénomène appelé *assombrissement centre bord* est d'autant plus important que la longueur d'onde décroît, ce qui rend son estimation assez complexe. Eckermann *et al.* (2007) proposent une formule empirique basée sur des données fournies par Bonnet (1968), Kjeldseth Moe et Milone (1978), Paltridge et Platt (1976),Neckel et Labs (1994), Hestroffer et Magnan (1998) et Koepke *et al.* (2001) pour exprimer l'intensité de l'assombris-

sement centre-bord pour des longueurs d'onde électromagnétique comprises entre 200 et 320 nm :

$$I(R) = \left[1 - \left(\frac{R}{R_S}\right)^2\right]^{0,65} \tag{2.82}$$

avec $R = (X^2 + Y^2)^{1/2}$. Nous pouvons alors calculer la réduction d'intensité lumineuse en tenant compte de l'assombrissement centre-bord UV :

$$E_{UV} = \frac{\int\int_{A_{Ob}} I(R,\varphi) dR d\varphi}{2\pi \int_0^{R_S} I(R) dR} \tag{2.83}$$

avec $\varphi = \arctan(Y/X)$. Le résultat de cette équation est évalué numériquement est représenté sur la figure 2.33. Nous pouvons remarquer que la courbe de réduction d'intensité lumineuse sans prise en compte de l'assombrissement centre-bord présente quasiment une rupture de pente au niveau de la zone de totalité. Cette rupture est lissée dans le cas de la prise en compte de l'assombrissement centre-bord.

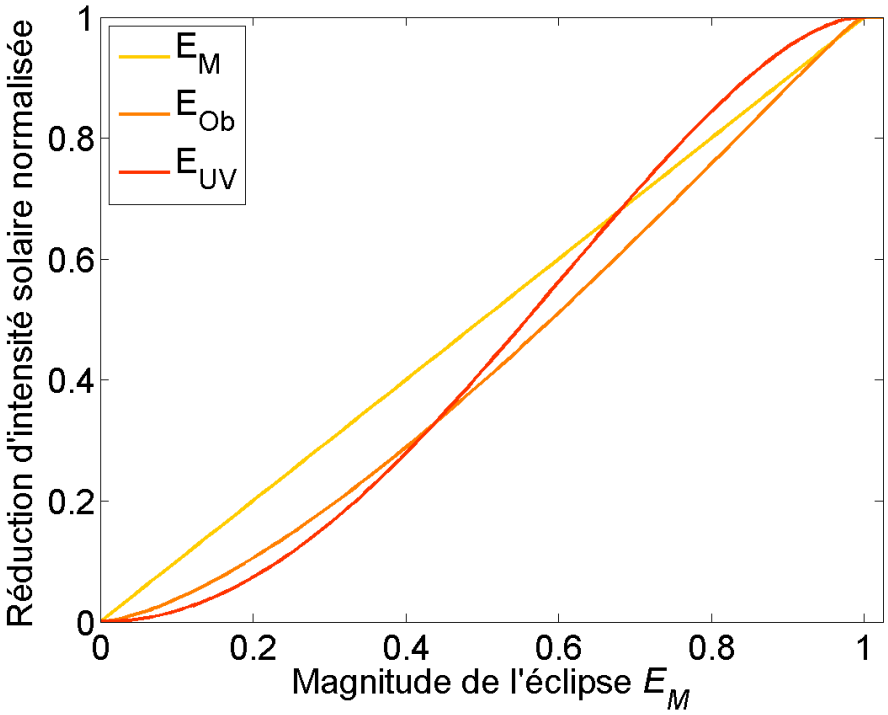



FIGURE 2.33 – *Réduction d'intensité lumineuse normalisée avec ou sans prise en compte de l'assombrissement centre-bord en fonction de la magnitude de l'éclipse $E_M$.*

La figure 2.34 représente les lignes de niveaux à la surface de la Terre de la

réduction d'intensité lumineuse tenant compte de l'assombrissement centre-bord $E_{UV}$ toutes les 30 min entre 0500 UTC et 1000 UTC.

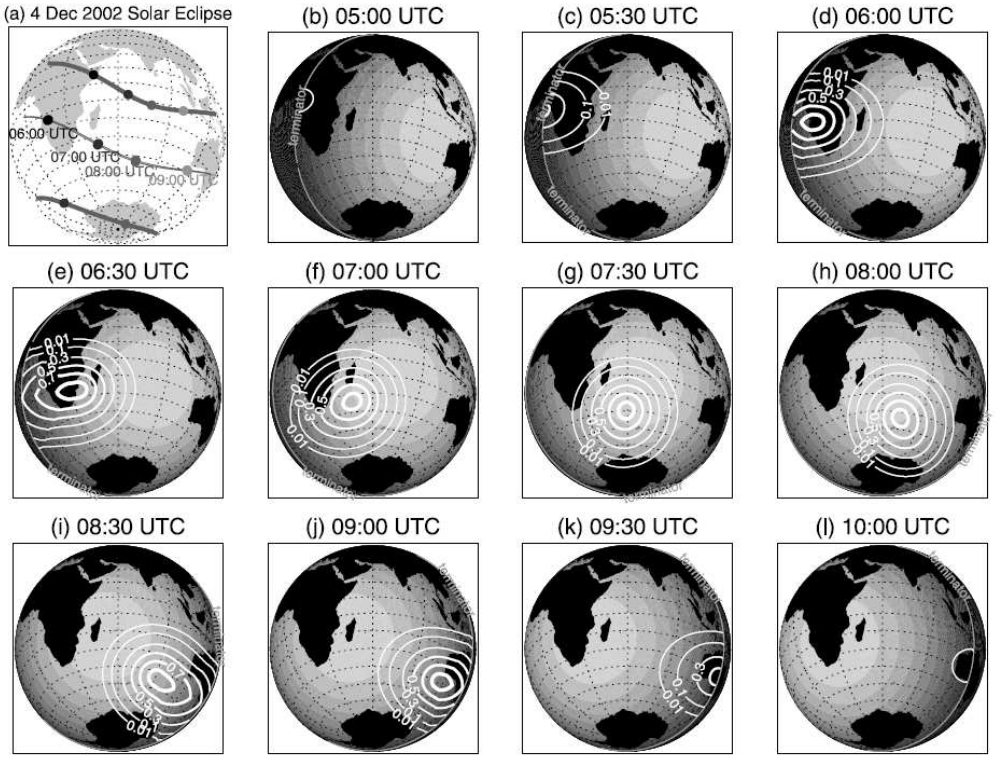



FIGURE 2.34 – *Propriétés de l'éclipse du 4 décembre 2002 (Eckermann* et al. *2007). (a) Les courbes épaisses grises représentent les limites de la pénombre de l'éclipse, la courbe fine grise le trajet de l'éclipse totale. Les points représentent la position du centre de l'ombre toutes les heures de 0600 UTC à 0900 UTC. (b-l) Les lignes de niveau blanches représentent la réduction d'intensité lumineuse tenant compte de l'assombrissement centre-bord $E_{UV}$ à 30 min d'intervalle de 0500 UTC à 1000 UTC. Les lignes de niveaux sont 0,01, 0,1, 0,3, 0,5, 0,7 et 0,9. Les aires grisées représentent les cosines de l'angle zénithal solaire $f$ avec des intervalles* $\cos(f) = 0{,}1$. *Le terminateur* ($\cos(f) = 0$) *est délimité sur chaque figure.*

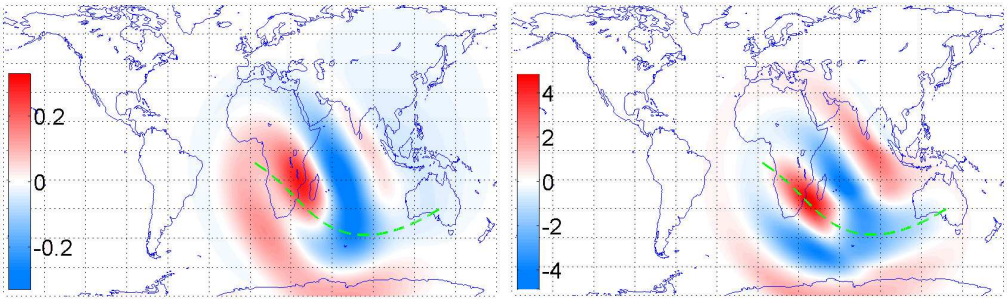
L'intensité de la source dépend principalement de deux critères : la concentration d'ozone et l'angle azimutal solaire. La bande de centralité de l'éclipse du 4 décembre 2002 est bornée entre les latitudes 4°S et 44°S. D'après Eckermann *et al.* (2007), la concentration d'ozone ne varie pas de manière significative horizontalement entre ces deux latitudes et l'angle azimutal solaire influence principalement le taux de chauffage en début et fin d'éclipse. La contribution du début et de la fin de l'éclipse au refroidissement total étant faible à cause de la vitesse très rapide de l'ombre durant ces phases, nous négligeons l'influence de ce paramètre. Nous considérons donc ici que le taux de chauffage vertical est constant et nous l'assimilons à une gaussienne. Le forçage thermique $F_{Tn}$ à l'instant $t_n$ peut alors s'exprimer sous la forme :

$$F_{Tn}(x,y,z) = QE_{UV}(\mu_n).\exp\left(-\frac{(z-z_0)^2}{2\sigma_z^2}\right) \tag{2.84}$$

avec $z_0$ = 50 km, $\sigma_z$ = 10 km et $Q = -20$ K.jour$^{-1}$. Les valeurs des paramètres de l'atmosphère restent les mêmes que pour la solutions asymptotique sauf celle correspondante au paramètre de Coriolis $f$ = -5.10$^{-5}$ rad.s$^{-1}$. Cette valeur est en effet mieux adaptée aux latitudes où se déroule l'éclipse.

### Réponse mésosphérique

Les échantillons de la source sont ajoutés progressivement dans la solution pendant toute la durée de l'éclispe totale soit entre 0550 UTC et 0911 UTC. Une fois la phase de totalité terminée, le champ est alors propagé jusqu'à 1000 UTC et projeté sur une carte terrestre dans le but d'être comparé au champ obtenus par Eckermann *et al.* (2007) avec un code météorologique numérique global (figure 2.21). La figure 2.35 représente le champ de fluctuation de vitesse zonale et verticale à 1000 UTC à 80 km d'altitude.




(a) $u'$ [m.s$^{-1}$] (b) $w'$ [cm.s$^{-1}$]

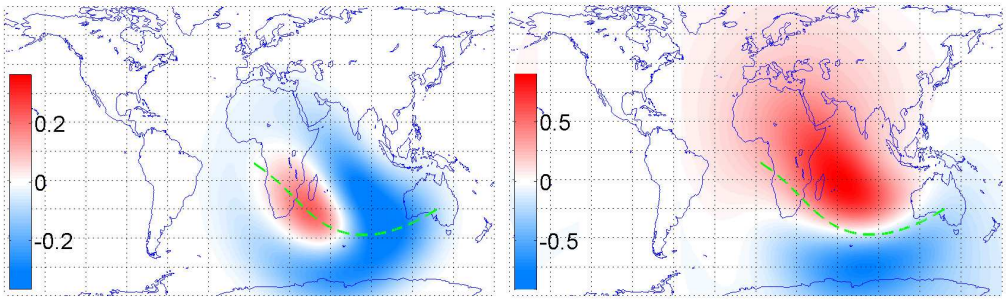
FIGURE 2.35 – *Réponse de l'atmosphère au passage de l'éclipse du 4 décembre 2002 à 1000 UTC à 80 km d'altitude. Les échelles et les unités sont données dans les barres de couleur. La courbe verte représente la trajectoire du centre de la bande de centralité de l'éclipse.*

Nous pouvons remarquer que malgré les approximations considérées ces champs d'onde sont très similaires à ceux obtenus par Eckermann *et al.* (2007) avec un code météorologique numérique global (figure 2.21). Le champ est un peu différent au niveau des pôles car notre modèle ne fait pas les calculs en coordonnées sphériques. Les petites homogénéités locales qui peuvent être dues à des variations locales de la concentration d'ozone ou des vents n'apparaissent pas non plus dans nos solutions. Mais la réponse au premier ordre est correctement représentée par notre modèle ce qui répond à notre besoin. Au niveau des amplitudes, nous obtenons des amplitudes légèrement inférieures à celle obtenues par Eckermann *et al.* (2007) (figure 2.21). Ceci est probablement dû au fait que nous avons pris en compte un terme de forçage thermique constant d'amplitude $Q = -20$ K.jour$^{-1}$ alors qu'Eckermann *et al.* (2007)

ont considéré un terme de forçage thermique variable d'amplitude maximale Q = −27 K.jour$^{-1}$.

### Réponse stratosphérique

Remarquons ici que plusieurs sondages par fusées réalisés dans la stratosphère lors du passage d'éclipses solaires ont signalé des baisses de température entre 5 et 12 K à 50 – 60 km d'altitude (Ballard *et al.* 1969, Quiroz et Henry 1973, Randhawa 1974, Schmidlin et Olsen 1984). Quiroz et Henry (1973) et Schmidlin et Olsen (1984) ont aussi observé une augmentation nette de la vitesse méridionale avec des pics à 20 – 40 m.s$^{-1}$ à 60 km d'altitude. Quiroz et Henry (1973) ont interprété cette augmentation de la vitesse méridionale comme une réponse aux modifications du gradient de température induites par le passage de l'éclipse. Or ni notre modèle, ni celui proposé par Eckermann *et al.* (2007), ne permettent de retrouver de telles valeurs. La variation de température observée à 50 km est en effet inférieure à 1 K (figure 2.36(a)) et celle de vitesse méridionale inférieure à 1 m.s$^{-1}$ (figure 2.36(b)).




(a) $T'$ [K] (b) $v'$ [m.s$^{-1}$]

FIGURE 2.36 – *Réponse de l'atmosphère au passage de l'éclipse du 4 décembre 2002 à 1000 UTC à 50 km d'altitude. Les échelles et les unités sont données dans les barres de couleur. La courbe verte représente la trajectoire du centre de la bande de centralité de l'éclipse.*

Eckermann *et al.* (2007) ont fait remarquer que les sondages par fusées mesurent des profils instantanés contenant les perturbations créées par toutes les ondes de gravité se propageant à cet instant donné, y compris celles sans rapport avec le passage de l'éclipse. Or des perturbations de l'ordre de grandeur des variations observées pendant les éclipses, ont été détectées à d'autres occasions (Eckermann *et al.* 1995). Il est donc possible qu'on ne puisse pas relier de tels refroidissements stratosphériques avec le passage d'éclipses solaires. Néanmoins la plupart de ces observations par fusées ont observé des refroidissements de plusieurs degrés. S'il y avait des perturbations liées à la propagation d'autres ondes de gravité, il n'y aurait pas de raison que les mesures mettent toujours en avant des refroidissements importants. Remarquons pour finir que deux campagnes de mesure n'ont signalé aucune baisse significative de la température (Randhawa 1973, Ball *et al.* 1980), ce qui pourrait aller

dans le sens de la faible perturbation liée passage de l'éclipse faible au regard des diverses autres sources de perturbation.

**Réponse troposphérique**

La figure 2.37 représente la perturbation de pression obtenue au niveau du sol à 1000 UTC avec notre modèle. L'amplitude de la perturbation est largement inférieure à celle obtenue par Eckermann *et al.* (2007) (figure 2.22). Il apparaît donc impossible que le refroidissement de la couche d'ozone soit le phénomène principal responsable de la perturbation de pression au niveau du sol. Notons qu'en considérant un refroidissement stratosphérique dix fois plus important (tel que ceux observés par les sondage par fusées) nous obtiendrions des amplitudes dix fois plus importantes de l'ordre de grandeur des amplitudes simulées par Eckermann *et al.* (2007). Mais comme nous l'avons vu précédemment, Eckermann *et al.* (2007) ont eux aussi obtenu une variation de température n'excédant pas 1 K dans la stratosphère. Par ailleurs nous pouvons observer sur la figure 2.37 que la forme du champ d'onde est très différente de celle obtenue par Eckermann *et al.* (2007).

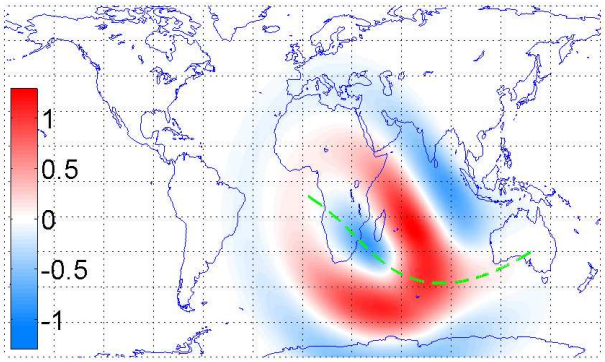



FIGURE 2.37 – *Réponse de fluctuation de pression au niveau du sol à l'éclipse du 4 décembre 2002 à 1000 UTC en considérant uniquement le refroidissement stratosphérique. L'échelle et les unités sont données dans la barre de couleur. La courbe verte représente la trajectoire du centre de la bande de centralité de l'éclipse.*

Il faut donc considérer une autre zone de refroidissement atmosphérique. Chimonas (1970) avait déjà reconnu l'existence potentielle d'une deuxième région de refroidissement dans la troposphère liée à la réduction d'absorption du rayonnement infrarouge par la vapeur d'eau (voir partie 2.3.1). Il avait d'ailleurs suggéré qu'une telle source pouvait produire au niveau du sol des fluctuations de pression comparables voire supérieures à celles produites par le refroidissement de la couche d'ozone.

Notre modèle étant linéaire, nous pouvons étudier le comportement des différentes sources séparément. Nous considérerons donc maintenant un forçage thermique troposphérique lié à la réduction d'absorption des infrarouges

(IR) par la vapeur d'eau lors du passage d'une éclipse solaire. La concentration en vapeur d'eau est très inhomogène à la surface de la Terre et peut varier rapidement. Il serait fastidieux quoique possible de prendre en compte des profils de taux de chauffage troposphérique variables spatialement et temporellement. Nous pouvons cependant remarquer sur la figure 2.22 obtenue par Eckermann *et al.* (2007) que les variations de pression observées au niveau du sol sont d'échelle planétaire ce qui conforte l'idée d'une réponse globale de l'atmosphère au passage de l'éclipse. Nous considèrerons donc dans un premier temps un terme de forçage thermique troposphérique de forme constante $F_{Tn}$ tel que :

$$F_{Tn}(z) = QE_{Ob}(\mu_n).\exp\left(-\frac{(z-z_0)^2}{\sigma_z^2}\right) \tag{2.85}$$

avec $z_0$ = 3 km, $\sigma_z$ = 1 km et $Q = -5$ K.jour$^{-1}$. Remarquons que pour les longueurs d'onde responsable du chauffage des UV le phénomène d'assombrissement centre-bord peut être négligé (Eckermann *et al.* 2007). Nous pouvons donc directement utiliser la fonction $E_{Ob}$ pour calculer la forme de la réduction d'intensité lumineuse en fonction de la magnitude de l'éclipse $E_M$. Les valeurs des paramètres de l'atmosphère restent les mêmes que pour la source stratosphérique. La figure 2.38 présente la perturbation de pression obtenue au niveau du sol.

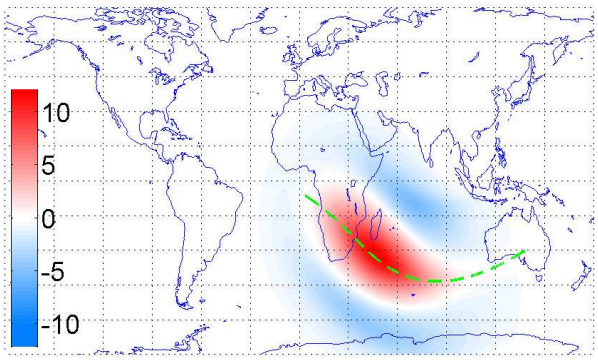



FIGURE 2.38 – *Réponse de fluctuation de pression au niveau du sol à l'éclipse du 4 décembre 2002 à 1000 UTC en considérant uniquement le refroidissement troposphérique. L'échelle et les unités sont données dans la barre de couleur. La courbe verte représente la trajectoire du centre de la bande de centralité de l'éclipse.*

La forme du champ d'onde est assez similaire avec celle obtenue par Eckermann *et al.* (2007). Nous retrouvons bien une zone de surpression sur le Sud de l'Afrique et l'Ouest de l'Océan Indien d'amplitude bien supérieure (+11,6 Pa) à la zone de dépression (-5,6 Pa). Par contre les amplitudes obtenues par Eckermann *et al.* (2007) sont plus importantes ($-17$ – $+54$ Pa). Cette différence peut s'expliquer par le fait que nous avons considéré un profil de taux de chauffage standard Gaussien alors qu'Eckermann *et al.* (2007) ont considéré des profils beaucoup plus évolués et peut-être plus intense. Elle peut également

être due au fait que nous n'avons pas pris en compte la baisse importante de température au niveau du sol. Néanmoins cette simulation avec un profil de taux de chauffage troposphérique nous permet de retrouver un champ d'onde ayant une forme similaire et des amplitudes du même ordre de grandeur que celles obtenues par Eckermann *et al.* (2007). Cela semble donc confirmer que le champ de fluctuation de pression produit au niveau du sol lors du passage d'une éclipse totale de Soleil n'est pas produit par le refroidissement de la couche d'ozone mais plutôt celui de la troposphère.

## Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons présenté un nouveau modèle linéaire spectral numérique tridimensionnel destiné à simuler la propagation de fluctuations d'ondes de gravité dans une atmosphère stable et stratifiée (MD2010). Le principal point fort de ce modèle est sa simplicité de conception qui facilite l'interprétation de ses résultats. À la différence des modèles précédents (Lighthill 1978, Fritts et Luo 1992; 1993, Voisin 1994), notre modèle ne résout pas les équations fondamentales de la dynamique des fluides avec les termes sources mais implémente la propagation des solutions non-forcées. Tant qu'il n'y a pas de source, la propagation temporelle ne nécessite donc qu'une seule opération. Lorsque qu'une source apparaît, elle est discrétisée temporellement et chaque échantillon est considéré comme une modification impulsive de la solution. Le modèle peut donc prendre en compte l'évolution spatiale et temporelle des termes sources et peut être utilisé pour étudier des sources dont la trajectoire, la vitesse, la forme ou l'intensité évolue au cours du temps. Ce modèle a été validé avec un monopôle de pression gaussien monochromatique en temps connu pour générer un champ d'ondes en forme de croix de Saint-André. Il a ensuite été appliqué au cas d'un paquet d'onde gaussien quasi-monochromatique. Au travers de cet exemple, nous avons montré que le modèle pouvait être utilisé dans un cadre pédagogique pour visualiser la propagation d'un paquet d'onde, obtenir des fluctuations de pression au niveau du sol ou encore retrouver des résultats classiques sur la propagation des ondes de gravité. Cette étude de cas nous a aussi permis d'introduire les aspects liés à la sélection (filtrage) des directions de propagation des termes sources, à la réflexion au niveau du sol et à l'utilisation de l'information contenue dans la phase du champ d'onde.

Nous avons ensuite utilisé notre modèle pour étudier les ondes de gravité produites par le passage d'une éclipse de Soleil. Nous avons vu que malgré les différents efforts de modélisation (Chimonas 1970, Fritts et Luo 1993) et les nombreuses campagnes de mesure mises en place pour détecter de telles ondes (e.g. Anderson *et al.* 1972, Jones 1976, Goodwin et Hobson 1978, Seykora *et al.* 1985, Venkatachari *et al.* 1996, Jones 1999, Farges *et al.* 2003), il n'est toujours pas certain que le refroidissement atmosphérique produit par le passage d'une éclipse solaire puisse générer des fluctuations de pression d'amplitude suffisante pour être détectées au niveau du sol. Afin de tenter de répondre à cette question, nous avons commencé par étudier la réponse asymptotique à un refroidissement stratosphérique gaussien se déplaçant à vitesse constante dans l'atmosphère. Notre modèle prenant en compte l'équation de dispersion totalement compressible des ondes de gravité, nous avons obtenu des solutions qui prennent en compte moins d'approximations que celles présentées par Fritts et Luo (1993). Pour résoudre les équations fondamentales de la dynamique des fluides, ces derniers ont en effet considéré l'approximation pseudo-incompressible qui, comme nous le montrons dans l'annexe A.2, n'est

pas adaptée à la modélisation d'ondes de si grandes longueur d'ondes. Cette étude asymptotique nous a aussi permis de montrer que le modèle permet aisément d'obtenir l'ensemble des variables du champ d'ondes en utilisant les équations de polarisation des ondes de gravité linéaires.

Nous avons ensuite appliqué notre modèle au refroidissement stratosphérique produit lors du passage de l'éclipse du 4 décembre 2002 car la réponse à cette même éclipse a déjà été étudiée par Eckermann *et al.* (2007) avec un code météorologique. Encore une fois les solutions obtenues aussi bien dans la stratosphère que dans la mésosphère sont en bon accord avec celles présentées par Eckermann *et al.* (2007). En revanche, l'amplitude des fluctuations de pression produites au niveau du sol est bien trop faible en comparaison de celles obtenues par Eckermann *et al.* (2007). C'est pourquoi nous avons ensuite considéré une région de refroidissement atmosphérique de plus basse altitude, due à la baisse du rayonnement infrarouge et donc de l'absorption par la vapeur d'eau. Un tel refroidissement nous a permis de retrouver un champ d'onde avec une forme et des amplitudes comparables à celles obtenues par Eckermann *et al.* (2007). Il est donc probable que le refroidissement de la troposphère soit plus à même de produire des fluctuations de pression pouvant être détectées au niveau du sol que le refroidissement stratosphérique. Le tableau 2.39 résume les différentes caractéristiques de notre modèle (MD2010) et les compare à celles des modèles utilisés par Fritts et Luo (1993) (FL1993) et Eckermann *et al.* (2007) (E2007).

| Paramètre | FL1993 | E2007 | MD2010 |
|---|---|---|---|
| Relation de dispersion | pseudo-incomp. | compressible | compressible |
| Vitesse de la source | constante | variable | variable |
| Pic de refroidissement | 12 K.jour$^{-1}$ | 27 K.jour$^{-1}$ | 20 K.jour$^{-1}$ |
| Temps | $t \to \infty$ | quelconque | quelconque |
| Vent | non | oui | non |
| Géométrie | cartésienne | sphérique | cartésienne |

FIGURE 2.39 – *Caractéristiques principales des différents modèles discutés la partie 2.3.*

Le code météorologique utilisé par Eckermann *et al.* (2007) est évidemment celui qui permet de prendre en compte le plus de paramètres. Cependant, il n'est pas spécifique aux ondes de gravité et ne permet donc pas de conclure sur le phénomène géophysique responsable de la propagation de la perturbation créée par le passage de l'éclipse. Notre modèle considère quant à lui uniquement la propagation des ondes de gravité. Il nous a donc permis de démontrer que la perturbation de pression produite au premier ordre par le passage d'une éclipse solaire se propageait bien via les ondes de gravité. De plus, Eckermann *et al.* (2007) n'ont pas pu conclure sur la source principale de la perturbation de pression au niveau du sol car leur code météorologique ne permet pas de considérer séparément les différentes zones de refroidissement atmosphérique. Notre modèle linéaire nous a donc permis de répondre

à cette question en montrant que la source de la perturbation observée par Eckermann *et al.* (2007) au niveau du sol était principalement liée à une zone de refroidissement troposphérique et ne pouvait en aucun cas résulter du refroidissement de la couche d'ozone. Enfin, notre modèle étant très léger en temps de calcul ainsi qu'en programmation, il permet d'obtenir rapidement une estimation des champs de fluctuation de pression au niveau du sol pour une éclipse donnée. Les fluctuations de pression produites au niveau du sol par le passage de cette éclipse solaire du 1er août 2008 seront notamment présentées dans la partie 4.2. Elles seront utilisées dans le chapitre 3 pour définir la géométrie du réseau de microbarographes installé à cette occasion. Dans le chapitre 4, elles aideront à la recherche de méthodes de traitement du signal adaptées à l'extraction des ondes produites par le passage de l'éclipse au sein des fluctuations de pression enregistrées par le réseau temporaire de microbarographes ainsi que par les stations infrasons du SSI.

# 3 Validité de la mesure basse-fréquence des chaînes de mesure infrasons

Sommaire


3.1 Chaîne de mesure infrason . . . . . 99
3.1.1 Stations infrasons du SSI . . . . . 99
3.1.2 Capteur infrason . . . . . 103
3.1.3 MB2000 . . . . . 107
3.2 Campagne de mesure Mongolie 2008 . . . . . 107
3.2.1 Préparation . . . . . 107
3.2.2 Déploiement . . . . . 120
3.2.3 Bilan . . . . . 127
3.3 Validité de la mesure de pression basse-fréquence . . . . . 127
3.3.1 Incertitudes sur la fonction de transfert . . . . . 129
3.3.2 Bruit propre de la chaîne de mesure . . . . . 132
3.3.3 Susceptibilité thermique . . . . . 133
3.3.4 Article : Using the International Monitoring System infrasound network to study gravity waves . . . . . 146
Conclusion . . . . . 153

L'objectif de ce chapitre est de montrer que le réseau infrason du Système de Surveillance International (SSI) peut être utilisé pour l'observation des ondes de gravité. Le réseau infrason du SSI a été conçu pour la détection des fluctuations de pression produites dans la bande de fréquence [0,02 – 4] Hz. Cependant la majorité des stations infrasons certifiées de ce réseau (trente-neuf sur quarante-deux) utilisent des capteurs de pression absolue qui mesurent des fluctuations de pression de fréquence allant du continu à quelques dizaines de hertz. Cette bande de fréquence inclut donc toute la bande de fréquence des infrasons ainsi que l'intégralité de celle des ondes de gravité. Les chaînes de mesure infrasons du SSI n'ayant cependant pas été conçues pour détecter des ondes de fréquence inférieure à 0,02 Hz, la validité de la mesure pression délivrée en basse-fréquence doit être minutieusement étudiée. Cette étude est menée à partir de données du réseau infrason du SSI, de la campagne de mesure Mongolie 2008 et d'expériences en laboratoire. Elle ouvre la voie à l'étude des ondes de gravité à partir des enregistrements du réseau infrason du SSI qui constituent un jeu de données de pression unique et d'une grande précision.

Dans la première partie de ce chapitre, nous commençons par décrire le réseau infrason du SSI et le mode de fonctionnement des stations. Nous détaillons ensuite l'ensemble des spécifications qu'un capteur infrason doit respecter pour satisfaire les critères du SSI (grande dynamique d'entrée, bruit propre inférieur au bruit de fond infrason et faible susceptibilité aux conditions environnementales). Puis, nous décrivons les caractéristiques des deux types de capteurs infrasons utilisés sur le réseau du SSI en insistant sur celles du MB2000 qui est le capteur utilisé sur trente-neuf sur quarante-deux stations déjà certifiées. Enfin, nous examinons l'ensemble des critères qui peuvent limiter l'utilisation de la mesure de pression du MB2000 en basse-fréquence (bruit propre, incertitudes sur la fonction de transfert, susceptibilité thermique, etc.).

Dans la deuxième partie, nous décrivons le déroulement de la campagne de mesure Mongolie 2008. L'objectif principal de cette campagne de mesure était de caractériser les ondes de gravité produites par le passage de l'éclipse du 1er août 2008. Nous voulions également vérifier la validité de la mesure de pression enregistrée en basse-fréquence par des chaînes de mesure infrasons similaires à celles utilisées sur le réseau du SSI. Pour ce faire, les chaînes de mesure ont été instrumentées avec des capteurs de température afin de pouvoir corriger la mesure de pression de la susceptibilité thermique des microbaromètres. Les données ont aussi été enregistrées en différents points de la chaîne de mesure afin d'évaluer les incertitudes sur les filtres électroniques du capteur. Nous souhaitions enfin utiliser ce réseau temporaire pour analyser les fluctuations de pression produites dans toute la bande des ondes de gravité et si possible identifier les sources de ces ondes. Dans cette partie nous détaillons ces objectifs, discutons de la géométrie du réseau la mieux adaptée à notre besoin, décrivons le matériel utilisé et le déroulement de la campagne de mesure et enfin montrons que cette campagne de mesure a permis d'ob-

tenir des données de qualité qui nous ont permis de remplir l'ensemble des objectifs que nous nous étions fixés.

Dans la troisième partie, nous commençons par utiliser les données de la campagne de mesure Mongolie 2008 pour estimer l'influence de différentes sources d'erreur sur la mesure de pression basse-fréquence (bruit propre, fonction de transfert et susceptibilité thermique). Nous étudions ces sources d'erreurs une par une et montrons qu'elles n'affectent pas significativement la mesure de pression en basse-fréquence si ce n'est la susceptibilité thermique qui peut déformer le signal à la période diurne. Ayant anticipé le fait que la susceptibilité thermique était une des principales sources de bruit en basse-fréquence nous avons enregistré la température à l'intérieur des microbaromètres pendant toute la durée de la campagne de mesure. Grâce à des expériences en laboratoire qui nous ont permis d'estimer la susceptibilité thermique des microbaromètres, nous montrons que nous pouvons corriger la mesure de pression de l'influence de la température de manière très satisfaisante. Nous adaptons ensuite au cas des stations du SSI la méthode utilisée pour valider la mesure de pression des stations de la campagne de mesure temporaire. Nous montrons que les données du SSI peuvent parfaitement être exploitées dans la bande de fréquence des ondes de gravité (Marty *et al.* 2010a). Pour finir nous présentons une validation géophysique de l'utilisation du réseau infrason du SSI en caractérisant l'amplitude et la phase des oscillations diurnes et semi-diurnes produites par les marées atmosphériques.

## 3.1 Chaîne de mesure infrason

### 3.1.1 Stations infrasons du SSI

Le réseau infrason du SSI (Système de Surveillance International) est composé de soixante stations dont quarante-deux sont déjà certifiées (figure 3.1). Les stations certifiées transmettent leurs données en temps quasi-réel sept jours sur sept, vingt-quatre heures sur vingt-quatre au Centre International de Données (CID) situé à Vienne, en Autriche. Chaque station infrason du SSI consiste en un mini-réseau de chaînes de mesure indépendantes qui enregistrent les fluctuations de pression produites dans la bande de fréquence [0,02 – 4] Hz avec une fréquence d'échantillonnage de 20 Hz. Les stations infrasons sont aussi équipées d'une unité météorologique qui enregistre la température, la pression et la vitesse et la direction du vent avec une fréquence d'échantillonnage de 1 Hz.

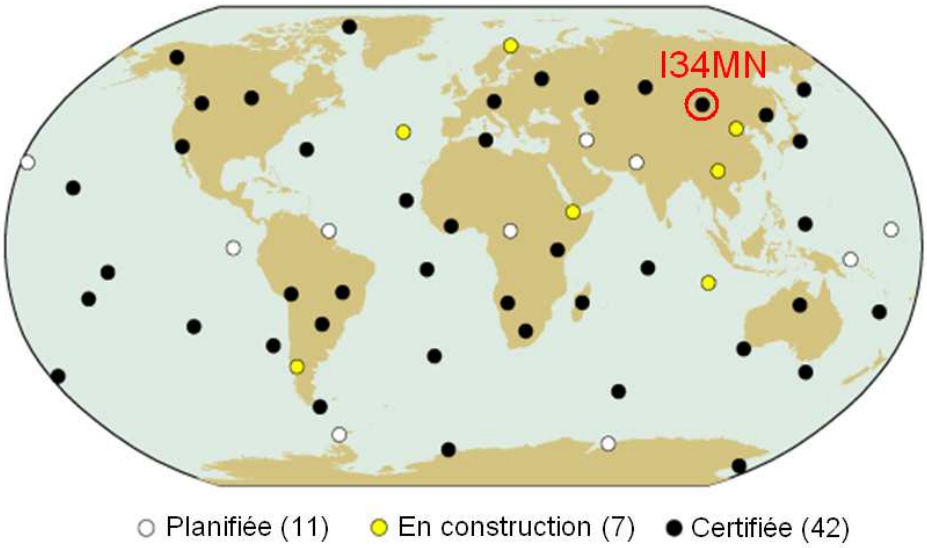



Figure 3.1 – *Réseau infrason de l'OTICE en 2009. Les stations certifiées transmettent les données en temps réel au CID.*

Dans cette partie nous allons décrire le fonctionnement général des stations du réseau infrason du SSI. Ces stations répondent toutes aux spécifications strictes du TICE (Traité d'Interdiction Complète des Essais). Certains paramètres comme la géométrie du réseau ou le nombre de points de mesure peuvent varier d'une station à une autre mais l'architecture globale des stations est la même. Afin de décrire le fonctionnement général d'une station du SSI, nous prendrons ici l'exemple de la station I34MN située en Mongolie (figure 3.1). Cette station est composée de huit points de mesure numérotés de H1 à H8 (figure 3.2).

La figure 3.3 représente la description schématique du point de mesure

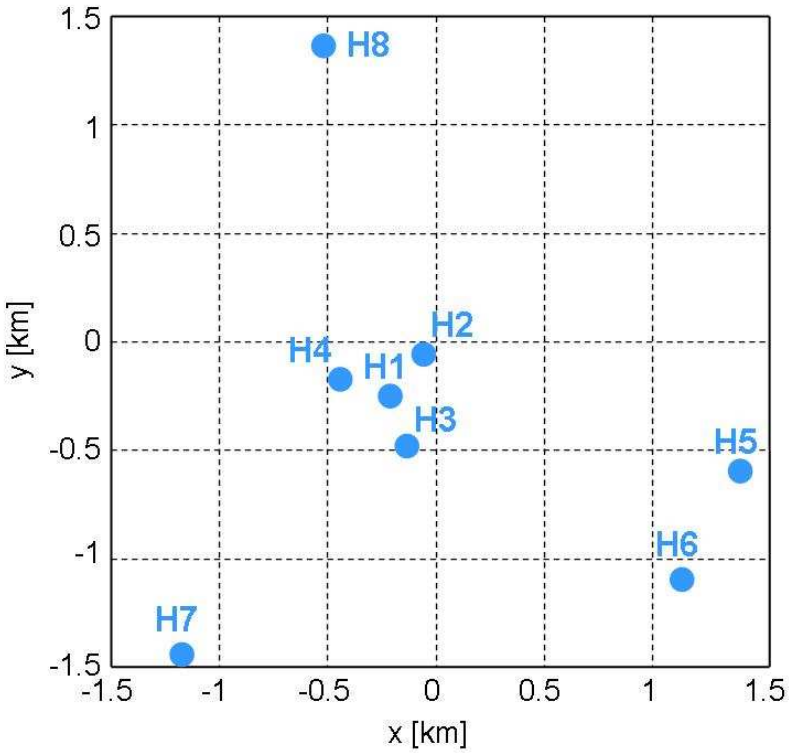



FIGURE 3.2 – *Géométrie des huit points de mesure de la station I34MN.*

central I34H1. Tout comme chaque point de mesure, I34H1 est constitué d'une zone de mesure et d'une zone d'énergie/transmission (figure 3.4). La zone d'énergie/transmission est constituée de panneaux solaires, de chargeurs et de batteries pour l'alimentation de la station en électricité ainsi que d'une antenne et d'un modem radio pour la transmission des données jusqu'à un relais de télécommunication situé à environ 10 km de la station. Dans ce relais, les données reçues depuis tous les points de mesure sont converties au format CD1 (format du SSI) puis envoyées par satellite quasiment en temps-réel au CID.

Dans la zone de mesure, un réseau de filtrage de trente-deux prises d'air est relié à un capteur de pression situé à l'intérieur d'une buse centrale souterraine (figure 3.5). Le but du réseau de filtrage est de filtrer les fluctuations de pression produites par la turbulence atmosphérique de petite échelle qui est incohérente à l'échelle du réseau de filtrage (Alcoverro et Le Pichon 2005). La buse centrale contient aussi une unité d'acquisition des données de pression et météorologiques (figure 3.6). Les données météorologiques sont obtenues à partir de quatre capteurs (capteur de température, capteur de pression absolue, anémomètre et girouette) installés sur un mât extérieur à environ deux mètres de hauteur. Une antenne GPS est installée sur un deuxième mât. Les données GPS sont utilisées pour la datation des données.

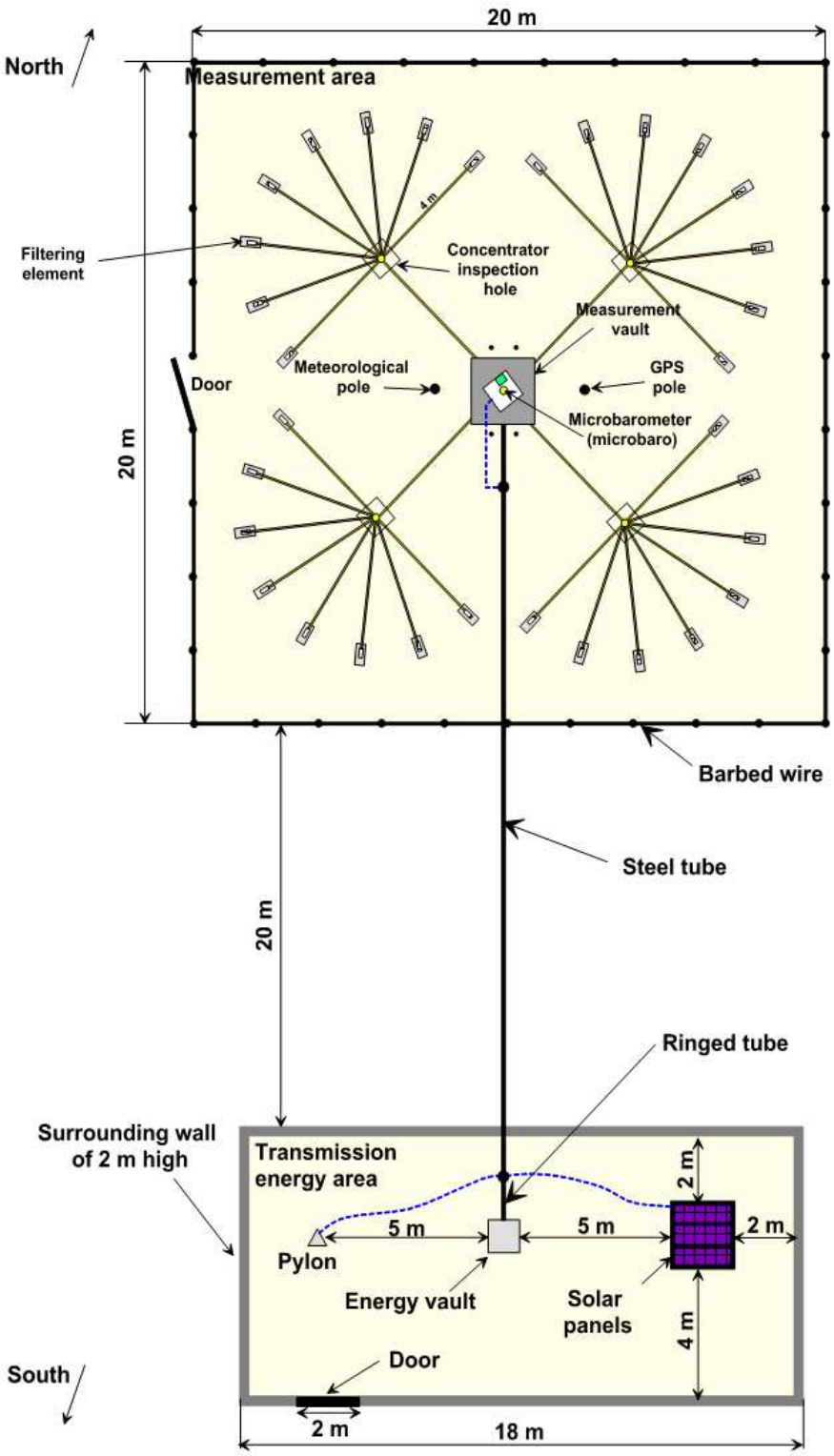



FIGURE 3.3 – *Description schématique du point de mesure I34H1.*

FIGURE 3.4 – *Vue extérieure du point de mesure I34H1.*

FIGURE 3.5 – *Vue extérieure de la zone de mesure du point de mesure I34H1.*

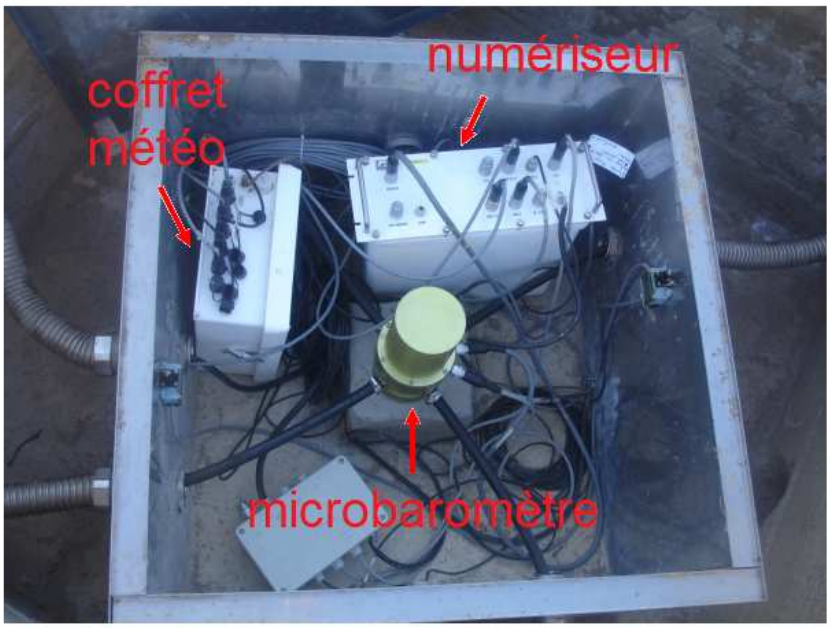



FIGURE 3.6 – *Vue intérieure de la buse du point de mesure I34H1.*

### 3.1.2 Capteur infrason

Les ondes infrasonores produisent généralement des fluctuations de pression d'une dizaine à des centaines de Pascal au niveau du sol. Les variations de pression produites par des sources très énergétiques ont pu être enregistrées depuis des centaines d'années par des baromètres (Evers et Haak 2010). Parmi les premières, nous pouvons citer celles produites par l'éruption spectaculaire du Krakatoa en 1883 (Symons 1888) ou par la grande météorite de Sibérie 1908 (Whipple 1930). Ce n'est cependant que lors des dernières décennies que la mesure des fluctuations de pression de très faible amplitude est devenue possible. L'importance stratégique de pouvoir détecter les ondes infrasonores produites par les explosions nucléaires atmosphériques a permis de réaliser des avancées significatives au niveau de capteurs et de stimuler la recherche dans le domaine des infrasons.

Les capteurs de pression dédiés à la détection des ondes infrasonores sont souvent appelés *capteurs infrason*. L'ensemble composé du système de réduction de bruit (réseau de filtrage), du capteur infrason et de l'unité d'acquisition est appelé *chaîne de mesure infrason* (figure 3.7). Le capteur infrason est donc composé de tous les éléments situés entre le système de réduction de bruit et l'unité d'acquisition. Il mesure les variations de pression atmosphérique sur une grande dynamique et délivre un signal adapté à la dynamique de l'unité

d'acquisition associée. Il est principalement constitué d'un assemblage mécanique sensible aux variations de pression et d'un capteur de mouvement.

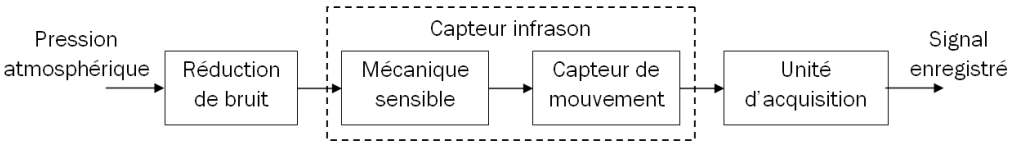



FIGURE 3.7 – *Schéma simplifié de la chaîne de mesure infrason.*

De nombreux types de chaînes de mesure infrasons ont été développés ces dernières décennies. Les principales contraintes auxquelles elles sont soumises sont : le bruit propre de la chaîne de mesure, la grande dynamique d'entrée et les conditions environnementales (Ponceau et Bosca 2010).

Le bruit propre de la chaîne de mesure doit être le plus petit possible devant le bruit de fond de pression atmosphérique relatif à la bande de fréquence des ondes infrasonores (ou plus simplement *bruit de fond infrason*). Ce bruit de fond varie beaucoup d'un site à un autre. Bowman *et al.* (2007) ont récemment établi des modèles empiriques de bruit de fond infrason en se basant sur les données des stations du SSI (figure 3.8). Ces modèles empiriques seront comparés dans la suite du document avec des bruits propres de chaînes de mesure infrasons ainsi que des données de pression enregistrées au niveau du sol.

La pression atmosphérique varie à la surface de la Terre d'environ 800 $\mathrm{hPa}_{pp}$ en fonction de l'altitude et des conditions météorologiques. Cette variation de pression est deux cent millions de fois supérieure à l'amplitude des variations de pression que le capteur infrason doit pouvoir mesurer (Ponceau et Bosca 2010). Cela signifie que la dynamique d'entrée du capteur exprimée en fonction de la pression doit être supérieure à deux cent millions. Il est très difficile de réaliser des systèmes mécaniques, des capteurs de mouvement ou de l'électronique acceptant une telle dynamique. La dynamique d'entrée est le rapport entre les plus grandes variations de pression, produites par phénomènes météorologiques de grandes échelles, et les plus petites correspondantes au bruit de fond infrason. Or dans le cas d'un capteur infrason seules les variations de pression dans la bande de fréquence des infrasons nous intéressent. Une solution pour réduire la dynamique d'entrée consiste donc à filtrer le plus tôt possible dans la chaîne de mesure infrason les variations de pression en dehors de la bande de fréquence d'intérêt. On distingue alors les *capteurs absolus*, des *capteurs différentiels*.

Les capteurs absolus comparent la pression atmosphérique à une pression de référence (vide primaire) enfermée dans une cavité hermétique. Les capteurs différentiels comparent, quant à eux, la pression atmosphérique avec une pression atmosphérique moyenne antérieure (retardée). Ils utilisent la même technique que les microphones et sont parfois appelés *microphones infrasons*.

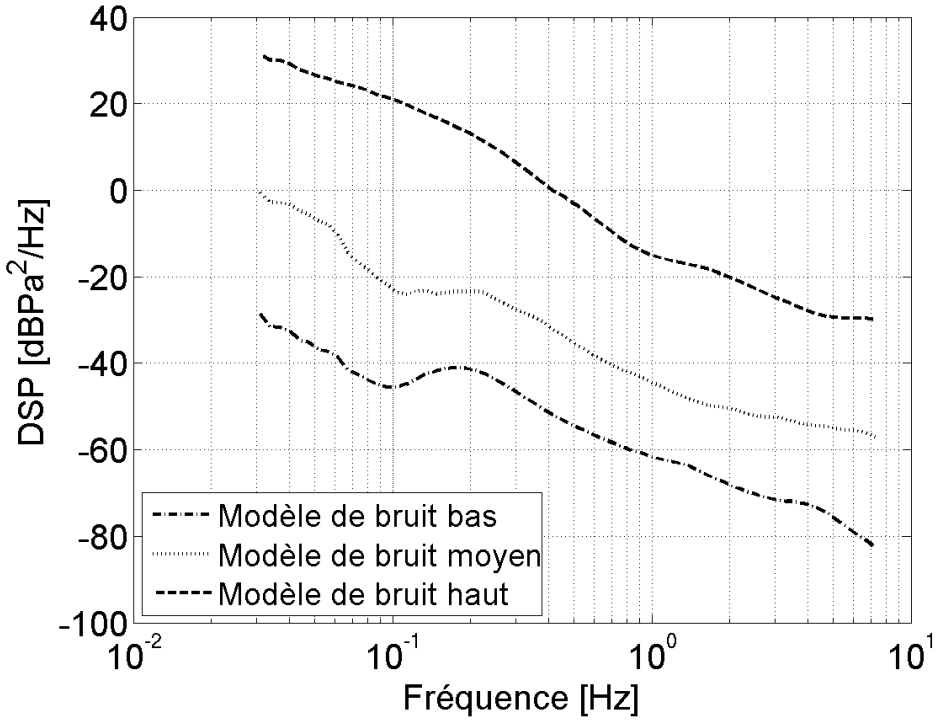



FIGURE 3.8 – *Bruit de fond infrason tracé à partir de données fournies par Bowman* et al. *(2007).*

Les capteurs différentiels peuvent atteindre des niveaux de bruit propre très bas. Leurs principaux inconvénients sont la sensibilité à l'environnement et le manque de techniques de calibration précises adaptées (Ponceau et Bosca 2010).

Les chaînes de mesure infrasons du SSI sont déployées partout dans le monde (incluant les pôles et les régions les plus chaudes du globe) et doivent rester opérationnelles (sans intervention d'opérateurs) quelles que soient les conditions environnementales. La mesure de pression délivrée doit aussi être la moins sensible possible aux changements des paramètres de l'atmosphère. Enfin, les stations sont souvent installées dans des régions reculées et ont donc leur propre système d'alimentation en électricité (panneaux solaires). Il est donc indispensable que les chaînes de mesure aient une consommation en énergie la plus faible possible.

En conclusion, il est très difficile de concevoir des capteurs infrasons avec un bruit propre inférieur au bruit de fond infrason, une grande dynamique d'entrée et peu sensibles aux conditions environnementales. Les spécifications du SSI exigent que les capteurs utilisés sur le réseau infrason aient une bande passante supérieure ou égale à la bande de fréquence d'intérêt [0,02 – 4] Hz, un bruit de fond inférieur à 0,63 mPa/$\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 Hz et soient opérationnels entre -20 °C et 60 °C.

Il n'existe actuellement que deux types de capteurs utilisés sur le réseau infrason du SSI : le microphone infrason Chaparral model 50 (figure 3.9(a)) développé par l'Université d'Alaska et le capteur absolu MB2000 (figure 3.9(b)) développé au CEA et industrialisé par Martec. Ces deux capteurs sont capables de détecter les plus petites variations de pression atmosphériques produites dans la bande de fréquence d'intérêt du SSI [0,02 - 4] Hz. Ils ont donc tous les deux une résolution inférieure au millipascal ($10^{-2}$ microbar). Ils font donc partie des capteurs capables de détecter des variations de pression inférieures au microbar et sont souvent appelés *microbaromètres*. L'association d'un microbaromètre avec une unité d'acquisition est appelée *microbarographe*.

(a) Microphone infrason Chaparral model 50 développé par l'Université d'Alaska.

(b) Capteur de pression absolue MB2000 développé au CEA et industrialisé par Martec.

FIGURE 3.9 – *Capteurs infrasons utilisés sur le réseau du SSI.*

Le Chaparral model 50 est un capteur différentiel avec une fréquence de coupure basse de 0,01 Hz. Les variations de pression de fréquence inférieure à 0,01 Hz ne sont donc pas restituées par le capteur et ne pourront pas être exploitées pour étudier les ondes de gravité. De plus ce capteur n'est utilisé que sur trois stations du SSI : I53US (Alaska), I55US (Antarctique) et I59US (Hawaï). Nous nous concentrerons donc uniquement sur le fonctionnement du MB2000 qui est le capteur utilisé sur trente-neuf des quarante-deux stations du SSI.

### 3.1.3 MB2000

Note : Cette partie de sept pages a été enlevée du manuscrit sur demande d'Élisabeth Blanc transmise le vendredi 8 Octobre 2010 à 11 h. Des incohérences liées à cette modification de dernière minute peuvent apparaître dans le manuscrit. Merci de votre compréhension.

#### Conclusion

Dans cette partie, nous avons identifié trois sources d'erreur principales qui pourraient venir altérer le signal de pression en basse-fréquence. La première est liée au bruit propre de la chaîne de mesure. Ce bruit doit être estimé en basse-fréquence et comparé avec des fluctuations de pression ambiantes. La deuxième source d'erreur est liée aux incertitudes du filtre passe-haut utilisé en sortie du MB2000 qui ne sont pas connues précisément. Ces incertitudes doivent donc être évaluées dans le but de connaître l'erreur produite sur le signal de pression lorsque le filtre inverse est appliqué à postériori pour retrouver l'amplitude réelle des fluctuations de pression en basse-fréquence. La troisième est due à la susceptibilité de la chaîne de mesure (principalement celle du capteur). Les fluctuations produites par la susceptibilité thermique de la chaîne de mesure doivent, elles aussi, être comparées à des fluctuations de pression ambiantes aux mêmes fréquences. L'influence de ces trois sources d'erreur sur la mesure de pression basse-fréquence sera étudiée dans la partie 3.3 aussi bien pour les stations de la campagne de mesure Mongolie 2008 que pour celles du SSI.

## 3.2 Campagne de mesure Mongolie 2008

### 3.2.1 Préparation

#### Objectifs scientifiques

Comme nous l'avons vu dans la partie 2.3.1, très peu de campagnes de mesure ont réussi à mettre en évidence les ondes produites par le passage d'une éclipse de Soleil. La campagne de mesure déployée par le CEA-DASE en 1999 a donc été un succès puisque les microbaromètres installés lors de l'éclipse du 11 août 1999 ont détecté des ondes d'environ dix minutes de période arrivant depuis la bande de centralité de l'éclipse (Farges *et al.* 2003). Le DASE a alors décidé de mettre en place une seconde campagne de mesure afin de confirmer les résultats mis en avant lors de la campagne de mesure de 1999. L'éclipse du 1$^{er}$ août 2008 a été choisie pour renouveler cette expérience car elle est

passée sur une partie de la Mongolie, pays avec lequel la France a signé des accords de coopération dans le domaine de la géophysique. Le DASE travaille notamment en proche collaboration avec le RCAG (Research Center of Astronomy and Geophysics) of the MAS (Mongolian Academy of Sciences) dans différents domaines techniques et scientifiques : installation et maintenance en condition opérationnelle des stations du SSI installées sur le territoire mongol, création et maintenance du MNDC (Mongolian National Data Center), développement du réseau sismique national, accueil de doctorants mongols en France et études scientifiques conjointes principalement dans le domaine de la sismologie et des infrasons.

Le sujet de ma thèse portant sur les ondes de gravité atmosphériques, le DASE-LDG (Laboratoire de Détection et de Géophysique) m'a demandé de définir les objectifs scientifiques de ce projet en ne me limitant pas à l'étude des ondes produites par le passage de l'éclipse. J'ai ensuite pris en charge l'ensemble des différentes phases du projet, incluant la préparation du matériel, la logistique, la prospection des sites et enfin l'installation des réseaux et leur maintenance sur site. L'ensemble du matériel spécifiquement développé pour cette campagne de mesure a été réalisé par le DASE-TMG (Technologies de Mesure dans la Géosphère) et plus particulièrement Damien Ponceau. Lors de la campagne de mesure qui a duré un mois et demi sur site, un agent du DASE-TMG, Jean-Marc Kœnig, est venu me prêter main-forte pendant la semaine qu'a durée l'installation des réseaux. Les différentes étapes du projet ainsi que le déroulement de la campagne de mesure sur site seront détaillés par la suite.

Le premier objectif de cette campagne de mesure était donc d'installer un réseau de microbarographes dans le but de détecter les fluctuations de pression produites au niveau du sol par la propagation des ondes de gravité générées par le passage de l'éclipse de Soleil du 1er août 2008. À partir de ces fluctuations nous souhaitions pouvoir caractériser la source (forme, altitude, dimension, intensité) et le mode de propagation des ondes (gravité, inertie, Lamb, etc.), ce qui n'avait pu être fait lors de la campagne de mesure de 1999. C'est pourquoi nous avons modélisé ce phénomène géophysique en utilisant le modèle présenté dans le chapitre 2.

L'observation des ondes liées au passage de l'éclipse à partir de mesure de pression au niveau du sol ayant très souvent échoué (Schödel *et al.* 1973, Beckman et Clucas 1973, Anderson et Keefer 1975, Jones et Bogart 1975, Jones 1976, Venkatachari *et al.* 1996, Jones 1999, Anderson *et al.* 1972, Venkatachari *et al.* 1982, Jones *et al.* 1992), nous avons décidé de ne pas baser cette campagne de mesure uniquement sur la détection des ondes produites par le passage de l'éclipse. Nous avons alors profité de cette campagne de mesure pour étudier la réponse basse fréquence des chaînes de mesure infrasons. Un des objectifs de ma thèse étant de valider l'utilisation des données infrasons du SSI pour l'étude des ondes en dessous de la bande de fréquence du SSI [0,02 - 4] Hz,

nous avons décidé d'utiliser des chaînes de mesure infrasons similaires à celle utilisées sur le réseau du SSI et de les instrumenter afin de vérifier la validité de la mesure de pression en basse-fréquence. Comme nous l'avons vu dans la partie 3.1.3, il est en effet possible que la mesure de pression soit altérée en basse-fréquence sous les effets combinés du bruit propre, des incertitudes de la fonction de transfert et de la susceptibilité thermique de la chaîne de mesure.

S'il s'avère que les données des chaînes infrasons peuvent être exploitées dans la bande de fréquence des ondes de gravité, il est alors intéressant d'utiliser ce réseau temporaire pour analyser les fluctuations de pression produites dans toute cette bande de fréquence et si possible d'identifier les sources de ces ondes. L'Ouest de la Mongolie étant très montagneux, venté et les orages y étant très fréquents en été (région de grands lacs), cette région présente de nombreuses sources potentielles d'ondes de gravité qui peuvent être étudiées. Il est donc intéressant d'installer des réseaux qui soient adaptés non seulement à la détection des ondes produites par le passage de l'éclipse de Soleil mais aussi à celle des ondes produites par l'orographie ou encore les phénomènes convectifs. En résumé, les trois objectifs scientifiques principaux de la campagne de mesure Mongolie 2008 tels qu'ils ont été proposés au DASE en 2007 sont :

- **Identification des ondes liées au passage de l'éclipse** : Caractérisation de l'évolution spatiale et temporelle des ondes, détermination du mode de propagation et de la source (forme, altitude, dimension) ;
- **Validation de l'utilisation des données infrasons du SSI en dessous de 0,02 Hz** : Étude du comportement basse-fréquence des chaînes de mesure infrasons. Mesure du bruit propre de la chaîne de mesure, évaluation de la précision et de la stabilité des filtres électroniques utilisés et correction de l'influence de la susceptibilité thermique des microbaromètres MB2000 sur la mesure de pression ;
- **Détection et analyse d'ondes de gravité à partir d'enregistrements de pression au niveau du sol** : Installation d'un réseau dédié à la détection des ondes de gravité de moyenne échelle (longueur d'onde supérieure à 500 m), caractérisation des ondes détectées à partir d'enregistrements de pression au niveau du sol et identification des sources.

#### Géométrie du réseau

L'éclipse totale du 1$^{er}$ août 2008 a été la cinquième éclipse totale de Soleil du XXI$^{ème}$ siècle. Elle a duré environ deux heures. Elle a commencé à 0924 UTC au Canada puis s'est déplacée à travers le Groenland, la Russie, le Kazakhstan et la Mongolie (figure 3.10). Elle s'est terminée au Nord de la Chine à 1118 UTC. Elle a été maximale au Nord de la Russie avec une durée de 2 min 27 s au

centre de la bande de centralité. Elle a été visible partiellement en France sur les trois quarts nord du pays.

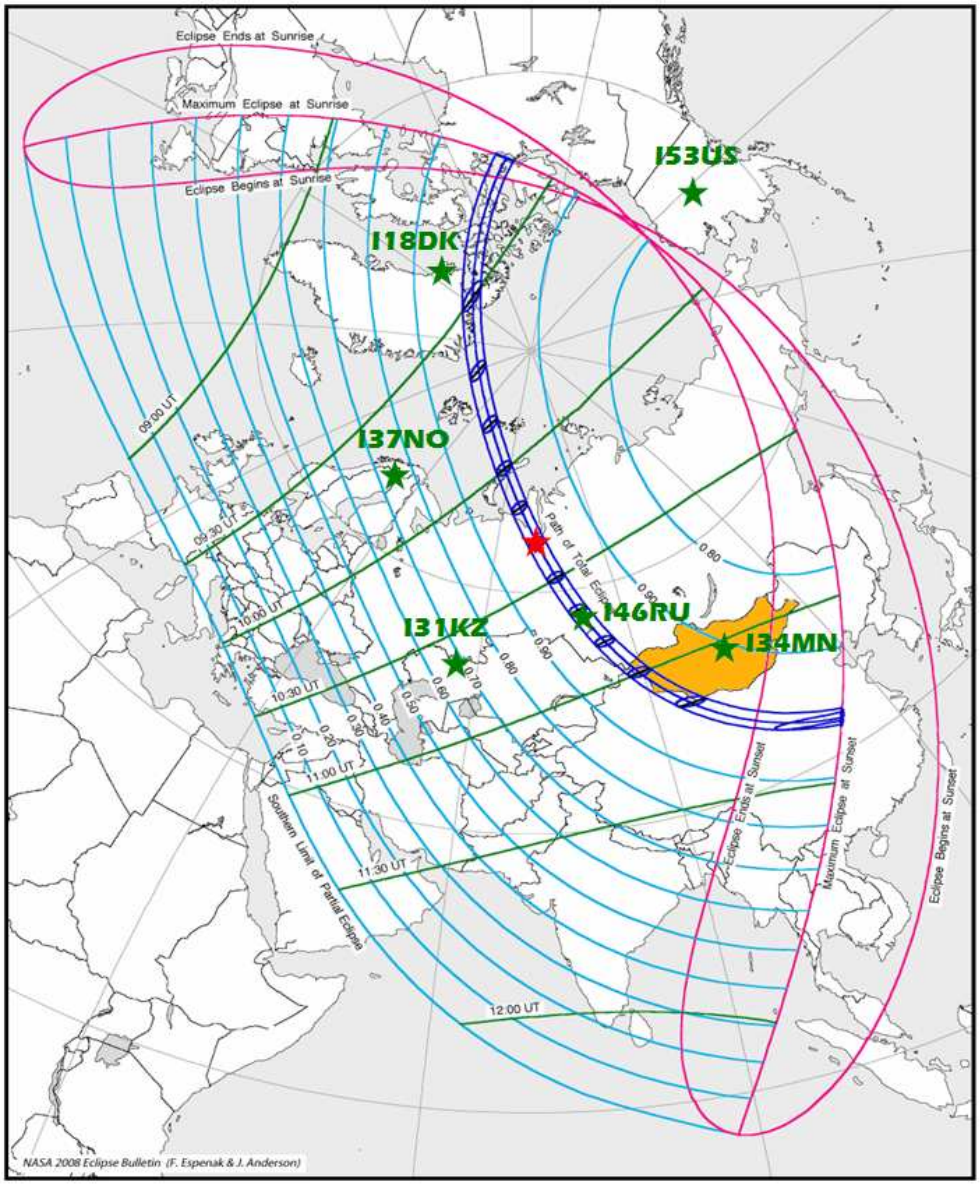



FIGURE 3.10 – *Projection stéréographique de la carte de l'éclipse du 1er août 2008 (Espenak et Anderson 2007) incluant les stations du SSI dont la position est inférieure à 2 000 km de la bande de centralité (étoiles vertes). L'étoile rouge représente le maximum de l'éclipse.*

Sur la figure 3.11 nous pouvons voir la trajectoire de l'éclipse sur la continent asiatique. L'éclipse est passée sur l'Ouest de la Mongolie aux alentours de 11 H UTC (18 H heure locale). La phase d'éclipse totale a duré un peu plus de deux minutes au centre de la bande de totalité à cet instant-là. La largeur de la bande de centralité était d'environ 250 km. La durée de l'éclipse totale a été de 1 min 33 s à Olgii et de quelques secondes sur la ville de Hovd (figure

3.12). Le degré d'obscuration maximal a été de 87 % à Ulaanbaatar, la capitale mongole.

Nous avons vu dans la partie 2.3 que le passage d'éclipse de Soleil prévoit la formation d'une lame d'étrave d'échelle planétaire au niveau du sol et des ondes de plusieurs heures de périodes. Les fluctuations de pression produites au niveau du sol par le passage de l'éclipse du 1er août 2008 seront calculées de manière plus précise dans la partie 4.2. Nous verrons que les fluctuations de pression produites par le refroidissement stratosphérique ont des périodes de l'ordre de 4 – 5 h et celles produites par le refroidissement troposphérique des périodes comprises entre 8 et 16 h. Afin de pouvoir caractériser une telle lame d'étrave, il faudrait installer des stations à plusieurs milliers de kilomètres les unes de autres. Remarquons alors que le réseau infrason du SSI est justement un réseau d'échelle planétaire avec une résolution spatiale de cet ordre de grandeur. Sous réserve que les données de ce réseau puissent être exploitées pour l'étude d'ondes de si basses fréquences, les dimensions de ce réseau sont adaptées à la caractérisation de la lame d'étrave planétaire modélisée. Six stations du SSI sont à moins de 2 000 km de la bande de centralité de l'éclipse de Soleil du 1er août 2008 (figure 3.10) : I46RU Russie (dans la bande de centralité), I18DK Groenland (230 km), I34MN Mongolie (850 km), I37NO Norvège (1 000 km), I31KZ Kazakhstan (1 500 km) et I53US Alaska (1 800 km). Sur ces six stations, I37NO n'est pas encore installée et I53US utilise des Chaparral model 50 dont la mesure de pression ne peut être exploitée pour l'étude des ondes de fréquence inférieures à 0,02 Hz (voir partie 3.1.2). Les quatre autres stations sont équipées de microbaromètres MB2000 et sont donc susceptibles de détecter les ondes produites par le passage de l'éclipse du 1er août 2008.

Les ondes observées lors de la campagne de mesure mise en place par le CEA en 1999 avaient une période de l'ordre de 10 min (Farges *et al.* 2003). Comme nous l'avons vu dans la partie 2.3, ces ondes ont des périodes bien trop faibles pour avoir été produites par le refroidissement global de la stratosphère ou de la troposphère. Elles peuvent cependant avoir été générées par une source locale liée au passage de l'éclipse telle que le refroidissement radiatif d'un nuage ou d'une région à forte/faible concentration en vapeur d'eau. Des ondes de périodes de cet ordre de grandeur ont d'ailleurs été observées par (Goodwin et Hobson 1978) lors de l'éclipse de 1978. Les données du réseau infrason du SSI pouvant nous permettre de caractériser la perturbation d'échelle planétaire simulée avec notre modèle et cette perturbation n'ayant jamais (à notre connaissance) été détectée auparavant, nous avons donc décidé d'adapter la géométrie du réseau de microbarographes à la détection et la caractérisation d'ondes du même type que celles observées par les campagnes de mesures précédentes (Goodwin et Hobson 1978, Farges *et al.* 2003).

Discutons maintenant de la géométrie du réseau à adopter pour pouvoir caractériser de telles ondes. Remarquons tout d'abord que pour déterminer l'azimut et la vitesse de phase des ondes, il faut au minimum trois points de

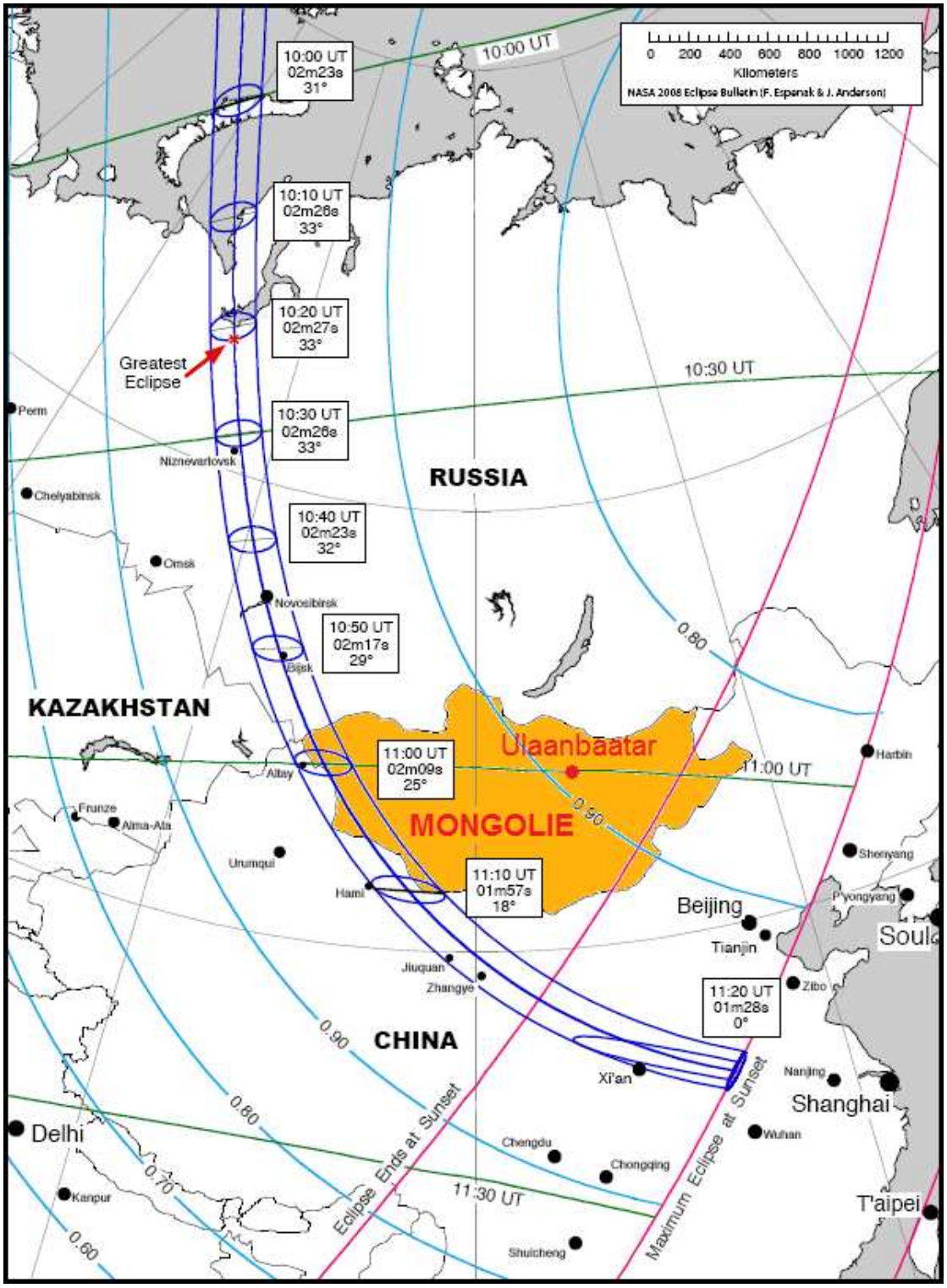



FIGURE 3.11 – *Circonstances locales de l'éclipse du 1er août 2008 en Asie (Espenak et Anderson 2007).*

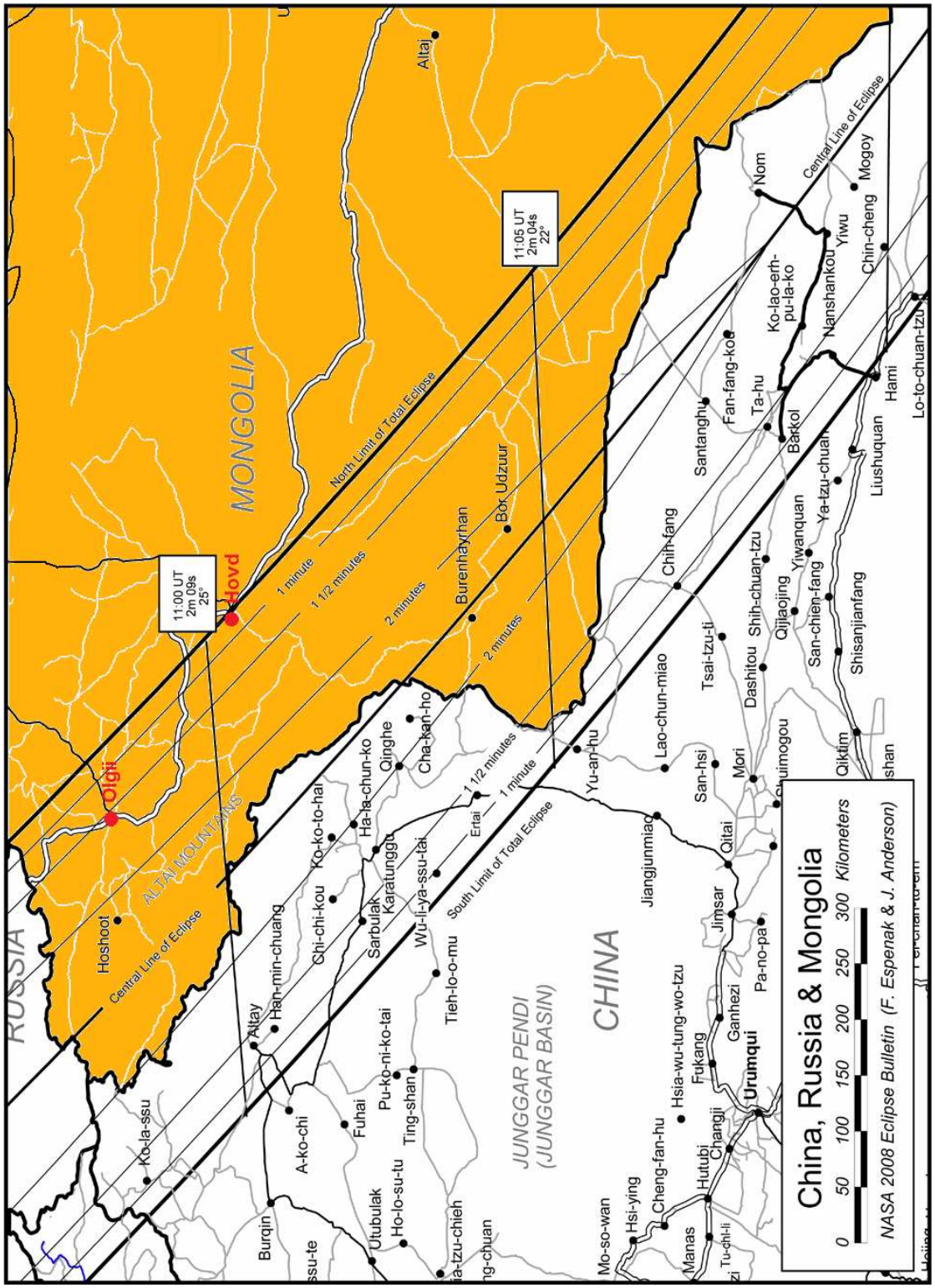



FIGURE 3.12 – *Circonstances locales de l'éclipse du 1er août 2008 en Mongolie (Espenak et Anderson 2007).*

mesure non alignés. La campagne de mesure se déroulant dans un lieu assez reculé et des conditions environnementales difficiles, nous avons choisi d'utiliser quatre points de mesure. De ce fait, même en cas de défaillance d'une des chaînes de mesure, le réseau est toujours opérationnel dans le sens où il permet toujours de déterminer l'azimut et la vitesse de phase des ondes. Afin de pouvoir détecter l'ensemble des vitesses de phase des ondes de gravité, la distance minimale entre deux capteurs $D_{min}$ doit respecter la condition suivante :

$$D_{min} \geq \frac{2(c_\varphi)_{max}}{f_s} \tag{3.1}$$

avec $(c_\varphi)_{max}$ la vitesse de phase maximale des ondes et $f_s$ la fréquence d'échantillonnage du numériseur. En utilisant les paramètres standards de la troposphère qui peuvent être lus sur la figure 2.1 la vitesse de phase intrinsèque maximale des ondes est environ égale à 230 m.s$^{-1}$ (voir partie 2.1.3). Nous pouvons donc supposer que la vitesse de phase des ondes sera inférieure à 250 m.s$^{-1}$ (même en cas de vent atteignant 100 km.h$^{-1}$). Comme nous le verrons dans la prochaine partie, la fréquence d'échantillonnage $f_s$ est égale à 20 Hz. Nous en déduisons que pour résoudre l'ensemble des vitesses de phase des ondes, la distance minimale entre deux capteurs $D_{min}$ doit être supérieure à 25 m. Si cette condition n'est pas respectée, les ondes les plus rapides seront détectées de manière incohérente d'un capteur à l'autre dans le sens où la forme d'onde détectée par chaque capteur sera différente.

Le réseau peut uniquement résoudre des ondes dont la longueur d'onde horizontale est supérieure à la distance minimale entre deux capteurs. Les ondes avec des longueurs d'ondes inférieures à cette distance inter-capteur souffriront d'une erreur de repliement du spectre (aliasing) et leur énergie apparaîtra dans les ondes de longueurs d'onde supérieures. Au vu de la gamme de longueurs d'ondes des ondes de gravité détectées par des campagnes de mesure précédentes (Goodwin et Hobson 1978, Farges *et al.* 2003) lors du passage d'éclipses solaires ainsi que celle des ondes généralement produites par la convection ou l'orographie, il semble qu'une distance inter-station de 500 m à 1 km soit adaptée. C'est d'ailleurs la distance inter-stations utilisée par Hauf *et al.* (1996) et Rees *et al.* (2000) pour caractériser des ondes de moyenne échelle.

La longueur d'onde maximale apparente $\lambda_{max}$ détectable par un capteur dépend quant à elle de la période la plus faible que le capteur peut détecter. Le MB2000 enregistre le continu donc il est théoriquement possible de résoudre les longueurs d'ondes les plus grandes. Le bruit de la chaîne de mesure peut cependant excéder celui des fluctuations de pression ambiante en basse fréquence et donc limiter la résolution des chaînes de mesure. C'est pourquoi un des objectifs de la campagne de mesure est d'évaluer le rapport signal à bruit basse fréquence des chaînes de mesure infrasons.

En résumé nous avons besoin d'un réseau de quatre points de mesure non alignés et espacés d'entre 500 m et 1 km les uns des autres. Dans la suite du document, un réseau de ce type sera appelé *mini-réseau* ou plus simplement *station* (terme du SSI). La figure 3.13 représente la configuration choisie pour toutes les stations de la campagne de mesure Mongolie 2008.

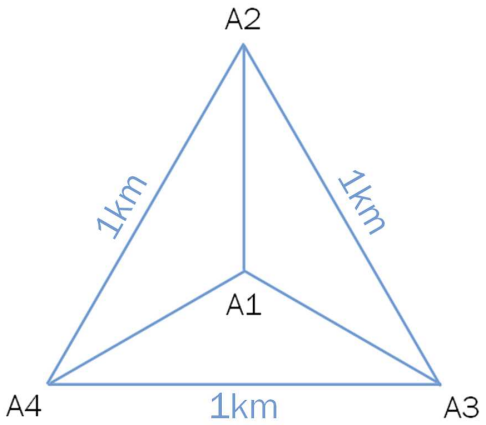



FIGURE 3.13 – *Géométrie de la station A du réseau de la campagne de mesure Mongolie 2008.*

Afin de calculer la vitesse de groupe des ondes de gravité, nous devons pouvoir estimer les contours de l'enveloppe du paquet d'onde et calculer sa vitesse de propagation d'un site de mesure à un autre. Il faut donc espacer les sites de mesure d'une distance assez grande pour pouvoir mesurer une vitesse de propagation de l'enveloppe du paquet d'onde mais aussi assez petite pour que les sites de mesure détectent bien tous à peu près la même forme d'onde. Les campagnes de mesure précédentes ayant mis en évidence des ondes liées au passage de l'éclipse (Goodwin et Hobson 1978, Farges *et al.* 2003) ont signalé des ondes de vitesses de groupe environ égale à 300 m.s$^{-1}$. Nous avons donc choisi de placer trois stations espacées d'entre 50 et 100 km afin de pouvoir calculer la direction d'arrivée de l'énergie et la vitesse de groupe des ondes produites par le passage de l'éclipse.

Nous avons donc proposé au DASE de nous mettre à disposition l'équipement nécessaire à l'installation de trois mini-réseaux chacun composé de quatre points de mesure. Un des objectif de la campagne de mesure étant d'utiliser les données de ces réseaux pour l'étude des ondes de gravité en général (et non uniquement celles produites par le passage de l'éclipse), nous avons proposé une durée d'enregistrement minimale de vingt jours. Une telle durée de mesure (supérieure aux quelques jours entourant le passage de l'éclipse) permet aussi de pouvoir distinguer les fluctuations de pression produites par les sources locales de celles générées par le passage de l'éclipse. Une partie du matériel nécessaire (capteurs, unités d'acquisition) devant être utilisée pour d'autres campagnes de mesure au mois de Septembre 2008, l'intégralité du matériel devait être renvoyée en France au plus tard le 15 août 2008. L'éclipse

se déroulant le 1er août, nous avons planifié la campagne de mesure principalement sur la période précédant le passage de l'éclipse.

Le RCAG ayant une antenne locale (station sismique) dans la ville de Hovd à l'Ouest de la Mongolie, nous avons choisi cette ville comme camp de base pour l'installation des différentes stations. À l'aide d'images satellite et de prospections effectuées sur site en 2007, trois zones proche de la ville de Hovd situées autour des villages de Erdenburen, Dorgon et Zavkhan ont été identifiées comme potentiellement intéressantes pour l'installation des stations (figure 3.14). Comme nous le verrons dans la partie 3.2.2, une prospection sur site sera effectuée au début de la campagne de mesure dans le but de déterminer la position exacte de tous les points de mesure.

FIGURE 3.14 – *Zones pouvant potentiellement accueillir les trois stations de la campagne de mesure Mongolie 2008.*

### Matériel

Un des objectifs de la campagne de mesure Mongolie 2008 était de valider l'utilisation des données des chaînes de mesure utilisées sur le réseau infrason du SSI pour l'étude des ondes basse-fréquence. Comme nous l'avons vu précédemment, les microbaromètres MB2000 sont capables de détecter les variations de pression du continu à 40 Hz. Cependant la dynamique de sortie est réduite par un filtre passe-haut du premier-ordre qui altère la réponse basse-fréquence des capteurs. Le fait de pouvoir utiliser les données de cette sortie filtrée pour étudier les ondes basse-fréquence dépend de plusieurs paramètres tels que la stabilité et la précision des filtres électroniques utilisées dans les MB2000 ou le bruit propre de l'unité d'acquisition. Ces différentes

caractéristiques matériel n'étant pas précisément connues avant le début de la campagne de mesure, nous avons souhaité numériser la sortie non filtrée des MB2000 (figure **??**) dans le but d'être certain d'enregistrer les fluctuations de pression de plusieurs heures de période produites par le passage de l'éclipse de soleil (d'après les simulations présentées dans la partie 4.2). Pour numériser cette sortie non filtrée une carte électronique permettant d'amplifier et de symétriser la sortie non filtrée des MB2000 a été développée avec les moyens de prototypage disponible à TMG (voir Annexe B). Cette carte est protégée par un boitier en plastique gris visible sur la figure 3.15. Nous appellerons désormais cet ensemble *boitier d'adaptation*.

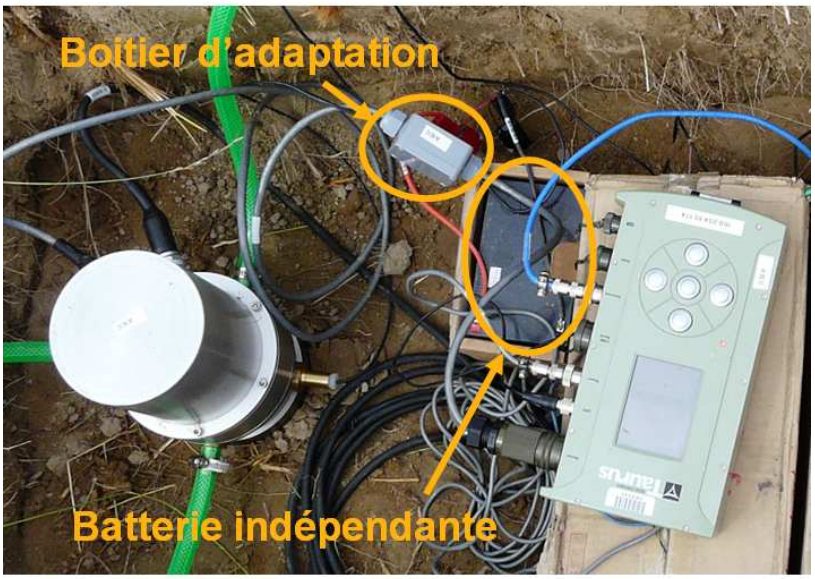



FIGURE 3.15 – *Boîtier d'adaptation et son alimentation indépendante.*

La numérisation des deux sorties du MB2000 (filtrée et non filtrée) va nous permettre d'évaluer la précision et la stabilité du filtre passe-haut en question. Cet élément est essentiel dans le processus de validation de l'utilisation des données infrasons du SSI pour l'étude des ondes basses fréquences puisque seule la sortie filtrée est enregistrée par les stations infrasons du SSI. Dans le but de ne pas nous limiter à l'étude des ondes les plus basses fréquences mais d'enregistrer toute la gamme de mesure du MB2000 les deux sorties de pression sont numérisées à 20 Hz avec des unités d'acquisition 24 bits de type Taurus. Lors des phases de copie des données du buffer au disque dur, le Taurus fait des appels de courant qui viennent perturber le fonctionnement de la carte électronique du boitier d'adaptation. Nous avons donc choisi d'alimenter le boitier d'adaptation avec une batterie indépendante de celle du Taurus (figure 3.15).

Dans la partie 3.1.3, nous avons détaillé le protocole d'ajustage de la sus-

ceptibilité thermique des microbaromètres MB2000 afin que celle-ci soit inférieure à 10 Pa.K$^{-1}$. La susceptibilité thermique des MB2000, quoique faible au regard de celle des autres capteurs, peut néanmoins venir perturber la mesure de pression en basse-fréquence. La susceptibilité thermique de chaque microbaromètre est mesurée en laboratoire par le constructeur. Elle peut donc être utilisée pour corriger la mesure de pression si la température à l'intérieur de la cavité de mesure du capteur est connue. C'est pourquoi nous avons décidé de coller un capteur de température à l'intérieur de la cavité de mesure de chaque MB2000 (figure 3.16). Ces capteurs de température sont introduits par une des prises d'air du capteur. Il ne reste donc que trois prises d'air reliées au réseau de filtrage, la quatrième étant réservé pour le câble du capteur de température. Cette dernière est isolée hermétiquement avec un bouchon en plastique mou. La température interne est numérisée, tout comme la mesure de pression, à 20 Hz par les Taurus.

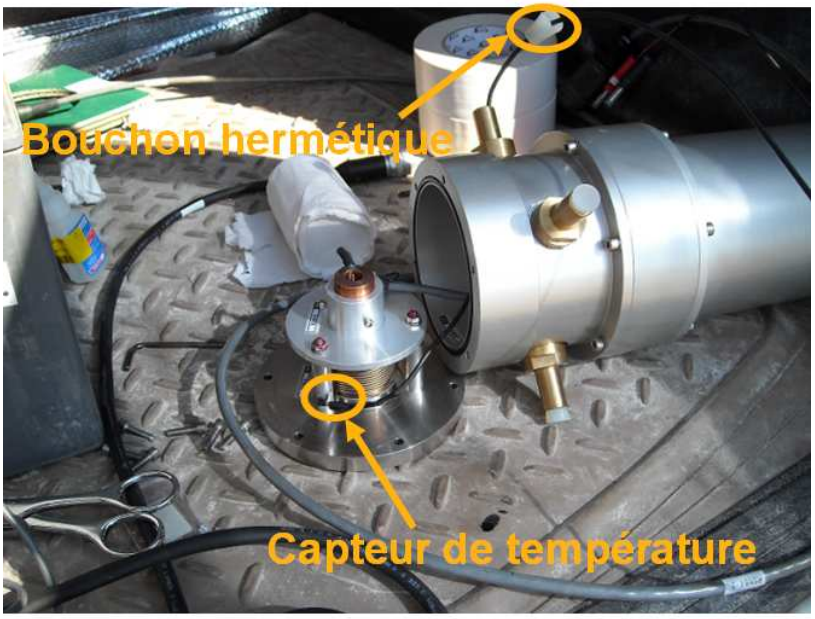



FIGURE 3.16 – *Capteur de température collé à l'intérieur de la cavité de mesure.*

Afin de limiter l'influence des variations de température, le capteur de pression ainsi que tout le matériel électronique sont enterrés. Nous souhaitions cependant connaître la valeur de la température extérieure afin de mesurer la baisse de température extérieure produite au niveau du sol lors du passage de l'éclipse et de la comparer avec celle dans la cavité de mesure. Nous avons donc décidé d'installer un capteur de température à l'extérieur de chaque chaîne de mesure (figure 3.17). Tout comme pour la sortie non filtrée du MB2000, les deux voies de température (interne et externe) passent par la carte électronique contenue dans la boitier d'adaptation avant d'être numérisées par le Taurus (cf. Annexe B). La température externe ne peut pas être

numérisée directement par le Taurus car celui-ci n'a que trois voies de numérisation déjà occupées par la température interne et les sorties filtrées et non filtrée du MB2000. La température externe est donc numérisée en tant qu'*état* de l'unité d'acquisition avec une fréquence d'échantillonnage de 1 Hz.

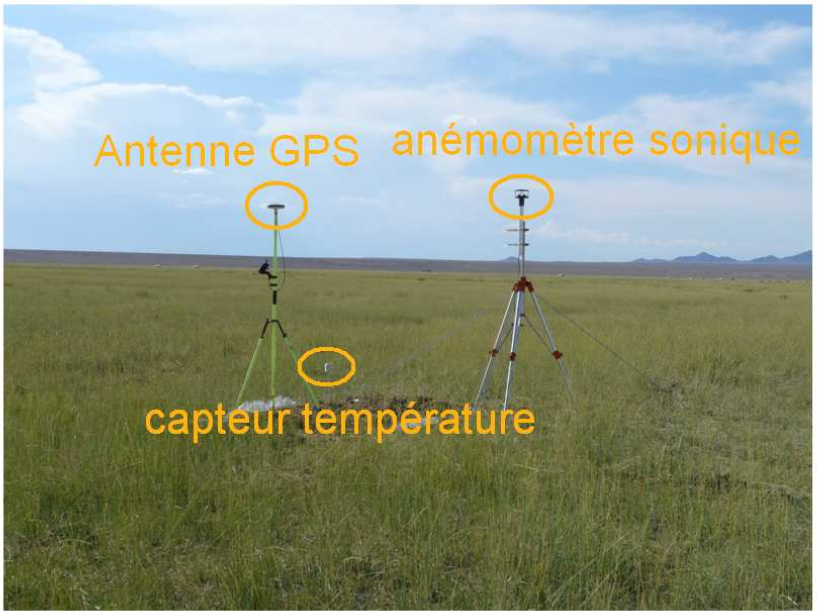



FIGURE 3.17 – *Vue extérieure de la station A1 au moment de la mesure des coordonnées de la station avec un GPS différentiel.*

Afin d'essayer de caractériser au mieux les ondes de gravité, nous devons essayer de retrouver leurs propriétés intrinsèques. Les capteurs sont fixes par rapport au sol, ce qui signifie que la direction ou la vitesse de propagation des ondes, qui peuvent être calculées à partir des enregistrements des différents points de mesure, incluent l'effet du vent. Pour revenir à la valeur du paramètre intrinsèque, il faut connaître les caractéristiques des champs de vents. Celles-ci peuvent être obtenues à partir de différents modèles (ECMWF, HWM, etc.). Nous souhaitions cependant mesurer la valeur au niveau du sol pour pouvoir la raccorder avec les profils fournis par les modèles. Un anémomètre sonique a donc été installé à environ 2 m 50 du sol au point de mesure central de chaque station (figure 3.17). Il permet de mesurer la vitesse et la direction du vent. Ces informations sont numérisées à 20 Hz avec une unité d'acquisition de type Taurus indépendante de celle utilisée pour la pression et la température.

Évaluons maintenant la consommation électrique de chaque point de mesure. Cette estimation est importante car elle nous a permis de déterminer si nous pouvions fonctionner sur batterie uniquement ou si nous avions besoin de panneaux solaires et de chargeurs. Le MB2000 consomme environ 130 mA.h et le Taurus 70 mA.h ce qui nous donne environ 0,2 A.h pour une chaîne

de mesure. Les stations devant être opérationnelles au minimum 20 jours (25 jours en prenant une marge de sécurité), chaque chaîne de mesure consommera donc au minimum 120 A durant l'ensemble de la campagne de mesure. Les batteries utilisées sont fournies par le RCAG. Elles sont théoriquement de 60 A.h ce qui veut dire que deux batteries seraient en théorie suffisantes pour alimenter la chaîne de mesure pendant l'intégralité de la campagne de mesure. Les batteries sont cependant moins performantes car elles ne sont pas neuves. Compte tenu du fait que le jour de l'éclipse est situé à la fin de la campagne de mesure, il ne faut surtout pas avoir de problème d'alimentation électrique à la fin de la campagne de mesure. Nous avons donc utilisé deux batteries par chaîne de mesure mais l'une d'entre elle (au minimum) a été remplacée avant la fin de la campagne de mesure afin d'être certain de n'avoir aucun problème d'alimentation le jour de l'éclipse.

Pour finir nous devions mesurer les coordonnées de chaque point de mesure de manière précise afin de réduire l'erreur lors du calcul de direction et de vitesses de propagation des ondes. Pour cela nous avons emporté un GPS différentiel (figure 3.17).

### 3.2.2 Déploiement

#### Déroulement de la campagne de mesure

L'ensemble du matériel décrit dans la partie précédente a été envoyé au RCAG à Ulaanbaatar début Juin 2008. La campagne de mesure Mongolie 2008 a débuté le 2 juillet 2008 et a duré un mois et demi. Le planning de la campagne de mesure est décrit sur la figure 3.18. La campagne de mesure s'est effectuée avec l'aide de trois personnes du RCAG d'Ulaanbaatar (deux techniciens, un chauffeur) et de trois personnes de l'antenne locale du RCAG à Hovd (deux techniciens, un ingénieur).

À mon arrivée à Ulaanbaatar nous avons envoyé l'ensemble du matériel par camion jusqu'à Hovd. Une fois le planning et la logistique de la campagne de mesure discutés avec les représentants du RCAG à Ulaanbaatar, nous sommes partis en voiture jusqu'à Hovd. Le trajet a duré trois jours. À notre arrivée nous avons commencé par effectuer une prospection des sites identifiés comme potentiellement intéressant pour l'installation des stations (figure 3.14). Nous avons alors fixé la position définitive des futurs points de mesure. Nous avons ensuite acheté l'ensemble du matériel nécessaire à l'enterrement des stations (planches de bois, bâche en plastique, gravier, etc.). Dès que le matériel envoyé par camion est arrivé nous l'avons transféré sur des camionnettes louées à Hovd et avons commencé l'installation des sites dans l'ordre C, B, A (figure 3.20). L'installation a duré un jour par site environ, le reste du temps étant dû au transport du matériel (douze heures pour atteindre

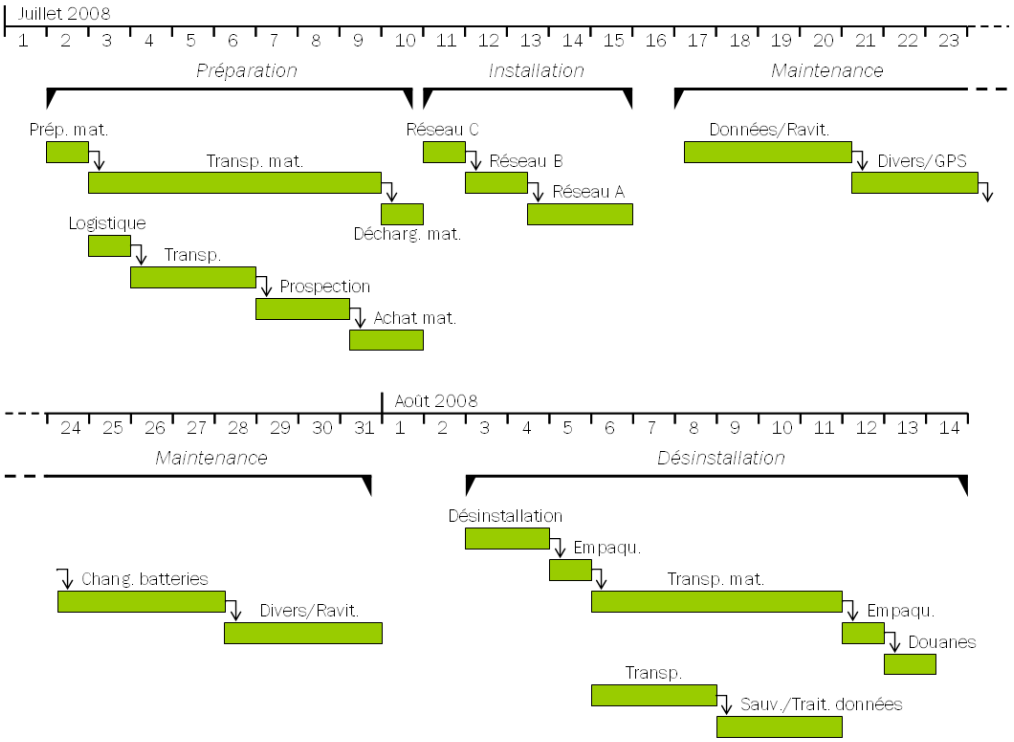



FIGURE 3.18 – *Déroulement de la campagne de mesure Mongolie 2008.*

la station A par exemple). Les quatre techniciens du RCAG sont restés sur les stations (deux sur la station la plus isolée) afin de garantir la sécurité du matériel. Le chauffeur et moi avons ensuite effectué quatre rondes de quatre jours autour des stations afin de vérifier leur bon fonctionnement, résoudre les problèmes (dysfonctionnement de boitiers d'adaptation, stations abimés par des animaux, câbles rongés, etc.), changer les batteries et ravitailler les gardiens en eau et nourriture. Deux jours après le passage de l'éclipse nous avons désinstallé les trois stations. Une première sauvegarde des données a été effectuée à Hovd et une deuxième à Ulaanbaatar. Le matériel a été empaqueté à Hovd puis envoyé vers Ulaanbaatar par camion. Il a ensuite été renvoyé en France le 14 août ce qui respecte le délai de renvoi qui était fixé par le DASE au 15 août 2008.

### Prospection des sites

Lors de la préparation de la campagne de mesure, trois régions ont été identifiées comme potentiellement intéressantes pour l'installation des stations (cf. partie 3.2.1). Une fois sur site nous nous sommes donc rendus dans chacune de ces régions afin de déterminer la position de points de mesure de manière précise. Pour ce faire nous avons basé notre décision sur plusieurs critères :

- Situation géographique à moins de 5 km d'un hameau où il est possible de passer un appel téléphonique ;
- Familles d'éleveur vivant autour de la station ;
- Zone la plus plane possible ;
- Présence de végétation.

Les deux premiers critères sont relatifs à la sécurité des gardiens des stations pour que ceux-ci ne soient pas trop isolés et puissent nous joindre en cas de problème. Le troisième critère concerne le fait qu'il est plus facile de calculer les paramètres des ondes avec des mini-réseaux placés dans un même plan horizontal. Le quatrième critère est lié au fait que la végétation environnante peut filtrer une partie de la turbulence locale petite échelle et donc améliorer le rapport signal à bruit dans la bande de fréquence des infrasons. Ce dernier critère est de moindre importance car les données de cette campagne de mesure seront principalement utilisées pour l'étude des ondes de gravité et non celle des ondes infrasonores. Le tableau 3.19 présente les coordonnées géographiques des points de mesure des trois stations de la campagne de mesure Mongolie 2008. Les stations ont été notées de A à C, la station A étant la plus au Nord et les autres notées par ordre alphabétique en tournant dans le sens des aiguilles d'une montre. Les points de mesure de chaque station ont été numérotés de 1 à 4, avec 1 le point central, 2 le plus au Nord et les deux autre numérotés par ordre croissant en tournant dans le sens des aiguilles d'une montre.

| Point de mesure | Latitude | Longitude | Altitude [m] |
|---|---|---|---|
| *Station A* | | | |
| A1 | 48°49′08,756″ N | 93°07′31,763″ E | 1007 |
| A2 | 48°49′27,261″ N | 93°07′35,815″ E | 1006 |
| A3 | 48°48′57,166″ N | 93°07′54,007″ E | 1007 |
| A4 | 48°49′01,693″ N | 93°07′05,443″ E | 1007 |
| *Station B* | | | |
| B1 | 48°18′46,279″ N | 92°33′20,638″ E | 1127 |
| B2 | 48°18′53,611″ N | 92°33′46,302″ E | 1126 |
| B3 | 48°18′27,290″ N | 92°33′18,200″ E | 1131 |
| B4 | 48°18′56,733″ N | 92°32′57,825″ E | 1126 |
| *Station C* | | | |
| C1 | 48°27′23,572″ N | 91°35′21,157″ E | 1186 |
| C2 | 48°27′21,370″ N | 91°35′49,178″ E | 1182 |
| C3 | 48°27′08,535″ N | 91°35′04,191″ E | 1189 |
| C4 | 48°27′40,693″ N | 91°35′10,081″ E | 1186 |

FIGURE 3.19 – *Coordonnées géographiques des capteurs de pression de la campagne de mesure Mongolie 2008.*

La figure 3.20 représente la position des trois stations sur une carte de l'Ouest de la Mongolie (Google Earth$^{TM}$). Nous pouvons voir que la distance inter-station est bien comprise entre 50 et 100 km. La figure 3.21 représente

quant à elle la position des 4 points de mesure de la station B. La distance entre chacun des trois points de mesure formant le grand triangle est égale à 1 km à 3 m près.

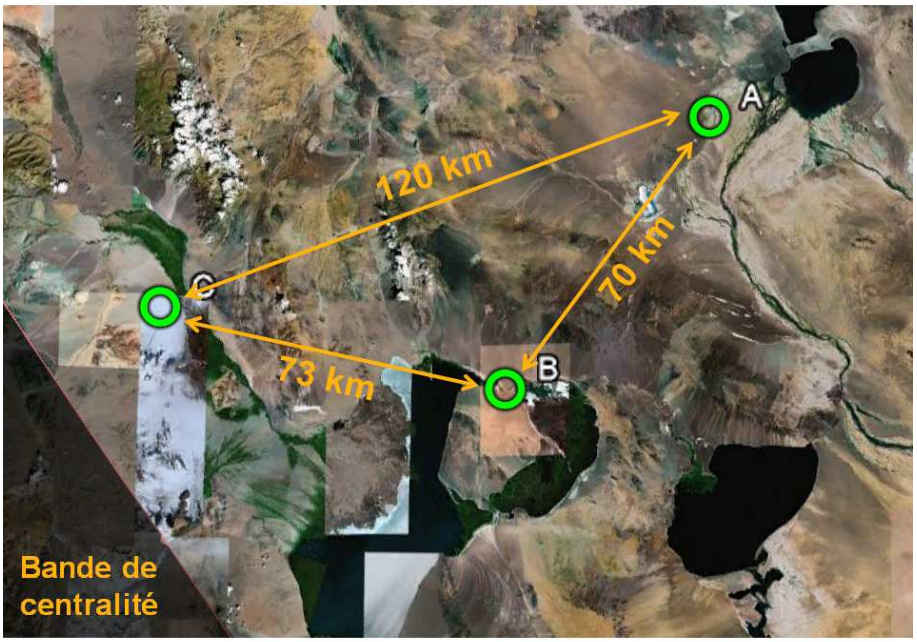



FIGURE 3.20 – *Position des trois stations A, B, C de la campagne de mesure Mongolie 2008 (Google Earth$^{TM}$).*

**Installation du réseau**

Les stations sont totalement enterrées si ce n'est le capteur de température externe et l'anémomètre sonique situé au point de mesure central (figure 3.22). Hormis le point central, les points de mesure sont donc quasiment invisibles au-delà d'une cinquantaine de mètres de distance, ce qui est une bonne chose pour la sécurité du matériel (figure 3.23).

Le réseau de filtrage est totalement enterré (figure 3.26). Trois tuyaux de 4 m partent des prises d'air du capteur et chacun de ses tuyaux se divise ensuite en deux tuyaux de 4 m à nouveau (figure 3.25). Il y a donc six prises d'air au total (figure 3.24). Les extrémités des tuyaux sont terminées par des crépines qui sont recouvertes de gravier jusqu'au niveau du sol pour que la prise au vent soit minimale. Le rôle des graviers et de filtrer la turbulence petite échelle. Afin d'éviter les remontées d'eau jusqu'au capteur en cas de pluie, un coude vertical dépassant le niveau du sol est effectué entre la crépine et le capteur.

FIGURE 3.21 – *Position des points de mesure de la station B (Google Earth$^{TM}$).*

FIGURE 3.22 – *Point de mesure A1 (point central). Seul le mât supportant l'anémomètre sonique est visible à grande distance de la station.*

FIGURE 3.23 – *Point de mesure A2. La station est totalement enterrée si ce n'est le capteur de température externe.*

FIGURE 3.24 – *Réseau de filtrage de la station C3. Les cercles rouges représentent les extrémités du réseau de filtrage qui sont recouvertes de gravier.*

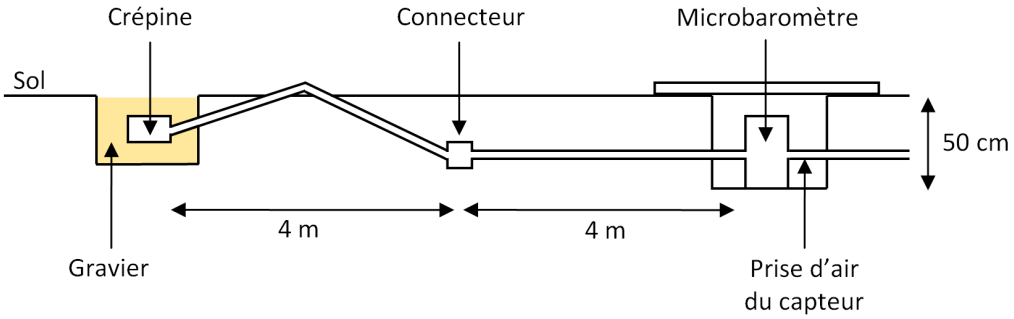



FIGURE 3.25 – *Coupe verticale du réseau de filtrage.*

FIGURE 3.26 – *Enterrement du réseau de filtrage de la station C3.*

Les principaux problèmes techniques que nous avons rencontrés lors de la maintenance des stations sont :

- Destruction des protections des stations et des mâts météo par des animaux ;

- Câbles et capteurs de température externe rongés par des animaux ;
- Dysfonctionnement des cartes électroniques des boitiers d'adaptation ;
- Décollement de capteur de température à l'intérieur des MB2000.

Pour les deux premiers types de problèmes dus aux animaux, les stations ont été à chaque fois remis en état. Les mesures météorologiques (vent, température) ont été perturbées mais la mesure de pression n'a pas été altérée outre mesure. Sur deux points de mesure du réseau B, des cartes électroniques ont présenté des dysfonctionnements importants ce qui fait que la sortie de pression non filtrée du capteur ainsi que la température n'ont pas été enregistrées pendant un ou deux jours. La sortie filtrée a par contre été enregistrée sans interruption pendant toute la durée de la campagne de mesure. Ces dysfonctionnements de cartes électroniques ont été résolus avant le passage de l'éclipse.

### 3.2.3 Bilan

La station A a été opérationnelle pendant 20 jours, la station B pendant 21 jours et la station C pendant 22 jours ce qui répond aux objectifs qui étaient d'avoir 3 stations opérationnelles pendant une durée minimum de 20 jours. La figure 3.27 représente les densités spectrales de puissance des enregistrements de pression au point central de chacune des trois stations A, B et C pour une période de faible vent (28 juillet 2008 à 14h30).

Ces densités spectrales de puissance sont comparées à des modèles de bruit de fond infrason tracés à partir de données fournies par Bowman *et al.* (2007). Nous pouvons remarquer que les densités spectrales de puissance sont au même niveau que le bruit de fond infrason bas ce qui signifie que le niveau de détection des stations est excellent. Au-delà de 1 Hz, les densités spectrales de puissance mesurées sont plates et s'écartent du niveau du bruit de fond infrason bas. Ceci n'est pas dû à des phénomènes atmosphériques mais au bruit propre du MB2000 qui comme nous l'avons vu dans la partie 3.1.3 est égal à 0,6 mPa/$\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 Hz soit $-64$ dB. En conclusion la campagne de mesure Mongolie 2008 a permis d'obtenir des données de très bonne qualité sur la période de temps nécessaire.

## 3.3 Validité de la mesure de pression basse-fréquence

Comme nous l'avons vu dans la partie 3.1.3, il existe trois sources d'erreur principales qui pourraient venir altérer le signal de pression en basse-fréquence. La première est liée au bruit propre de la chaîne de mesure. Ce bruit doit être estimé en basse-fréquence et comparé avec des fluctuations de pression ambiantes. La deuxième source d'erreur est liée aux incertitudes du filtre passe-haut utilisé en sortie du MB2000, qui ne sont pas connues pré-

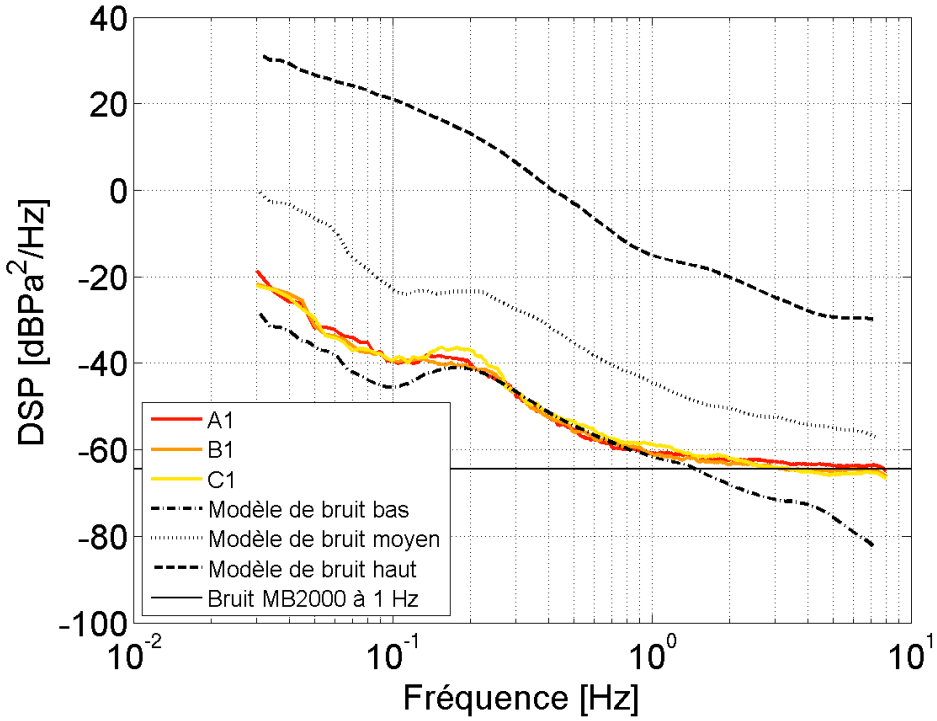



FIGURE 3.27 – *DSP [dB(Pa²/Hz)] des enregistrements de pression au point central de chacune des trois stations A, B et C pour une période de vent faible (28 juillet 2008 à 14h30). Elles sont comparées à des modèles de bruit de fond infrason tracés à partir de données fournies par Bowman* et al. *(2007). La ligne noire continue représente la bruit propre du MB2000 à 1 Hz (cf. tableau* **??***).*

cisément. Ces incertitudes doivent être évaluées dans le but de pouvoir appliquer le filtre inverse au signal et de retrouver les amplitudes réelles des fluctuations de pression dans la bande de fréquence des ondes de gravité. La troisième source d'erreur est due à la susceptibilité de la chaîne de mesure (principalement celle du capteur). Les fluctuations produites par les variations de température doivent être comparées aux fluctuations de pression ambiantes aux mêmes fréquences. L'influence de ces trois sources d'erreur sur la mesure basse-fréquence du signal sera donc minutieusement étudiée dans cette partie à partir des données de la campagne de mesure Mongolie 2008, du réseau infrason du SSI mais aussi d'expériences en laboratoire réalisé avec l'aide de TMG et plus particulièrement de Damien Ponceau. Nous montrerons qu'aucune de ces trois sources d'erreur n'altère significativement le signal de pression si ce n'est la susceptibilité thermique pour des périodes de vingt-quatre heures. Nous proposerons alors une méthode pour corriger l'erreur produite par la susceptibilité thermique des capteurs sur la mesure de pression.

### 3.3.1 Incertitudes sur la fonction de transfert

La bande de période des ondes de gravité (allant globalement de quelques minutes à 24 h) se situe dans la partie atténuée du filtre passe-haut utilisé en sortie du MB2000. Il est donc primordial d'évaluer la précision et la stabilité de ce filtre pour retrouver l'amplitude et la phase des fluctuations de pression originales (en appliquant le filtre inverse sur le signal). Lors de la campagne de mesure Mongolie 2008, la mesure de pression de chaque MB2000 a été enregistrée avant et après le filtre passe-haut utilisé en sortie du microbaromètre. Il est donc possible à partir de ces deux voies d'estimer la fonction de transfert complexe du filtre passe-haut situé entre ces deux sorties. Pour ce faire, le signal temporel est divisé en échantillons de six heures. Sur chacun de ces échantillons, nous calculons le rapport des transformées de Fourier des signaux enregistrés par les deux voies (en prenant certaines précautions telles que le retrait de la tendance). Ce calcul est effectué pour tous les sites de mesure. À titre d'exemple, la figure 3.28 représente les fonctions de transfert pour les cinq premiers échantillons de signaux de la station C1. Nous pouvons voir que nous retrouvons bien la forme générale d'un filtre passe-haut du premier-ordre avec une fréquence de coupure environ égale à 100 s.

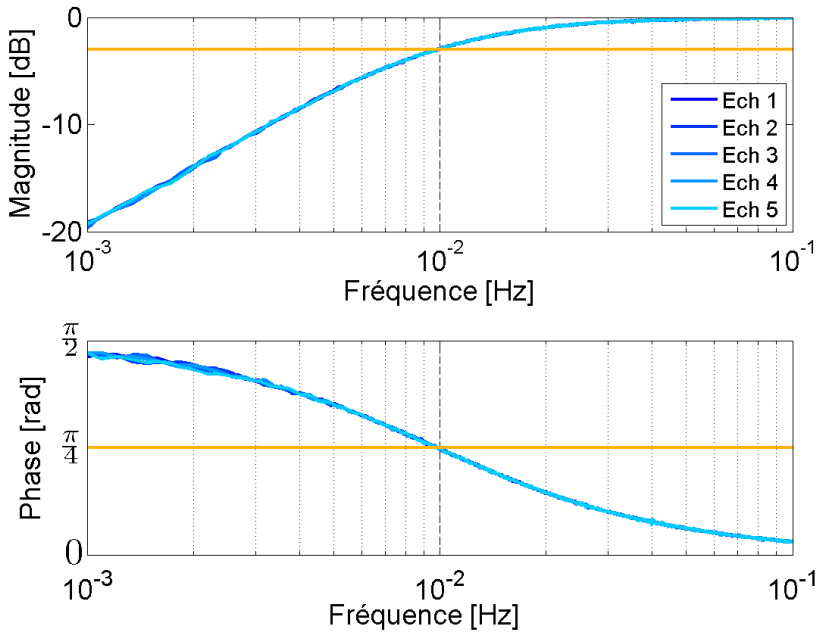



FIGURE 3.28 – *Fonction de transfert entre la sortie filtrée et non filtrée du capteur situé au point de mesure C1. Le calcul est effectué sur les cinq premières plages de six heures.*

Afin d'estimer la précision et la stabilité du filtre, nous ajustons ensuite aux fonctions de transfert calculées le modèle de filtre passe-haut du premier ordre suivant :

$$H(i\omega) = G\frac{i\frac{\omega}{\omega_c}}{1+i\frac{\omega}{\omega_c}} \tag{3.2}$$

Les variables ajustées sont le gain $G$ et la pulsation de coupure $\omega_c$. L'ajustement est effectué en utilisant la méthode des moindres carrés non linéaire. La figure 3.29 représente les fréquences de coupure des modèles ajustés à ces fonctions de transfert pour les quatre microbaromètres de la station C. Nous pouvons tout d'abord remarquer que la valeur moyenne de la fréquence de coupure est égale à 9,8.10$^{-3}$ Hz et non 0,01 Hz comme spécifié dans la documentation du MB2000 (CEA/DASE 1998). Ceci est en fait normal car les composants électroniques sélectionnés pour fabriquer le filtre passe-haut ne permettent pas de produire un filtre avec une fréquence de coupure exactement égale à 0,01 Hz. Ils ont donc été ajustés au mieux et produisent en fait une filtre passe-haut avec un fréquence de coupure de 9,8.10$^{-3}$ Hz. Nous pouvons voir que les variations de la fréquence de coupure sont faibles, puisque l'erreur maximale est inférieure 2 % de la valeur de la fréquence de coupure moyenne.

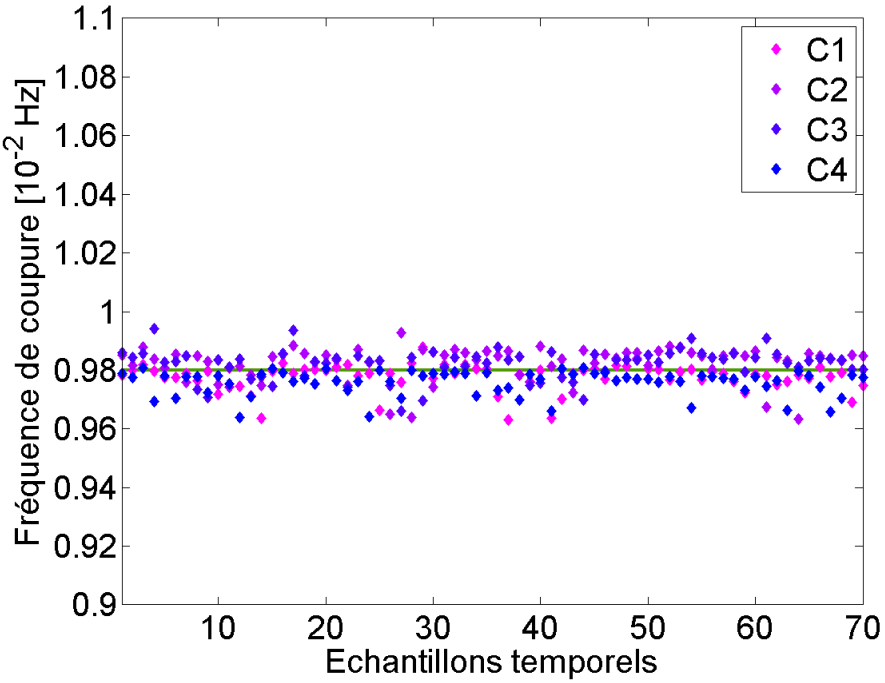



FIGURE 3.29 – *Fréquence de coupure des modèles ajustés aux fonctions de transfert entre les deux sorties du MB2000.*

La figure 3.30 représente le gain des modèles ajustés aux fonctions de transfert. La valeur moyenne du gain de chaque microbaromètre se situe entre 99,5 % et 100 % ce qui représente une erreur très faible par rapport au gain

théorique. La stabilité du gain est aussi très bonne puisque l'erreur sur la valeur du gain est inférieure 1 %.

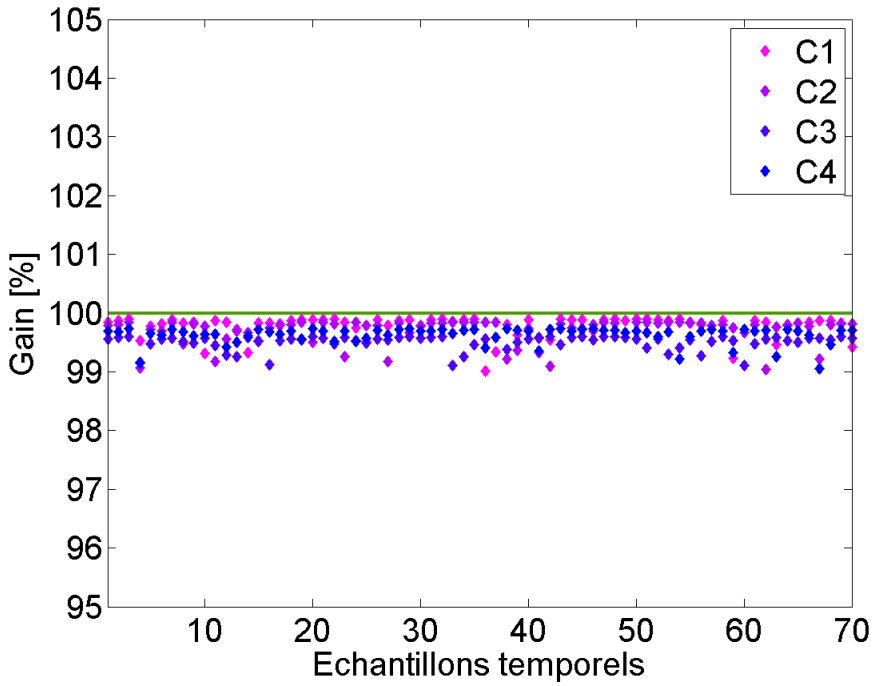



FIGURE 3.30 – *Gain des modèles ajustés aux fonctions de transfert entre les deux sorties du MB2000.*

Le filtre passe-haut du premier ordre (avec une fréquence de coupure égale à $9{,}8.10^{-3}$ Hz ) utilisé en sortie du microbaromètre est donc d'une grande précision et stabilité. Dans toute le suite du document, nous utiliserons donc le filtre inverse de ce filtre passe haut pour corriger à postériori les données et retrouver l'amplitude réelle des fluctuations de pression. La figure 3.31 représente à titre d'exemple, la densité spectrale de puissance (DSP) du signal de pression enregistré au point de mesure B1 pendant toute la durée de la campagne de mesure et corrigé de l'effet du filtre (courbe bleue). Notons ici qu'il existe de nombreuses méthodes pour estimer des DSP et les lisser. Dans le cadre de cette étude, le calcul de la DSP doit être effectué sur une bande de fréquence d'au moins quatre décades. C'est pourquoi nous avons choisi une méthode basée sur la transformée en ondelettes qui permet d'adapter la taille de la fenêtre à la bande de fréquence à laquelle la DSP est calculée. En fonction du choix et des paramètres de l'ondelette, la DSP sera plus ou moins lissée et précise en fréquence. La méthode pour calculer une DSP à partir de la transformée en ondelettes ainsi que le choix de l'ondelette la mieux adaptée à notre étude sont discutés en Annexe B.1.

Sur la DSP de la mesure de pression (figure 3.31), nous pouvons tout d'abord remarquer deux pics d'énergie aux périodes diurnes et semi-diurnes. Ces pics correspondent aux oscillations diurnes et semi-diurnes produites par

les marées atmosphériques. Ils seront discutés dans la partie 4.1.2. La pente de la DSP (droite en pointillé noirs) est légèrement supérieure à 2. Elle sera discutée dans le chapitre 4. La courbe en rouge représente quant à elle, l'erreur produite sur le signal de pression avec une erreur de 2 % sur la fréquence de coupure de correction du filtre. Nous pouvons remarquer que la DSP de cette erreur est inférieure de 34 dB à celle du signal dans toute la bande des ondes de gravité. Cela confirme bien que la mesure de pression peut être corrigée à postériori de l'effet du filtre dans toute la bande des ondes de gravité.

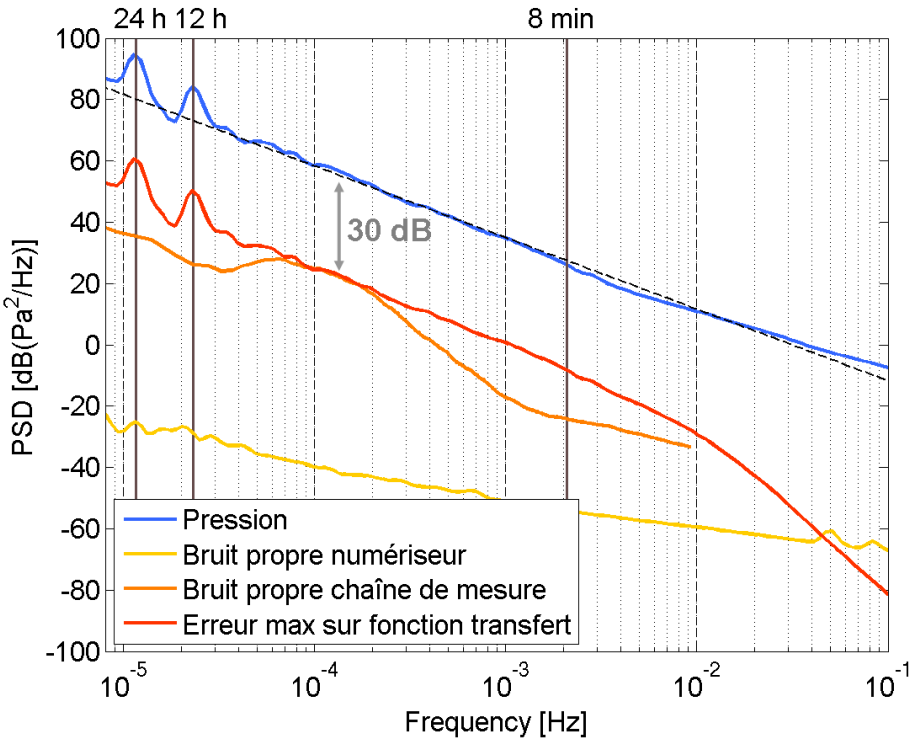



FIGURE 3.31 – *DSP du signal de pression enregistrée au point de mesure B1 pendant toute la durée de la campagne de mesure (bleu). La courbe jaune représente la DSP du bruit propre de l'unité d'acquisition, celle en orange la DSP du bruit propre de la chaîne de mesure et celle en rouge l'erreur produite sur le signal de pression avec une erreur de 2 % sur la fréquence de coupure de correction du filtre et enfin celle en pointillés noirs la pente approximative de la DSP des fluctuations de pression dans la bande de fréquence des ondes de gravité.*

### 3.3.2 Bruit propre de la chaîne de mesure

Le but de cette partie est d'évaluer le bruit propre de l'unité d'acquisition ainsi que celui de la chaîne de mesure et de les comparer avec le niveau des fluctuations de pression ambiantes enregistrées lors de la campagne de mesure Mongolie 2008. Le bruit propre de l'unité d'acquisition a été enregistré pendant plusieurs semaines en laboratoire en court-circuitant l'entrée de la voie de numérisation de l'unité d'acquisition. Le bruit propre de la chaîne de mesure

(unité d'acquisition et microbaromètre) a quant à lui été estimé en utilisant les techniques développées par Holcomb (1989) et Sleeman *et al.* (2006). Pendant plusieurs semaines trois chaînes de mesure ont été connectées acoustiquement dans le but de former une cavité de mesure commune et hermétique. Elles ont été placées dans un laboratoire dont la température est régulée à $\pm 1$ °C pour minimiser les effets liés aux variations de température.

La figure 3.31 représente la DSP du bruit propre de l'unité d'acquisition Taurus (jaune) et de celle de la chaîne de mesure (orange), c'est à dire l'ensemble composé du microbaromètre et de l'unité d'acquisition (figure 3.7). Nous pouvons constater que le rapport signal à bruit entre les fluctuations ambiantes de pression et le bruit propre de la chaîne de mesure est supérieur à 30 dB sur toute la bande de fréquence des ondes de gravité. Ceci démontre que les fluctuations de pression ne seront pas significativement affectées par le bruit propre de la chaîne de mesure dans cette bande de fréquence.

### 3.3.3 Susceptibilité thermique

#### Variations de température

Lors de la campagne de mesure Mongolie 2008, des capteurs de température ont été installés à l'extérieur de chaque point de mesure. La figure 3.32 représente la température extérieure (rouge-jaune) enregistrée au niveau du sol pour les quatre points de mesure de la station C. Nous pouvons remarquer que la température mesurée est quasiment identique d'un point de mesure à l'autre. Ceci n'est pas étonnant puisque les points de mesure sont espacés de moins d'1 km les uns des autres. Les légères différences entre les quatre mesures sont probablement dues à la proximité des capteurs par rapport au sol et aux incertitudes de mesure. Nous pouvons très clairement voir les oscillations diurnes de température. Les amplitudes sont très importantes puisque la variation de température jour-nuit peut atteindre plus de 20 °C et celle sur l'ensemble de la campagne de mesure atteint quasiment 30 °C.

Si les capteurs n'étaient pas enterrés, un microbaromètre ayant la susceptibilité thermique maximale autorisée (10 Pa.K$^{-1}$) enregistrerait des variations 300 Pa uniquement dues aux variations de température avec notamment des oscillations diurnes de l'ordre de 200 Pa. Ces valeurs sont extrêmement importantes puisque les oscillations diurnes de pression dues aux marées atmosphériques ont en général une amplitude comprise entre une dizaine et une centaine de pascal à la surface de la Terre (cf. partie 4.1.2). Avec de telles variations de température, l'amplitude des oscillations dues à la susceptibilité thermique des microbaromètres est donc supérieure à celle des variations de pression produites par les marées atmosphériques. Le signal de pression devient donc difficilement exploitable en basse fréquence (notamment autour de

24 h de période) à moins d'enregistrer la variation de température à l'intérieur des capteurs et de connaître précisément la susceptibilité thermique des microbaromètres utilisés.

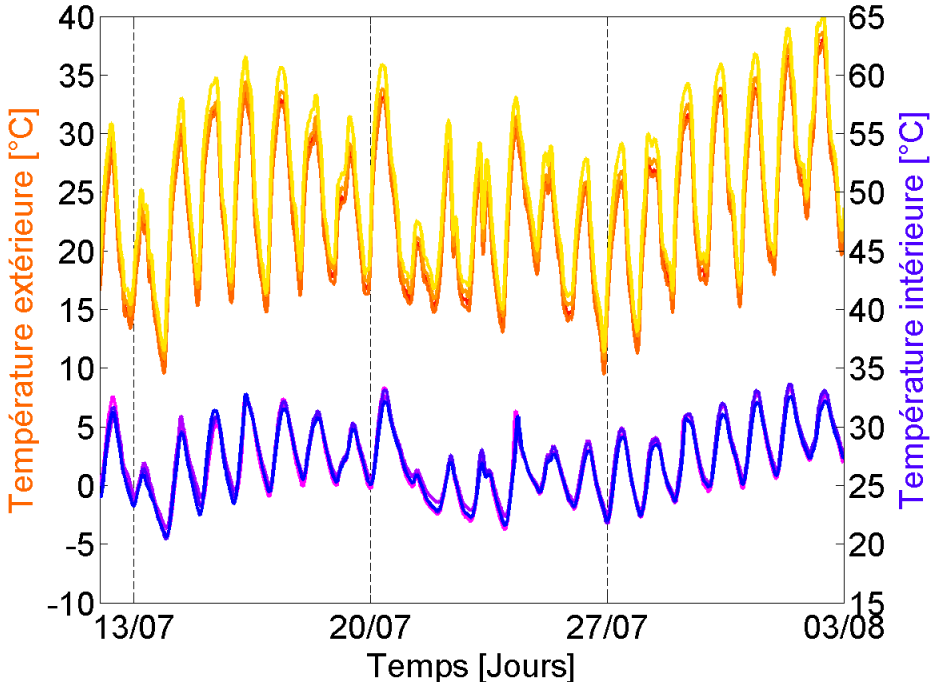



FIGURE 3.32 – *Température extérieure enregistrée au niveau du sol (rouge-jaune) et température intérieure enregistrée à l'intérieur de la cavité de mesure des microbaromètres (violet-bleu) pour les quatre points de mesure de la station C.*

Nous savions que les variations de température étaient très importantes dans cette région désertique du globe. C'est pourquoi nous avions décidé d'enterrer les capteurs afin de réduire l'amplitude des variations de température et aussi d'enregistrer la température à l'intérieur de la cavité de mesure des microbaromètres. La figure 3.32 représente la température (violet-bleu) enregistrée à l'intérieur de la cavité de mesure des MB2000 pour les quatre points de mesure de la station C. Encore une fois les mesures sont quasiment identiques d'un point de mesure à un autre. Les légères différences peuvent s'expliquer par l'incertitude de mesure des capteurs mais aussi le fait que les points de mesure ne sont pas tous enterrés exactement dans les mêmes conditions. Les variations brutales de température que nous pouvons observer le 20 et le 24 juillet 2008 sont dues à l'ouverture des points de mesure lors d'opérations de maintenance (changement de batteries, vérification de données, etc.).

Malgré l'atténuation des variations de température due à l'enterrement des capteurs, nous pouvons toujours distinguer très clairement des oscillations diurnes. L'amplitude de ces oscillations est d'environ 7 °C ce qui représente environ un tiers de l'amplitude des oscillations diurnes mesurées à l'extérieur des points de mesure. L'amplitude de la variation sur l'ensemble de la cam-

pagne de mesure est aussi plus faible puisqu'elle est seulement de 12 °C. Le fait d'avoir enterré les stations a donc permis de réduire par trois l'amplitude de l'erreur lié à la température à la période diurne et encore plus en haute fréquence comme nous le verrons dans la prochaine partie. Pour des capteurs ayant une susceptibilité thermique maximale (10 Pa.K$^{-1}$), l'amplitude des fluctuations produites par la température reste néanmoins du même ordre de grandeur que les variations diurnes de pression qu'il est possible d'observer à la surface du globe. Il est donc absolument nécessaire de corriger le signal de pression de l'influence de la température.

Comparons maintenant la température enregistrée sur les différentes stations. La figure 3.33 représente la température extérieure enregistrée au niveau du sol pour les sites de mesure centraux des stations A (rouge), B (orange) et C (jaune). Nous pouvons voir que, bien que les stations soient éloignées d'environ 80 km les unes des autres, les variations de température sont quasiment identiques d'une station à une autre. Les deux pics de température qui peuvent être observés sur les données de la station A le 17 et le 28 juillet 2008 sont dus à des opérations de maintenance.

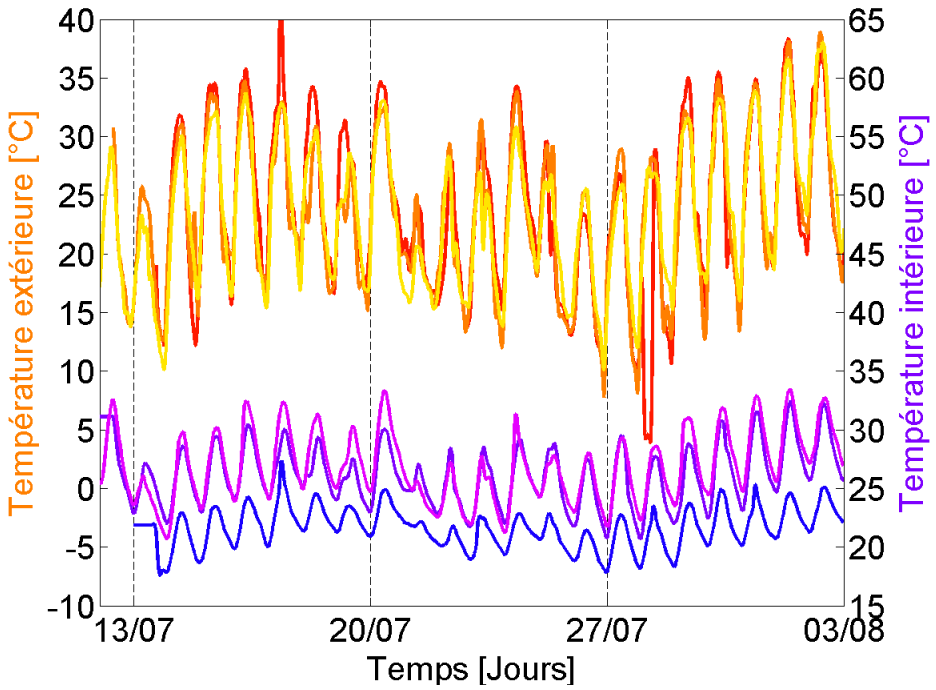



FIGURE 3.33 – *Température extérieure enregistrée au niveau du sol et température intérieure enregistrée à l'intérieur de la cavité de mesure des microbaromètres pour le site de mesure central des stations A (rouge-rose), B (orange-violet) et C (jaune-bleu).*

La figure 3.33 représente aussi la température à l'intérieur de la cavité de mesure de ces mêmes points de mesure, c'est à dire les sites de mesure centraux des stations A (bleu), B (violet) et C (rose). Nous pouvons remarquer qu'à la différence des variations de température externe, les variations de tempéra-

ture interne sont différentes d'un site à un autre. Sur la station A en particulier le fait d'avoir enterré les stations a tendance à maintenir le capteur à température basse à l'inverse de ce qui se produit sur les stations B et C. Ceci peut-être expliqué par le fait que la station A est installée dans une zone marécageuse où le sol est humide alors que les stations B et C sont installées dans des régions extrêmement sèches. Enfin remarquons que la station B a commencée à fonctionner à partir du 12 juillet 2008 et la station C à partir du 13 juillet 2008 ce qui explique l'absence de signal pour les premieres journées sur la figure 3.33.

**Analyse spectrale**

Dans cette partie, nous allons nous intéresser à l'influence de la susceptibilité thermique des capteurs sur la mesure de pression. La figure 3.34 représente la DSP de la mesure de pression enregistrée au point de mesure B1 pendant toute la durée de la campagne de mesure. La courbe en orange représente la DSP de la température enregistrée à l'intérieur de la cavité de mesure du microbaromètre du point de mesure B1, celle en jaune la DSP de la température extérieure. Nous pouvons remarquer que la DSP de la température intérieure s'éloigne d'autant de plus de celle de la température extérieure que la fréquence augmente. Cela est dû au fait que les chaînes de mesure sont enterrées pour les protéger au mieux de l'influence de la température.

La susceptibilité thermique de chaque MB2000 est mesurée en laboratoire lors de la fabrication des capteurs et est fournie dans la documentation constructeur. La susceptibilité thermique de chaque capteur utilisé lors de la campagne de mesure Mongolie 2008 est présentée dans le tableau 3.35. Nous pouvons remarquer qu'elle n'excède pas 6 $Pa.K^{-1}$ et qu'elle est même inférieure à 1 $Pa.K^{-1}$ pour les capteurs des points de mesure A2 et A3. L'erreur produite par la susceptibilité thermique des capteurs varie donc de manière importante d'une chaîne de mesure à une autre. Notons que dans le tableau 3.35, les points de mesure numérotés 5 correspondent aux unité météorologiques de chaque station. Sur la figure 3.34, la courbe en rouge représente l'erreur due à la susceptibilité thermique du microbaromètre utilisé sur la station B1. Elle correspond à la DSP de la température interne multipliée par le carré de la susceptibilité thermique du capteur. La courbe en pointillée rouge représente l'erreur qui serait produite par un microbaromètre ayant une susceptibilité thermique maximale soit 10 $Pa.K^{-1}$. Nous pouvons voir que l'erreur produite par la susceptibilité thermique du microbaromètre B1 est inférieure de 30 dB aux fluctuations de pression ambiante sauf à la période diurne pour laquelle elle est seulement inférieure de 23 dB. Les fluctuations de température n'affecteront donc pas significativement la mesure de pression excepté à la période diurne.

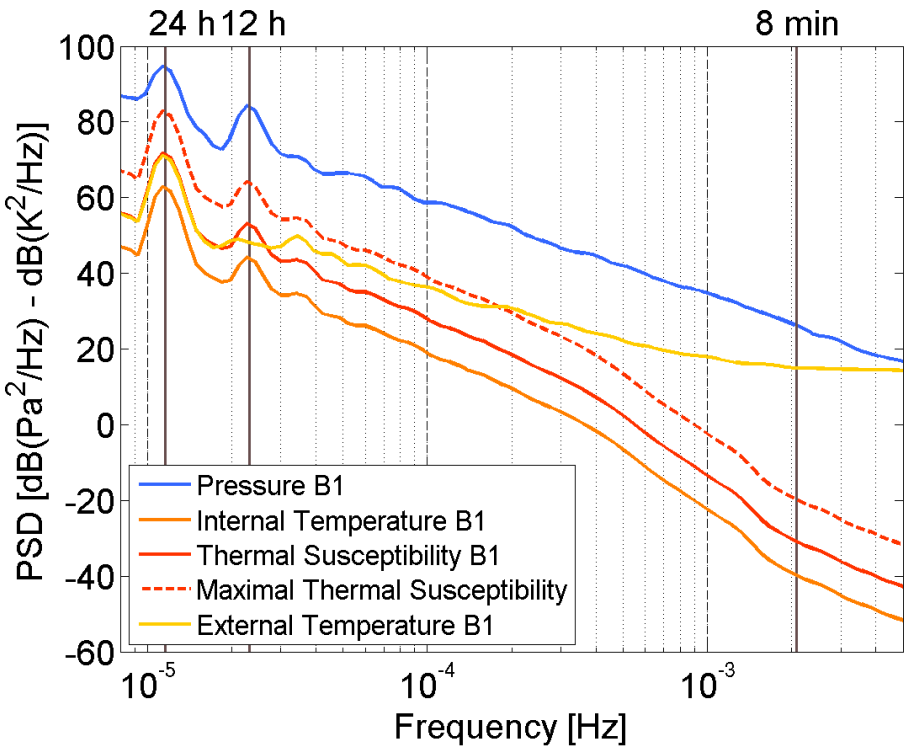



FIGURE 3.34 – *DSP du signal de pression enregistré au point de mesure B1 pendant toute la durée de la campagne de mesure (bleu). La courbe en orange représente la DSP de la température enregistrée à l'intérieur de la cavité de mesure du microbaromètre du point de mesure B1, celle en jaune la DSP de la température extérieure, celle en rouge la DSP des fluctuations dues à la susceptibilité thermique du capteur B1 (-2.8 Pa.K$^{-1}$) et celle en rouge pointillé la DSP des fluctuations produites par un microbaromètre ayant la susceptibilité thermique maximale (10 Pa.K$^{-1}$).*

**Estimation de l'erreur à la période diurne**

Comme nous venons de le voir, la susceptibilité thermique des microbaromètres peut modifier à la période diurne la mesure de pression enregistrée par les chaînes de mesure installées lors de la campagne de mesure Mongolie 2008. L'objectif de cette partie est d'évaluer l'importance de l'erreur due aux variations de température et d'essayer de la corriger en utilisant la mesure de température enregistrée à l'intérieur de chaque capteur. La figure 3.36 représente le signal de pression enregistré au point de mesure B1 pendant toute la durée de la campagne de mesure Mongolie 2008. Sur ce signal nous pouvons clairement distinguer les oscillations diurnes produites par l'effet combiné des marées atmosphériques et de l'influence de la température sur la mesure de pression.

Afin de caractériser l'oscillation diurne moyenne enregistrée lors de la campagne de mesure, nous appliquons la méthode des époques superposées (Panofsky et Brier 1958) sur une période d'une journée et ce sur l'ensemble de la

| Point de mesure | N° Taurus | N° MB2000 | Susc. Therm. [Pa.K$^{-1}$] |
|---|---|---|---|
| *Station A* | | | |
| A1 | 0794 | 5033 | -3,8 |
| A2 | 1069 | 6024 | -0,4 |
| A3 | 0767 | 6025 | -0,9 |
| A4 | 0670 | 6031 | -4,5 |
| A5 | 0837 | | |
| *Station B* | | | |
| B1 | 1116 | 5163 | -2,8 |
| B2 | 0689 | 6026 | -2,9 |
| B3 | 1052 | 6033 | -5,7 |
| B4 | 1076 | 6034 | -4,4 |
| B5 | 1043 | | |
| *Station C* | | | |
| C1 | 0866 | 6035 | -1,3 |
| C2 | 0854 | 6036 | -4,7 |
| C3 | 0666 | 6052 | 5,6 |
| C4 | 1087 | 6064 | 4,1 |
| C5 | 1069 | | |

FIGURE 3.35 – *Numéros de référence des unités d'acquisition Taurus et des microbaromètres MB2000 et susceptibilité thermique des MB2000 pour chaque point de mesure de la campagne de mesure Mongolie 2008.*

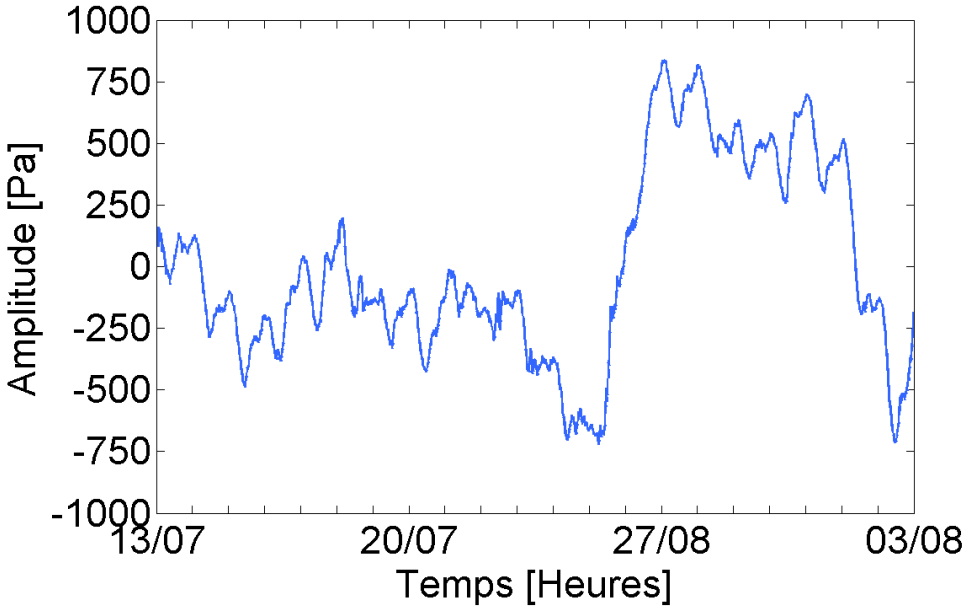



FIGURE 3.36 – *Signal de pression enregistré au point de mesure B1 pendant toute la durée de la campagne de mesure Mongolie 2008.*

durée de la campagne de mesure. Nous sélectionnons ensuite la composante spectrale complexe diurne (amplitude et phase). Cette opération est effectuée pour les données de chaque chaîne de mesure. La figure 3.37 représente l'os-

cillation diurne caractérisée pour les quatre points de mesure de la station B (tirets, amplitude décalée de +100 Pa).

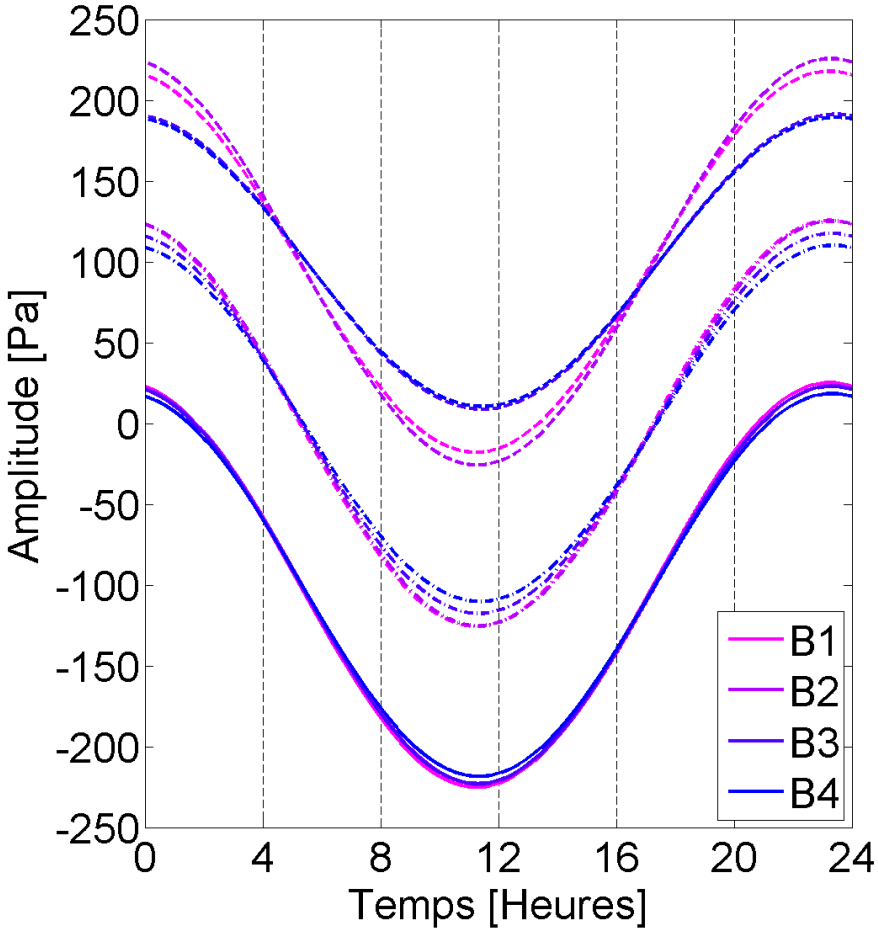



FIGURE 3.37 – *Oscillations diurnes de pression mesurées sur les quatre sites de mesure du réseau B non corrigées de l'influence de la température (tirets, amplitude décalée de +100 Pa), corrigées de l'influence de la température en utilisant la susceptibilité thermique estimée par le constructeur (points-tirets) et corrigées de l'influence de la température en utilisant la susceptibilité thermique estimée en laboratoire (solide, amplitude décalée de −100 Pa). Le temps est en heures UTC.*

Les marées atmosphériques étant des ondes planétaires, nous pouvons considérer que l'oscillation diurne de pression produite sur les quatre points de mesure de la station B est parfaitement identique. Or, nous pouvons voir sur la figure 3.37 qu'il existe une différence d'environ 14 % entre les amplitudes des signaux enregistrés par les différentes chaînes de mesure de la station B. Essayons maintenant de corriger le signal de pression de l'influence de la température. Pour ce faire, utilisons la mesure de température enregistrée à l'intérieur de la cavité de mesure des capteurs, multiplions-la par la susceptibilité thermique fournie par le constructeur pour chaque capteur puis soustrayons

ce signal résiduel au signal de pression. Utilisons alors la méthode décrite précédemment pour caractériser l'oscillation diurne moyenne produite lors de la campagne de mesure. La figure 3.37 représente l'oscillation diurne caractérisée pour les quatre points de mesure du réseau B à partir des signaux de pression corrigés de l'influence de la température en utilisant la susceptibilité thermique fournie par le constructeur (points-tirets).

Nous pouvons remarquer que la différence maximale entre les amplitudes des oscillations diurnes enregistrées par les quatre capteurs de la station B s'est nettement atténuée. Elle n'est en effet plus que de 6,1 %. Les signaux des capteurs B3 et B4 ont été les plus modifiés car ce sont les capteurs avec la susceptibilité thermique la plus élevée. Nous avons donc bien vérifié que la susceptibilité thermique des capteurs était la principale source d'erreur à la période diurne et qu'elle pouvait être atténuée en enregistrant la mesure de température à l'intérieur des microbaromètres et en utilisant la susceptibilité thermique des microbaromètre fournies par le constructeur. Par la suite nous avons voulu savoir si nous pouvions encore améliorer la correction appliquée dans cette partie. Nous avons donc mené des expériences en laboratoire avec l'aide de TMG dans le but de mesurer la susceptibilité thermique des capteurs de manière plus précise dans la plage de température [15 °C - 30 °C].

**Mesure de la susceptibilité thermique des MB2000**

L'objectif de cette partie est de présenter des expériences qui ont été menées en laboratoire dans le but d'évaluer la susceptibilité thermique des microbaromètres MB2000 utilisés lors de la campagne de mesure Mongolie 2008. La susceptibilité thermique moyenne de ces capteurs a déjà été estimée de manière linéaire par le constructeur entre -25 °C et 60 °C. Cependant il est fort probable que la susceptibilité thermique n'évolue pas de manière linéaire entre ces deux températures. C'est pourquoi nous avons décidé de la réévaluer dans la plage des températures enregistrées à l'intérieur de la cavité de mesure des microbaromètres lors de la campagne de mesure Mongolie 2008 (soit dans la plage de température 15 – 30 °C). Pour ce faire, nous nous sommes inspirés du protocole établi par le constructeur et présenté dans la partie 3.1.3. Nous avons donc commencé par placer six MB2000 à l'intérieur d'une enceinte thermique installée en Septembre 2009 au DASE-TMG (figure 3.38). Nous avons ensuite installé un MB2000 à l'extérieur de l'enceinte dans un caisson isolant (figure 3.39). La salle était régulée thermiquement avec des variations de température autour de 1 °C.

Nous avons ensuite programmé l'enceinte thermique pour effectuer des paliers de température espacés de 2 °C et d'une durée de 6 h entre 15 °C et 29 °C (figure 3.40). Seul le premier palier (à 15 °C) a duré 12 h dans le but de bien stabiliser la température des capteurs à l'intérieur de l'étuve. La durée de chaque inter-palier était de 20 min. Nous avons placé les mêmes sondes de

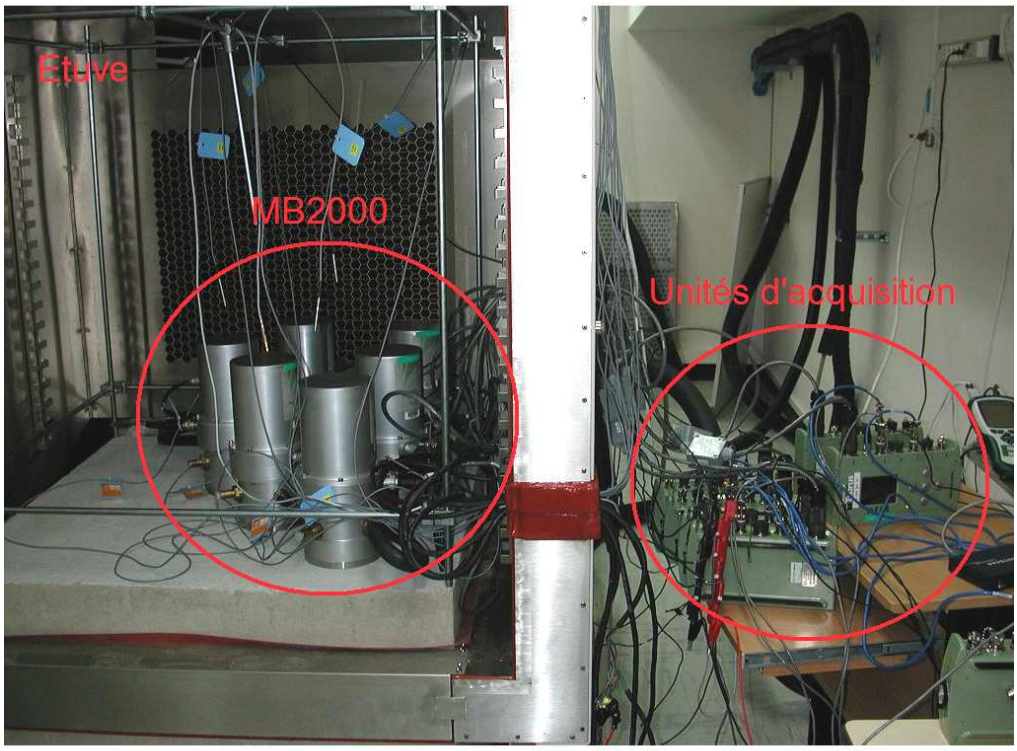



FIGURE 3.38 – *Vue de l'enceinte thermique, des six microbaromètres MB2000 installés à l'intérieur et des unités d'acquisition.*

FIGURE 3.39 – *Vue du microbaromètre MB2000 de référence avant et après isolation thermique.*

température à l'intérieur des capteurs que celles utilisées lors de la campagne de mesure Mongolie 2008. Nous avons aussi placé des sondes de température

étalonnées à l'intérieur de l'enceinte pour suivre les variations de température réelles en différents points de l'enceinte thermique.

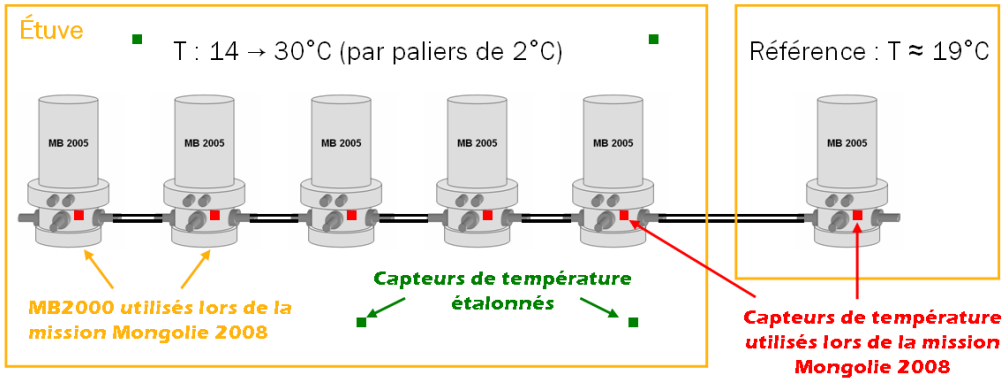



FIGURE 3.40 – *Présentation schématique du protocole d'évaluation de la susceptibilité thermique des microbaromètres MB2000 utilisés lors de la campagne de mesure Mongolie 2008.*

La figure 3.41 présente la variation de pression enregistrée par le capteur de référence installé en dehors de l'enceinte thermique (bleu). Nous pouvons remarquer que les fluctuations de signal recherchées sont très faibles au vu de la variation de pression qui a eu lieu lors de l'expérience. En effet, l'amplitude de la variation du signal produite par un changement de température de 2 °C pour un MB2000 avec une susceptibilité thermique de 4 Pa.K$^{-1}$ est égale à 8 Pa. Or comme nous pouvons le voir sur la figure 3.41, l'amplitude des fluctuations de pression mesurée lors de l'expérience est de 1600 Pa. Nous recherchons donc des fluctuations de pression de l'ordre de 0,5 % de l'amplitude maximale mesurée. Or comme nous l'avons vu dans la partie 3.3.1, la précision des MB2000 est ajustée à 0,35 % près. Cette erreur est donc du même ordre de grandeur que la variation de signal recherchée. Il est donc nécessaire d'ajuster les mesures des microbaromètres les unes avec les autres avant d'estimer l'influence de la susceptibilité thermique sur la mesure de pression. Pour ce faire, nous avons effectué un étalonnage relatif des microbaromètres par rapport au microbaromètre de référence.

La figure 3.41 représente également la température mesurée à l'intérieur du microbaromètre de référence pendant toute la durée de l'expérience (orange). La variation de température est inférieure à 0,1 °C, ce qui nous permet de considérer que l'influence de la susceptibilité thermique sur la mesure de pression de ce capteur est nul.

Le signal de pression mesuré par le capteur de référence a ensuite été soustrait à l'ensemble des signaux mesuré par les capteurs placés dans l'enceinte thermique. Le signal de pression résiduel mesuré par le capteur C2 est représenté sur la figure 3.42. La valeur moyenne mesurée sur les quatre dernières heures de chaque palier de six heures et représentées en rouge. Nous avons

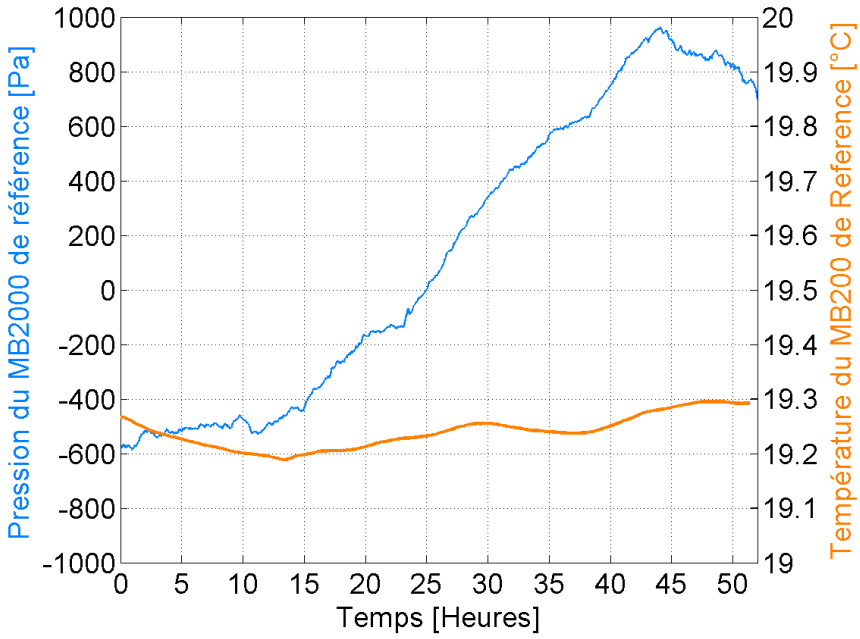



FIGURE 3.41 – *Variation de pression (bleu) mesurée par le microbaromètre de référence et variation de température (orange) mesurée à l'intérieur du microbaromètre de référence pendant toute la durée de l'expérience.*

ensuite calculé l'écart de pression mesuré entre chacun de ces paliers et nous l'avons divisé par l'amplitude de la variation de température lors d'un palier de température (soit 2 °C) dans le but de calculer la susceptibilité thermique du capteur entre chaque palier de température. Ces valeur sont représentées par des croix sur la figure 3.43, la susceptibilité thermique moyenne est en rouge, celle mesurée par le constructeur en noir.

La susceptibilité thermique mesurée pour l'ensemble des MB2000 utilisés lors de la campagne de mesure Mongolie 2008 est représentée sur la figure 3.44. Nous pouvons remarquer que pour certains capteurs (A4, B1, B4, C1) elle est quasiment identique à celle mesurée par le constructeur tandis que pour d'autres (A1, A2, B2, C4) elle est différente de plus de 2 Pa.K$^{-1}$. Cette différence peut être expliquée par le fait que la susceptibilité thermique ne varie probablement pas de manière linéaire dans la bande de température [-25 °C - 60 °C] (utilisée par le constructeur) et est donc différente entre 15 °C et 30 °C. Cette différence peut aussi être due au fait que la susceptibilité thermique des capteurs évolue avec le temps.

L'objectif étant d'essayer d'améliorer la correction de la susceptibilité thermique pour les mesures de pression enregistrée durant la campagne de mesure Mongolie 2008, nous avons utilisé ces nouvelles valeurs de susceptibilité thermique pour corriger les signaux de pression. Nous avons alors caractérisé à nouveau l'oscillation diurne mesurée par les quatre capteurs de la station

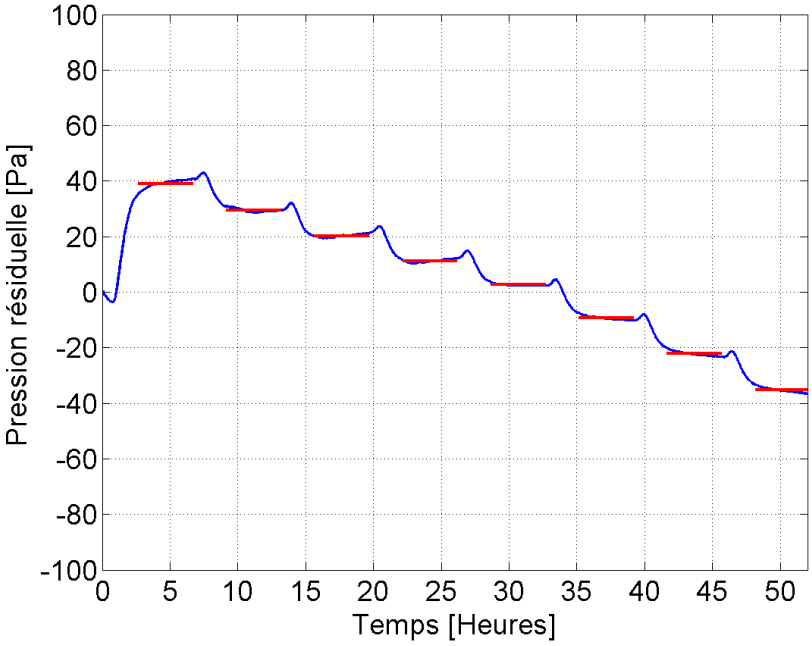



FIGURE 3.42 – *Signal de pression résiduel mesuré par le capteur C2 (bleu). La valeur moyenne mesurée sur les quatre dernières heures de chaque palier de six heures est représentée en rouge.*

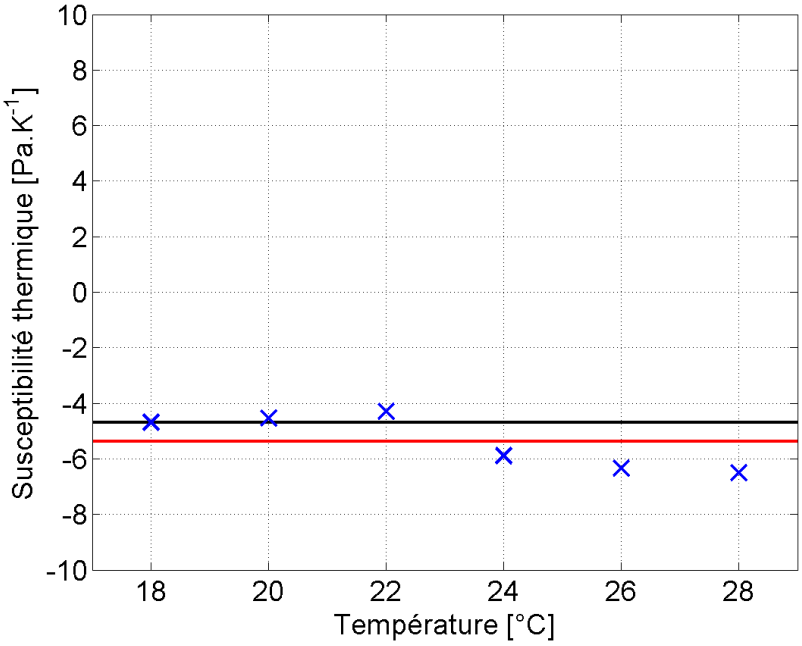



FIGURE 3.43 – *Susceptibilité thermique mesurée pour chaque palier de température. La susceptibilité thermique moyenne est représentée en rouge, la susceptibilité thermique estimée par le constructeur en noir.*

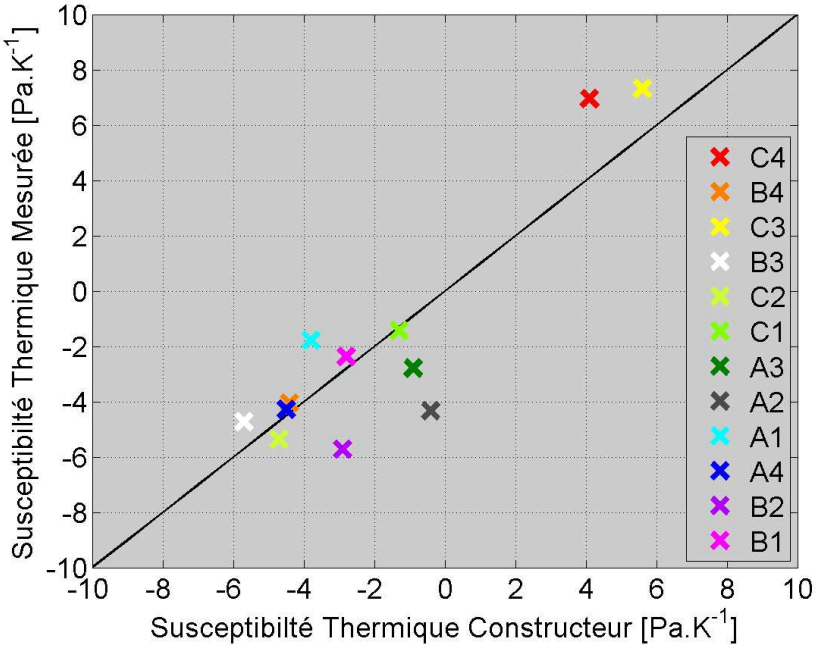



FIGURE 3.44 – *Comparaison entre la susceptibilité thermique mesurée en laboratoire et celle fournie par le constructeur pour tous les MB2000 utilisés lors de la campagne de mesure Mongolie 2008.*

B (figure 3.37, traits pleins, amplitude décalée de −100 Pa). Nous pouvons remarquer que la différence maximale entre les amplitudes des oscillations diurnes n'est plus que de 2,7 %. Cela signifie que l'erreur produite sur l'amplitude de l'oscillation diurne a été divisé par quatre par rapport à l'erreur initiale sans correction de la susceptibilité thermique des capteurs. Elle est maintenant du même ordre de grandeur que l'erreur produite par d'autres sources de bruit telle que les incertitudes sur la fréquence de coupure du filtre passe-haut.

### Conclusion

En conclusion nous avons montré que la susceptibilité thermique des capteurs pouvait être la source principale d'erreur en basse-fréquence. Les chaînes de mesure installées lors de la campagne de mesure Mongolie 2008 ayant été enterrées, nous avons vu que les effets de la susceptibilité thermique ne modifient significativement le signal de pression qu'à la période diurne. Nous avons montré que nous pouvions corriger cet effet de manière très satisfaisante en utilisant la mesure de température enregistrée à l'intérieur de la cavité de mesure des microbaromètres et en utilisant les valeurs de la susceptibilité thermique des capteurs estimées en laboratoire entre 15 °C et 30 °C.

### 3.3.4 Article : Using the International Monitoring System infrasound network to study gravity waves

#### Objectif

L'étude que nous venons de mener nous a permis de mieux comprendre le comportement basse-fréquence des chaînes de mesure utilisées lors de la campagne de mesure Mongolie 2008 et de démontrer la validité de la mesure de pression enregistrée jusqu'à la période diurne. Nous souhaitons donc maintenant effectuer une analyse similaire sur les données enregistrées par les stations infrasons du SSI dans le but de démontrer que ces données peuvent être exploitées dans la bande de fréquence des ondes de gravité. Comme nous l'avons vu, la majorité de ces stations (trente-neuf sur quarante-deux) utilise des microbaromètres MB2000 et des unités d'acquisition avec des caractéristiques similaires à celles des Taurus (unité d'acquisition utilisées lors de la campagne de mesure Mongolie 2008). Les sources principales d'erreur sont donc toujours le bruit propre de la chaîne de mesure, les incertitudes sur la fonction de transfert du capteur et la susceptibilité thermique des microbaromètres. Dans le cas des stations infrasons du SSI, seule la sortie filtrée des capteurs est enregistrée. Nous nous baserons donc sur les résultats de la campagne de mesure Mongolie 2008 pour évaluer la stabilité de la fonction de transfert du capteur. Nous verrons aussi que les chaînes de mesure du SSI étant nettement mieux isolées des variations de température que celles installées lors de la campagne de mesure Mongolie 2008, l'influence de la susceptibilité thermique sera plus faible et ne modifiera donc pas significativement le signal de pression même à la période diurne. Enfin une validation géophysique de la précision de la mesure basse-fréquence des chaînes de mesure infrasons sera présentée avec l'étude des oscillations de pression diurnes et semi-diurnes enregistrées par dix stations infrasons du SSI.

#### Résumé

Le réseau infrason du Système de Surveillance International (SSI) a été conçu pour la détection des fluctuations de pression produites dans la bande de fréquence [0,02 - 4] Hz. Cependant la plupart des chaînes de mesure utilisées sur ce réseau enregistrent aussi les fluctuations de pression à plus basses fréquences. L'objectif de ce papier est de démontrer la précision des mesures de pression du SSI dans la bande des ondes de gravité dont la période s'étend généralement de quelques minutes à vingt-quatre heures. Un exemple est présenté avec la caractérisation des fluctuations de pression produites au niveau du sol par les marées atmosphériques. Cette étude ouvre la voie à l'analyse des ondes de gravité à partir des données du SSI qui constitue une source unique et précise de mesure de pression.

Cet article a été accepté au *Geophysical Research Letters* en 2010. Dans la suite de la thèse, il est désigné sous la forme Marty *et al.* (2010b) ou encore M2010b.

# Using the International Monitoring System infrasound network to study gravity waves

J. Marty,[1] D. Ponceau,[2] F. Dalaudier[3]

The infrasound network of the International Monitoring System (IMS) has been designed for the detection of atmospheric pressure fluctuations produced in the [0.02 Hz - 4 Hz] frequency range. However, the majority of the measuring chains used in this network also record pressure fluctuations at lower frequencies. The objective of this paper is to demonstrate the accuracy of IMS pressure measurements in the gravity wave band, whose period usually ranges from a few minutes to 24 hours. Application examples such as the monitoring of worldwide gravity wave time-spectra and the characterization of surface pressure fluctuations produced by atmospheric tides are presented. This study opens the way to the analysis of gravity waves using IMS data, which constitute a unique and accurate set of pressure measurements.

## 1. Introduction

The worldwide infrasound network of the IMS for the verification of the Comprehensive Nuclear-Test-Ban Treaty has been designed for the detection and the localization of atmospheric nuclear explosions. It consists of sixty stations, among which forty-two are already operationally certified and continuously transmit data to the International Data Center in Vienna, Austria. These stations are mini-arrays of infrasound sensors, which measure micropressure changes produced at ground level by infrasonic wave propagation. Apart from monitoring nuclear activity, this network has shown a good ability to monitor natural and man-made phenomena [e.g., Le Pichon et al., 2002; Evers et al., 2007]. It has also been used to improve wind models through the analysis of infrasounds produced by identified sources [e.g., Le Pichon et al., 2005].

The majority of the operational IMS infrasound stations (thirty-nine out of forty-two) use absolute pressure sensors that measure pressure fluctuations with frequencies ranging from DC to tens of Hertz. This frequency range encompasses the entire domain of infrasounds as well as that of gravity waves (GWs). Consequently, Blanc et al. [2010] proposed that the IMS infrasound network could be used to study the atmospheric dynamics through the detection of large scale GWs. For several decades, microbarograph arrays have been used to observe GWs produced in the stable planetary layer [Rees et al., 2000], mesoscale GWs [Hauf et al., 1996] or GWs generated by thunderstorms [Balachandran, 1980] or solar eclipses [Farges et al., 2003]. However, these arrays were set up for local studies, often for short periods of time. The pressure measurements continuously recorded by the worldwide IMS infrasound network therefore constitute a unique set of data that could really improve our knowledge on GW sources, propagation and reflection at the ground.

Since the IMS infrasound network has been designed for infrasound detection, its use for studying GWs requires a careful assessment of its accuracy. The main sources of error at low frequencies are the self-noise, the transfer function uncertainties and the thermal susceptibility of the measuring chain. Within this letter, we demonstrate that the error produced by each of these sources does not significantly affect the pressure measurements in the GW range. We then discuss the strong similarity between the ground pressure time-spectra observed in the GW range all over the Earth's surface and study the surface pressure fluctuations produced by atmospheric tides. To conclude, we suggest significant GW studies that could be carried out using IMS pressure measurements.

## 2. Validity of Pressure Measurements at Low Frequencies

Each IMS infrasound stations consists of a mini-array of independent measuring chains, which record pressure changes produced in the [0.02 Hz - 4 Hz] frequency range with 20 Hz sampling frequency. The two main components of an infrasound measuring chain are a low noise pressure sensor and a large dynamic range acquisition unit. The majority of the IMS infrasound measuring chains uses absolute pressure sensors (MB2000 or MB2005 microbarometers) [CEA/DASE, 1998] and 24-bits data acquisition units (Aubrac) [CEA/DASE, 2008], both manufactured by Martec. This study will therefore focus on IMS infrasound stations using this type of measuring chains but can be adapted to the other types of IMS measuring chains by taking into account their own properties.

### 2.1. Self-noise

Following the techniques presented by Holcomb [1989] and Sleeman et al. [2006], we evaluated the self-noise of the measuring chains. For several weeks, three measuring chains were acoustically connected to create a unique airtight cavity. They were installed in a thermally regulated laboratory to minimize temperature effects. An estimation of their self-noise low frequency spectrum is displayed in Figure 1a.

To compare this self-noise with atmospheric pressure fluctuations at ground level, we computed the power spectral density (PSD) of the pressure fluctuations recorded at the I21FR station on twelve-day time intervals during the entire year 2006. The computations were performed on pressure signals digitally corrected from filter effects as will be discussed in section 2.2. In Figure 1a, we can see that the signal-to-noise ratio (SNR) between the lowest atmospheric pressure fluctuations and the measuring chain self-noise exceeds 30 dB in the entire GW range. This demonstrates that pressure fluctuations recorded in the GW frequency

[1]CEA, DAM, DIF, F-91297 Arpajon, France.
[2]CGGVeritas, Massy, France.
[3]CNRS/INSU, LATMOS/IPSL, Université Versailles St Quentin and UPMC-Paris 6, France.

Copyright 2010 by the American Geophysical Union.
0094-8276/10/$5.00

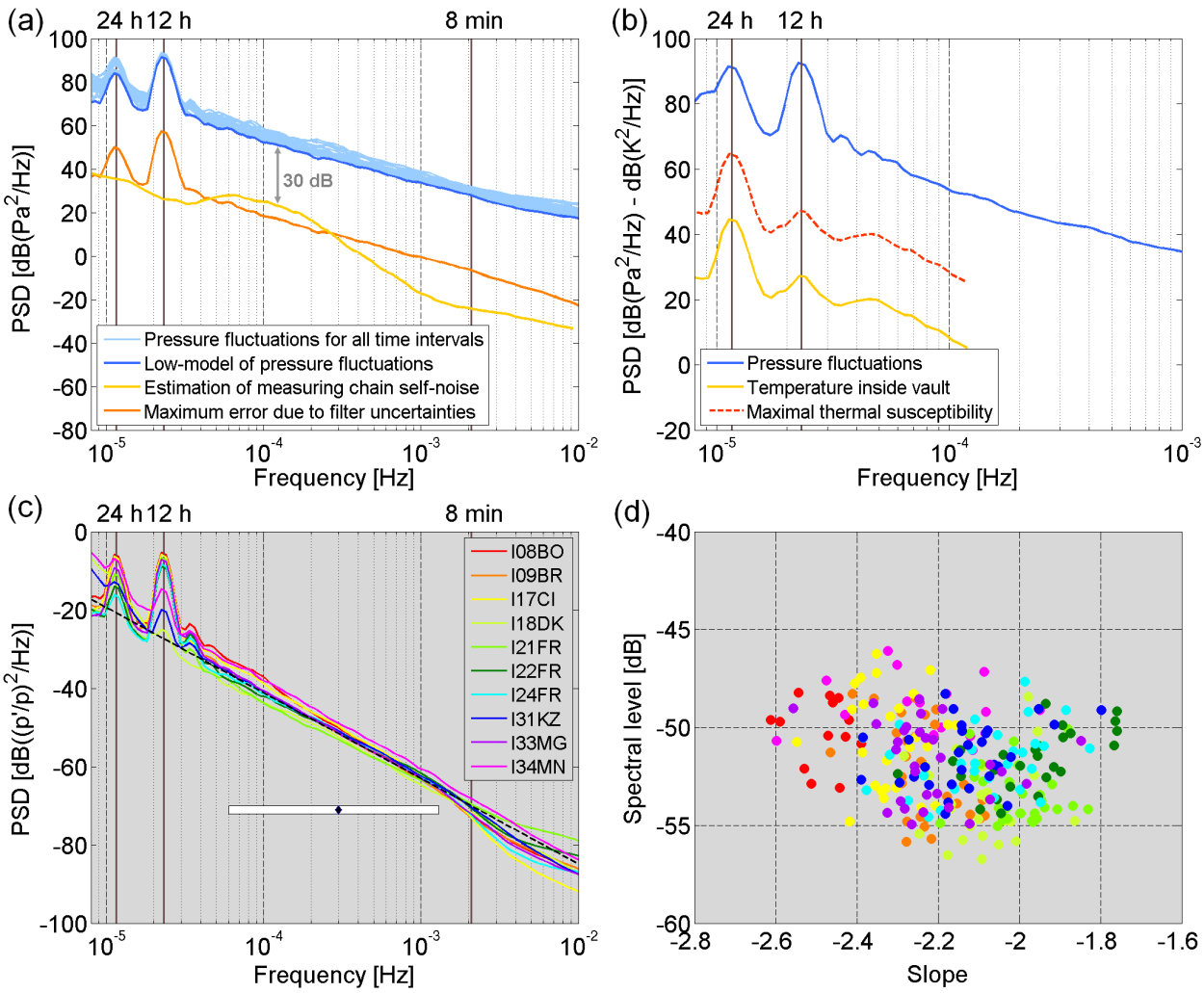



**Figure 1.** (a) PSDs of the pressure fluctuations recorded at the central site of the I21FR station for all twelve-day time intervals in 2006 (light blue, minimum in dark blue), PSD of the measuring chain self-noise (yellow) and PSD of the maximum error resulting from the filter uncertainties (orange). (b) PSD of pressure fluctuations recorded by the central microbarometer of the I21FR station on a twelve-day time interval (blue), PSD of the temperature inside the vault (green) and PSD of the fluctuations that would be produced by a sensor with maximum thermal susceptibility (red). (c) Averaged PSDs computed for ten IMS stations in 2006 and estimation of the average spectral level (black dotted). The white bar shows the fitting domain. The station geographical distribution is plotted in Figure 2c. (d) Slopes and spectral levels (at $3.10^{-4}$ Hz) estimated on twelve-day time intervals in 2006.

range are not significantly affected by the measuring chain self-noise.

### 2.2. Transfer Function

Atmospheric pressure fluctuations produced by infrasonic wave propagation are several orders of magnitude smaller than those produced by GWs or meteorological processes. To improve data acquisition and processing, the IMS infrasound sensors are designed to work as high gain bandpass filters. This filtering can be acoustic or electronic [Ponceau and Bosca, 2010]. The Martec microbarometers use very stable and accurate analog electronic bandpass filters adjusted in laboratory. As their low cut-off frequency is set at $9.8\ 10^{-3}$ Hz (specification 0.01 Hz), the entire GW frequency range is attenuated by the filter.

We evaluated the uncertainties of this low cut-off frequency using data from field experiments. It was found that the maximum error produced by the variations of this low cut-off frequency was at least 34 dB lower than the pressure PSD (Figure 1a). This demonstrates that the IMS pressure measurements can be accurately corrected a posteriori from filtering effects.

### 2.3. Thermal Susceptibility

Another source of error at low frequencies is the thermal susceptibility of the measuring chains. Martec microbarometers are composed of an aneroid capsule, which is deflected under pressure changes. The capsule deflection is measured with a low noise displacement transducer [Ponceau and Bosca, 2010]. Temperature changes can affect both the transducer and the distance between the transducer and the aneroid capsule. The components of the displacement transducer are chosen for their low susceptibility to temperature. The bond between the aneroid capsule and the displacement transducer is manufactured from two materials whose lengths are adjusted in order to minimize tempera-

ture effects. This results in microbarometers with a thermal susceptibility lower than 10 Pa.K$^{-1}$ [CEA/DASE, 1998].

To estimate the influence of sensor thermal susceptibility on pressure signals, we computed the PSD of the pressure fluctuations recorded at the central site of the I21FR station on an arbitrary twelve-day time interval. We then calculated the PSD of the temperature fluctuations recorded inside the vault by the acquisition unit (Figure 1b). Since the maximum thermal susceptibility of microbarometers is 10 Pa.K$^{-1}$, the PSD of the error produced by a sensor with the maximum thermal susceptibility is 20 dB above the PSD of temperature fluctuations. As can be seen in Figure 1b, this PSD is at least 25 dB below the average atmospheric pressure fluctuations. This demonstrates that the sensor thermal susceptibility do not significantly affect the pressure signal. Note that we cannot determine the PSD of temperature fluctuations with periods shorter than two hours because the temperature recorded by the acquisition unit is stored with a one-hour sampling period. However, since vaults are well thermally insulated, temperature fluctuations inside sensor measurement cavity will be filtered out all the more as the frequency increases. It follows that the influence of sensor thermal susceptibility on pressure signals will become increasingly negligible for periods shorter than two hours.

## 3. Gravity Wave Spectra

A large number of theoretical and experimental studies have analyzed GW spectra in the middle and the upper atmosphere [Fritts and Alexander, 2003]. However, spectra based on ground pressure data and encompassing the entire GW frequency range are rare [e.g., Herron et al., 1969]. We therefore computed the PSD of the relative pressure fluctuations (on twelve-day time intervals) recorded in 2006 by ten IMS stations: I08BO (Bolivia), I09BR (Brazil), I17CI (Côte d'Ivoire), I18DK (Greenland), I21FR (Marquesas Islands), I22FR (New Caledonia), I24FR (Tahiti), I31KZ (Kazakhstan), I33MG (Madagascar) and I34MN (Mongolia). The stations were selected according to their geographical location and data availability. The averaged PSDs at each frequency are plotted in Figure 1c.

Note that it is generally assumed that the GW frequency band ranges from a few minutes to 24 h. This results from the linear theory, which stipulates that the GW intrinsic frequency is bounded between the buoyancy and the Coriolis frequencies [Fritts and Alexander, 2003]. However, the buoyancy frequency depends on atmospheric temperature profiles and the Coriolis frequency vanishes at the equator. Moreover, microbarograph networks are fixed in the terrestrial reference frame and records the apparent frequency of the waves. Gravity wave spectra can therefore be distorted through Doppler effects [Fritts and VanZandt, 1987] and the vertical lines plotted at 8 min and 24 h are indications but not precise limits of the GW frequency range.

Despites the possible Doppler distortions and the fact that stations are installed at different geographical locations and altitudes, we can observe that all PSD nearly collapse on the same line (black dotted) whose slope is about $-2.2$ in the GW frequency range. It is the first time, to our knowledge, that this expected result, globally related to saturation processes [Fritts and Alexander, 2003], is observed on such a worldwide scale at the ground. It indeed seems that an averaged universal GW spectrum could be established for the ground surface. Such an empirical model could be used to improve GW parameterization in global meteorological models. The only clear differences that can be observed between the averaged PSDs are at subharmonic periods of a solar day and at periods shorter than the buoyancy period. The first ones are produced by atmospheric tides and will be discussed in section 4 whereas the other ones are related to atmospheric turbulence in the infrasound frequency range.

To evaluate the variability of slopes and spectral levels, we fitted all the PSDs calculated on twelve-day time intervals to straight lines on logarithmic scales. The results presented in Figure 1d show slopes ranging from $-2.61$ to $-1.76$ and spectral levels at $3.10^{-4}$ Hz from $-57$ dB to $-46$ dB. We can observe that the slope range slightly vary with the station position. These results are in agreement with Herron et al. [1969] who estimated monthly-averaged spectra with slopes ranging from $-1$ to $-2.5$ and a spectral level variability lower than 10 dB with a local network of microbarographs.

## 4. Atmospheric Tides

In section 2.3, we have seen that the influence of sensor thermal susceptibility was the highest at diurnal and semidiurnal periods. At these two periods, the SNR is approximately the ratio between the amplitude of pressure fluctuations produced by atmospheric tides and the amplitude of the spurious fluctuations produced by diurnal temperature fluctuation harmonics. It therefore depends on the station geographical location and the period of the year and needs to be evaluated for each IMS station. Atmospheric tides are internal GWs produced by the periodic solar heating of the atmosphere combined with the upward eddy convection of heat from the ground. Their frequencies are harmonics of a solar day with primarily diurnal and semidiurnal periods. Their impact on atmospheric circulation is important as they cause regular oscillations in atmospheric wind, temperature, and pressure fields up to the mesosphere. The surface pressure oscillations produced by atmospheric tides are often noted $S_n^s$ with $n$ being the solar day period harmonic and $s$ being the tide wavenumber [e.g., Haurwitz and Cowley, 1973]. Since IMS stations are fixed in the terrestrial reference frame, they cannot detect the non-propagating components $S_n^0$.

We analyzed the data recorded in 2006 and 2007 by the ten IMS stations described in section 3. To characterize the monthly-averaged diurnal and semidiurnal pressure oscillations produced at these ten stations, we began by applying the superimposed epoch method [Panofsky and Brier, 1958] on a diurnal time interval. From the resulting signal, we selected the diurnal and semidiurnal spectral complex components. These two components respectively corresponds to $S_1$ and $S_2$'s complex amplitudes.

The Figure 2a presents the amplitude of $S_1$ and $S_2$ (on a logarithmic scale) recorded by the four microbarographs of the I21FR station during 2006 and 2007. The standard deviation between the tide amplitudes recorded by the four measuring chains is also displayed. The corresponding relative standard deviation (RSD) is less than 2.2% for $S_1$ and 0.7% for $S_2$, which confirms the good SNR evaluated in section 2 for the I21FR station. The RSD was calculated monthly for the ten listed IMS stations in 2006 and 2007. It never exceed 10% except for the I18DK (Greenland), for which $S_1$'s RSD reached 33% (Figure 2b). This can be related to the weakness of the atmospheric tide amplitude in polar regions. It shows that sensor thermal susceptibility can potentially affect the pressure signal at diurnal period.

In Figures 2a and 2b, we can see that the variability of $S_2$'s amplitude is globally the same in 2006 and 2007, whereas no tendency appears for $S_1$'s amplitude. This might be due to the fact that $S_2$ is essentially produced by the radiative heating of the stratospheric ozone while $S_1$ is mainly

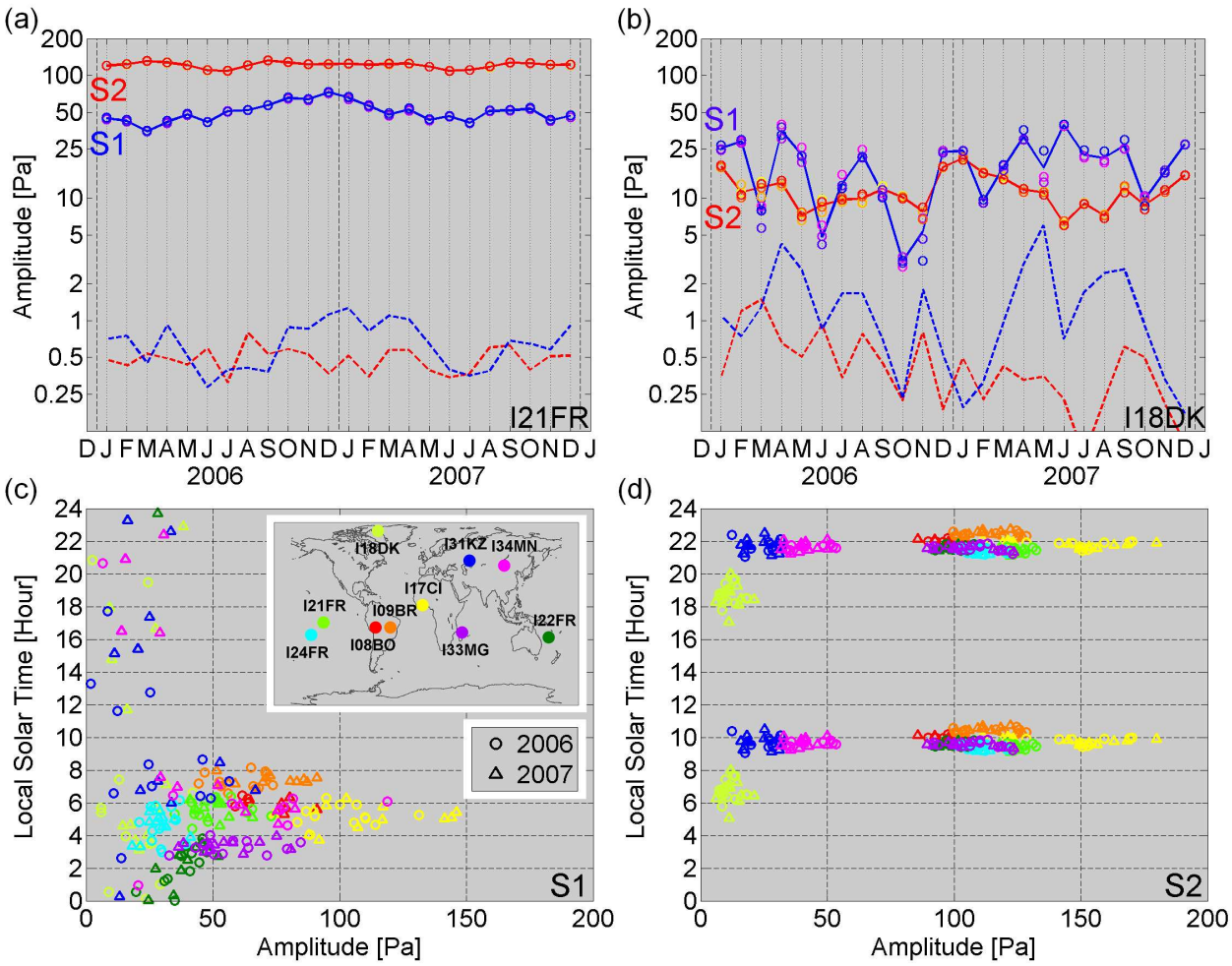



**Figure 2.** (a-b) Absolute amplitude of $S_1$ (purple-blue circles) and $S_2$ (yellow-red circles) recorded by the four sensors of the I21FR and I18DK stations in 2006 and 2007. The mean and the standard deviation are respectively repesented by the solid and dashed curves. (c-d) Complex amplitudes of $S_1$ and $S_2$ recorded at ten IMS stations in 2006 (circles) and 2007 (triangles).

produced by the radiative heating of tropospheric water vapor and the ground [Chapman and Lindzen, 1970]. $S_2$'s amplitude is therefore much more homogeneously distributed and stable from year to year than $S_1$'s. The Figure 2c and 2d respectively presents the complex amplitudes of $S_1$ and $S_2$ recorded at ten IMS stations in 2006 and 2007. To easily compare the pressure oscillations recorded at the different stations, the phases of the complex amplitudes were converted from coordinated universal time (UTC) to local solar time (LST). They represent the time of the pressure maximum.

In Figure 2d we can see that the amplitude and the phase of $S_2$ are very stable throughout the year and from year to year. $S_2$ mainly peaks between 0900 and 1030 LST (and between 2100 and 2230 LST) except for the North Greenland station, where peaks occur between 0500 and 0800 (and between 1700 and 2000 LST). $S_2$'s amplitude decreases poleward with an average amplitude of 90-130 Pa for tropical stations. These results are in full agreement with previous global scale observations [e.g., Dai and Wang, 1999, Figures 8 and 10]. The Côte d'Ivoire station is the only station for which $S_2$'s amplitude is significantly larger than the average amplitudes obtained by Dai and Wang [1999]. This difference may be explained by the fact that we only processed two years of data whereas Dai and Wang [1999] presented values averaged over 20 years.

In Figure 2c, we can see that $S_1$'s distribution is much broader than $S_2$'s with a significant amplitude and phase variability for continental stations. $S_1$'s phase instability might be due to meteorological processes that produce pressure fluctuations with similar amplitudes when $S_1$'s amplitude is weak. $S_1$ generally peaks between 0300 and 0800 LST. This is in agreement with Trenberth [1977] and Kong [1995] which found peak times respectively around 0500-0600 over New Zealand and 0400-0840 LST over Australia. Dai and Wang [1999] obtained peak times around 0600-0800 for tropical regions, which is a little bit later than our average peak time. They however mentioned that $S_1$'s phase considerably varied on small scales and from year to year; a phenomenon also pointed out by Trenberth [1977] and Kong [1995].

## 5. Conclusion and Prospects

In this letter, we demonstrated that the pressure fluctuations recorded by most IMS infrasound stations could be used to study GWs. We showed that one of the main sources of error at low frequencies was related to sensor thermal

susceptibility and that its influence at the diurnal period needed to be evaluated for each IMS station. Since IMS stations are regularly calibrated and record pressure fluctuations all over the Earth's surface, they provide an accurate and reliable stream of data useable to study the entire GW band on a worldwide scale. We thus investigated the atmospheric background fluctuations produced at ten IMS stations and showed a striking similarity between all the GW spectra despite the station broad geographical distribution. We therefore suggested that IMS data could be used to compute empirical models for atmospheric pressure fluctuations and improve GW parameterization in meteorological models.

We also studied the diurnal and semidiurnal surface pressure oscillations produced by atmospheric tides and found results in good agreement with previous models and observations. Due to their accuracy and high temporal resolution, IMS data could be integrated in current empirical models and allow to study higher tide harmonics (unlike previous studies which were often limited to the two first harmonics [e.g., Haurwitz and Cowley, 1973; Dai and Wang, 1999]). Although within this letter we presented an example of planetary wave detection, we would like to point out that the IMS pressure measurements can also be used to study mesoscale GWs. The geometry of the measuring chains within each IMS station is indeed well-adapted for the characterization of such waves and is similar to that used by previous measurement campaigns [e.g., Hauf et al., 1996; Rees et al., 2000]. Since the first IMS infrasound stations were installed almost ten years ago with now more than forty stations being operational, the analysis of IMS data in the GW range could therefore improve our knowledge of GW sources, propagation, reflection and saturation processes. Finally, we would like to mention that the detection of pressure fluctuations produced by semidiurnal tides can be an excellent means to monitor the performance of IMS stations, since semidiurnal pressure oscillations are accurately detected all over the Earth's surface on a daily basis.

**Acknowledgments.** The authors would like to thank C. Haynes for his useful comments.

## References

Balachandran, N. K., 1980: Gravity waves from thunderstorms. *Mon. Weath. Rev.*, **108**, 804.

Blanc, E., Pichon, A. L., Ceranna, L., Farges, T., Marty, J., and Herry, P., 2010: *Infrasound Monitoring for Atmospheric Studies*, chap. Global Scale Monitoring of Acoustic and Gravity Waves for the Study of the Atmospheric Dynamics, 647–664. Springer.

CEA/DASE, 1998: *Microbarometer MB2000 Technical Manual.*

CEA/DASE, 2008: *Authenticated Alpilles Technical Manual.*

Chapman, S., and Lindzen, R. S., 1970: *Atmospheric Tides*. D. Reidel, 200 pp.

Dai, A., and Wang, J., 1999: Diurnal and semidiurnal tides in global surface pressure fields. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 3874–3891.

Evers, L., Ceranna, L., Haak, H., Pichon, A. L., and Whitaker, R., 2007: A seismoacoustic analysis of the gas-pipeline explosion near Ghislenghien in Belgium. *Bulletin of the Seismological Society of America*, **97**, 417–425.

Farges, T., Le Pichon, A., Blanc, E., Perez, S., and Alcoverro, B., 2003: Response of the lower atmosphere and the ionosphere to the eclipse of August 11, 1999. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, **65**, 717–726.

Fritts, D. C., and Alexander, M. J., 2003: Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere. *Rev. Geophys.*, **41**, 1003.

Fritts, D. C., and VanZandt, T. E., 1987: Effects of Doppler shifting on the frequency spectra of atmospheric gravity waves. *J. Geophys. Res.*, **92**, 9723–9732.

Hauf, T., Finke, U., Neisser, J., Gull, G., and Stangenberg, J. G., 1996: A ground-based network for atmospheric pressure fluctuations. *J. Atmos. Oce. Tech.*, **13**, 1001–1023.

Haurwitz, B., and Cowley, D., 1973: The diurnal and semidiurnal barometric oscillations, global distribution and annual variation. *Pure Appl. Geophys.*, **102**, 193–222.

Herron, T. J., Tolstoy, I., and Kraft, D. W., 1969: Atmospheric pressure background fluctuations in mesoscale range. *J. Geophys. Res.*, **74**, 1321–1329.

Holcomb, L. G., 1989: A direct method for calculating instrument noise levels in side-by-side seismometer evaluations. *U.S. Geol. Surv. Open-File Rept.*, 89–214.

Kong, C.-W., 1995: Diurnal pressure variations over continental Australia. *Aust. Meteor. Mag.*, **44**, 165–175.

Le Pichon, A., Blanc, E., and Drob, D., 2005: Probing high-altitude winds using infrasound. *J. Geophys. Res.*, **110**, D20104.

Le Pichon, A., Guérin, J. M., Blanc, E., and Reymond, D., 2002: Trail in the atmosphere of the 29 December 2000 meteor as recorded in Tahiti: Characteristics and trajectory reconstitution. *J. Geophys. Res.*, **107(D23)**, 4709.

Panofsky, H. A., and Brier, G. W., 1958: *Some Applications of Statistics to Meteorology*. Penn. State University, University Park, Pennsylvania.

Ponceau, D., and Bosca, L., 2010: *Infrasound Monitoring for Atmospheric Studies*, chap. Specifications of Low-Noise Broadband Microbarometers, 119–140. Springer.

Rees, J. M., Denholm-Price, J. C. W., King, J. C., and Anderson, P. S., 2000: A climatological study of internal gravity waves in the atmospheric boundary layer overlying the brunt ice shelf, Antarctica. *J. Atmos. Sci.*, **57**, 511–526.

Sleeman, R., van Wettum, A., and Trampert, J., 2006: Three-channel correlation analysis: A new technique to measure instrumental noise of digitizers and seismic sensors. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, **96**, 258–271.

Trenberth, K. E., 1977: Surface atmospheric tides in New Zealand. *New Zealand J. Sci.*, **20**, 339–356.

J. Marty, CEA, DAM, DIF, F-91297 Arpajon, France. (julien.marty@cea.fr)

D. Ponceau, CGGVeritas, Massy, France.

F. Dalaudier, CNRS/INSU, LATMOS/IPSL, Université Versailles St Quentin and UPMC-Paris 6, France.

## Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons cherché à quantifier le comportement basse-fréquence des chaînes de mesure infrasons du SSI et à étudier la précision de la mesure de pression fournie dans la bande de fréquence des ondes de gravité. Pour ce faire, nous avons analysé le fonctionnement du MB2000, le capteur infrason majoritairement utilisé sur le réseau infrason du SSI. Nous avons identifié trois sources d'erreur principales en basse-fréquence : le bruit propre de la chaîne de mesure, les incertitudes sur la fonction de transfert des filtres et la susceptibilité thermique des microbaromètres. Dans le but de quantifier l'importance de ces différentes sources d'erreur, nous avons saisi l'opportunité de la campagne de mesure Mongolie 2008 pour instrumenter les chaînes de mesure infrasons et obtenir des informations sur la fonction de transfert et la susceptibilité thermique des microbaromètres. Nous avons également effectué des mesures en laboratoire pour estimer la susceptibilité thermique des microbaromètres utilisés lors de la campagne de mesure Mongolie 2008 et évaluer le bruit propre des microbaromètres et des unités d'acquisition. L'ensemble de ces données nous a permis de démontrer que la mesure de pression fournie par les chaînes de mesure infrasons utilisées lors de la campagne de mesure Mongolie 2008 n'était pas significativement affectée par les différentes sources d'erreur citées précédemment, si ce n'est à la période diurne. Nous avons montré qu'à cette période les fluctuations produites par la susceptibilité thermique des capteurs pouvaient en effet être du même ordre de grandeur que les fluctuations de pression atmosphérique (essentiellement produites par les marées atmosphériques). Néanmoins cette erreur a pu être corrigée de manière très satisfaisante (et ramenée au même niveau que les autres sources d'erreur) en utilisant l'enregistrement de température à l'intérieur de la cavité de mesure des microbaromètres et la valeur de la susceptibilité thermique de ces capteurs (mesurée en laboratoire).

Nous nous sommes ensuite intéressés aux données de pression du SSI dans le but de démontrer la validité de ces mesures dans la bande de fréquence des ondes de gravité. Les chaînes de mesure infrasons du SSI étant similaires à celles utilisées lors de la campagne de mesure Mongolie 2008, nous avons repris la même méthode de validation de la mesure de pression. Nous avons montré que le bruit propre des chaînes de mesure ainsi que les incertitudes sur la fonction de transfert des capteurs n'affectaient pas significativement la mesure de pression. Nous avons ensuite remarqué que l'influence de la susceptibilité thermique sur la mesure de pression était plus faible dans le cas des stations du SSI que dans le cas des stations de la campagne de mesure Mongolie 2008 du fait d'une meilleure isolation thermique. Nous avons vu que l'importance de cette source d'erreur devait néanmoins être évaluée pour chaque station à la période diurne car elle pouvait, dans certains cas, affecter la mesure de pression sous l'effet combiné de fortes variations de température et d'une oscillation diurne de pression faible. Sur les dix stations étudiées, nous

avons montré que seules les données de pression enregistrées à la période diurne par la station installée au Nord du Groenland pouvaient être affectées de manière significative (erreur pouvant atteindre 18 %) à certaines périodes de l'année.

En conclusion, nous avons démontré que les données de pression du SSI peuvent parfaitement être exploitées dans toute la bande de fréquence des ondes de gravité si ce n'est à la période diurne pour certaines stations. Cette nouvelle utilisation des données de pression du SSI a nécessité une étude originale basée sur de nombreuses expériences en laboratoire et une campagne de mesure temporaire. Elle ouvre la voie à l'étude et l'observation continue des ondes de gravité à partir des mesures de pression du SSI qui constituent un jeu unique de données de pression. Les premières stations infrasons ont en effet été installées il y a presque dix ans maintenant et plus de quarante d'entre elles sont déjà opérationnelles. Ces stations sont régulièrement calibrées et enregistrent des fluctuations de pression tout autour de la Terre. Les données de pression du SSI constituent donc un flux continu et précis de données qui peut être utilisé pour étudier l'ensemble de la bande de fréquence des ondes de gravité. Ces données peuvent permettre, par exemple, de calculer des modèles empiriques de fluctuations de pression produites dans la bande de gravité. Elles peuvent aussi être utilisées pour améliorer nos connaissances sur la propagation et la réflexion au niveau du sol des ondes de gravité de moyenne échelle. Enfin nous avons remarqué que l'excellent rapport signal à bruit à la période semi-diurne constitue un excellent moyen de vérifier la précision de la mesure de pression et donc d'évaluer la performance des stations infrasons du SSI. Ceci constitue un élément important puisque la division responsable du SSI à l'OTICE est en train de rechercher des moyens d'évaluer en continu et de manière automatique la performance de l'ensemble des stations de son réseau. Notons pour finir, qu'à titre de validation géophysique mais aussi d'exemple, nous avons caractérisé l'amplitude et la phase des oscillations diurnes et semi-diurnes produites par les marées atmosphériques. Les résultats sont en bon accord avec les observations précédentes. Ils seront discutés un peu plus en détail dans le chapitre 4 lorsque nous présenterons des études de cas d'ondes de gravité détectées par les stations de la mission Mongolie 2008 et les stations infrasons du SSI.

# Observation d'ondes de gravité et identification des sources 4

Sommaire

4.1 Bande de fréquence des ondes de gravité . . . . . 159
4.1.1 Analyse spectrale . . . . . 159
4.1.2 Marées atmosphériques . . . . . 163
4.1.3 Analyse temps-fréquence . . . . . 169
4.2 Ondes générées par le passage de l'éclipse du 1er août 2008 . 175
4.2.1 Caractéristiques de l'éclipse du 1er août 2008 . . . . . 175
4.2.2 Article : Surface pressure fluctuations produced by the total solar eclipse of 1 August 2008 . . . . . 176

Dans le chapitre précédent, nous avons démontré la validité de la mesure de pression enregistrée par les stations de la campagne de mesure Mongolie 2008 et les stations infrasons du SSI. Nous pouvons donc maintenant analyser ces données de pression dans toute la bande de fréquence des ondes de gravité. Ces données, et notamment celles du SSI, sont extrêmement riches, puisque elles représentent plusieurs années de mesure de pression atmosphérique au niveau du sol en différents points de la surface du globe. Il est donc facile d'imaginer les nombreuses études statistiques et études de cas qui peuvent être menées sur les ondes de gravité et leurs sources. Dans le cadre de la thèse, mais non présenté dans ce manuscrit, j'ai d'ailleurs participé à des études sur les ondes de gravité observées par la station I27DE installée en Antarctique (Blanc *et al.* 2010b) et les ondes de gravité produites par les systèmes orageux en Europe (Blanc *et al.* 2010a).

L'objectif de ce chapitre n'est cependant pas de présenter de telles études, mais plutôt de discuter des études possibles à partir des données de pression du SSI et de mettre en avant une étude de cas dans laquelle nous utilisons le modèle présenté dans le chapitre 2 pour interpréter les fluctuations de pression observées. Dans la première partie, nous commencerons par une étude générale sur les spectres d'ondes de gravité calculés en différentes stations du SSI. Nous verrons que quelle que soit la situation géographique des stations, les spectres sont étonnamment similaires excepté dans la bande de fréquence des marées atmosphériques. Nous étudierons alors les oscillations de pression diurnes et semi-diurnes produites par les marées atmosphériques et montrerons que les données du SSI peuvent permettre d'améliorer et d'étendre les modèles empiriques existants. Nous présenterons ensuite une analyse temps-fréquence générale des ondes de gravité détectées durant la campagne de mesure Mongolie 2008, puis nous nous concentrerons sur l'étude des caractéristiques de trois paquets d'ondes de gravité.

Dans une deuxième partie, nous nous intéresserons aux ondes de gravité produites par le passage de l'éclipse du 1er août 2008. Nous commencerons par utiliser le modèle présenté dans le chapitre 2 pour estimer les fluctuations de pression attendues au niveau du sol à la position des stations de la campagne de mesure Mongolie 2008. Deux signaux seront estimés, l'un correspondant à un refroidissement stratosphérique et l'autre correspondant à un refroidissement troposphérique (cf. partie 2.3). Nous verrons que ces deux signaux se situent dans une bande de fréquence très perturbées par les marées atmosphériques et les processus météorologiques. Les fluctuations de pression produites par ces perturbations d'échelle synoptique seront donc caractérisées et ôtées du signal. Une fois ces corrections appliquées, nous verrons qu'il apparaît deux ondes basse-fréquence juste après le passage de l'éclipse sur les données de toutes les stations de la campagne de mesure Mongolie 2008. La fréquence et l'amplitude de ces deux ondes sont proches de celles estimées avec notre modèle pour les sources stratosphérique et troposphérique. De plus, des fluctuations de pression similaires seront mises en avant sur la plupart des stations

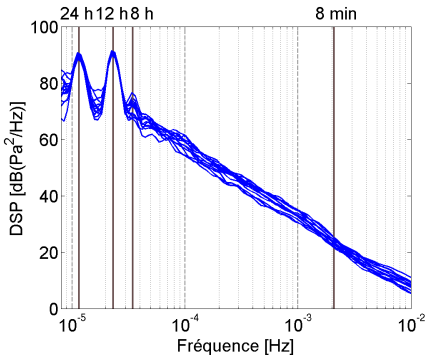
du SSI proches de la bande de totalité de l'éclipse. Ceci suggère donc fortement que ces ondes ont été produites par le passage de l'éclipse. Cette étude de cas est unique, puisque c'est la première fois à notre connaissance, que des ondes avec des caractéristiques correspondantes au refroidissement global de la stratosphère et de la troposphère sont mises en évidence au niveau du sol.

## 4.1 Bande de fréquence des ondes de gravité

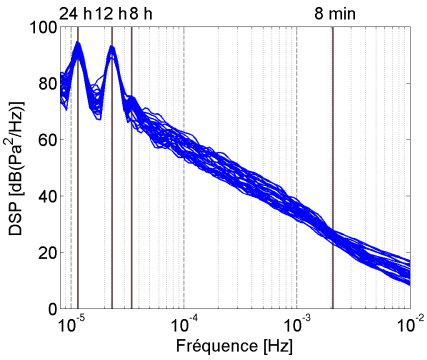
### 4.1.1 Analyse spectrale

Bien que des paquets d'ondes de gravité soient parfois détectés de manière cohérente à l'échelle d'un mini-réseau de microbarographes (e.g. Balachandran 1980, Hauf *et al.* 1996, Rees *et al.* 2000, Farges *et al.* 2003), les fluctuations de pression enregistrées dans la bande de fréquence des ondes de gravité donnent le plus souvent l'impression d'être aléatoires. Il est donc intéressant d'analyser les paquets d'ondes détectés de manière cohérente à l'échelle d'un mini-réseau de microbarographes en essayant d'identifier leurs sources mais aussi de mener des études statistiques sur, par exemple, les spectres d'ondes de gravité et leur évolution. Que cette évolution soit spatiale ou temporelle, il est difficile de savoir si elle est due à la variabilité des sources d'ondes de gravité ou est la conséquence d'une dynamique complexe incluant dispersion, réflexion et déferlement d'ondes (Staquet et Sommeria 2002). Il est probable qu'il faille prendre en compte tous ces effets. Une région donnée de la stratosphère reçoit par exemple les ondes émises par les nombreuses sources situées sur des milliers de kilomètres carrés proche de la surface. L'influence de toutes ces sources se superpose donc avec toutes les possibilités de dispersion, d'interaction et de déferlement le long du trajet de propagation des ondes. Bien que les ondes se propagent plutôt vers le haut (du fait que la plupart des sources est situé proche de la surface), une partie significative de leur énergie est réfléchie vers le bas (Barat et Cot 1992). Il est alors encore plus difficile d'identifier la source de ces fluctuations de pression lorsqu'elles sont détectées au niveau du sol, d'autant que leur amplitude décroît exponentiellement en redescendant vers le sol. Certaines sources, comme les courants-jets (Herron et Tolstoy 1969), peuvent émettre directement des ondes vers le bas, mais encore une fois l'amplitude de ces ondes sera faible lorsque celles-ci atteindront le sol.

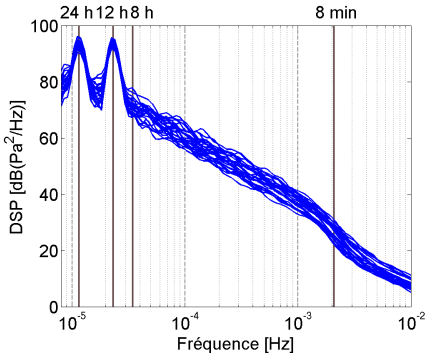
De nombreuses études aussi bien théoriques qu'expérimentales ont été menées sur les spectres d'ondes de gravité (e.g. VanZandt 1982, Balsley et Carter 1982, Nakamura *et al.* 1993). Ces spectres ont été le plus souvent calculés dans la moyenne et haute atmosphère et il est difficile de trouver des spectres de pression d'ondes de gravité au niveau du sol dans la littérature (e.g. Herron et Tolstoy 1969). Ceci est dû au fait que l'observation d'ondes de gravité à partir de microbarographes est anecdotique en comparaison des autres techniques d'observation (satellites, lidars, radars, etc.) et aussi au fait qu'il peut être difficile d'interpréter des spectres au niveau du sol à cause des effets de réflexion. Notons qu'il est encore plus rare de trouver des spectres couvrant la totalité de la bande de fréquence des ondes de gravité car il existe peu de capteurs de pression capables de fournir une mesure de pression précise sur l'ensemble de cette bande de fréquence. Les données du SSI constituent donc une réelle opportunité d'étudier des spectres d'ondes de gravité au niveau du sol.



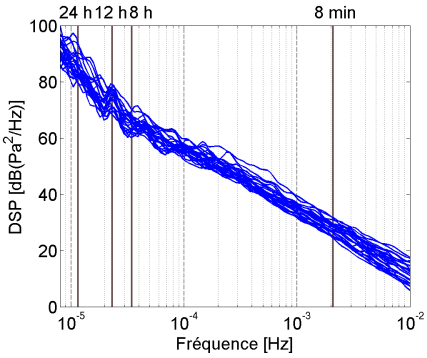

(a) I08BO, Bolivie



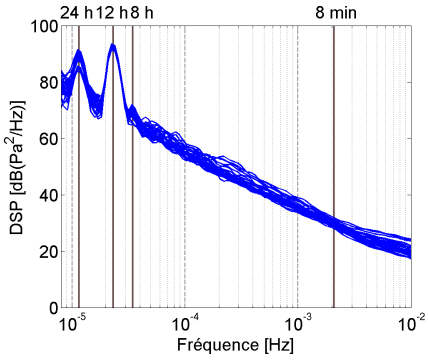

(b) I09BR, Brésil



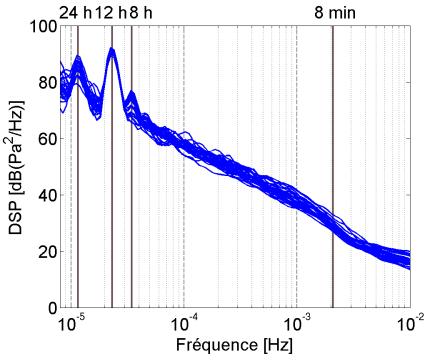

(c) I17CI, Côte d'Ivoire




(d) I18DK, Nord Groenland



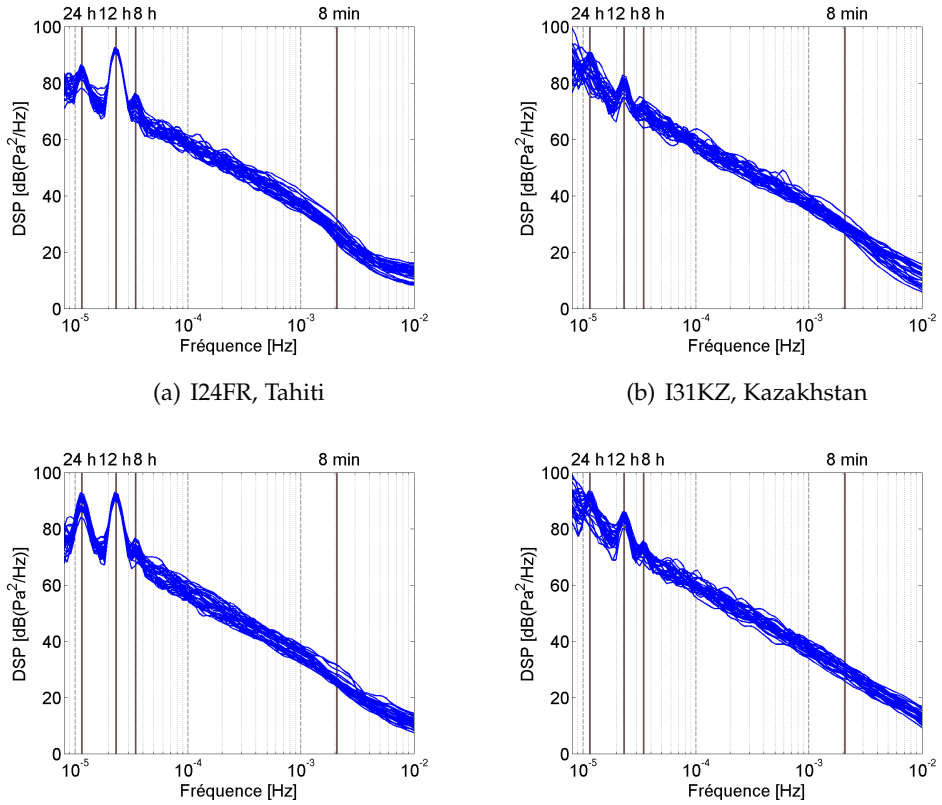

(e) I21FR, Îles Marquises




(f) I22FR, Nouvelle-Calédonie

FIGURE 4.1 – *DSP en pression calculées sur des périodes de 12 jours pour six stations du SSI sur toute l'année 2006.*

Il est généralement admis que la bande de période des ondes de gravité est comprise entre quelques minutes et 24 h. Ceci découle de la théorie linéaire des ondes de gravité qui montre que la fréquence intrinsèque des ondes de gravité est comprise entre la fréquence de Brunt-Väisälä et la fréquence de Coriolis (cf. partie 2.1.3). Nous pouvons cependant remarquer que le paramètre




(a) I24FR, Tahiti

(b) I31KZ, Kazakhstan

(c) I33MG, Madagascar

(d) I34MN, Mongolie

FIGURE 4.2 – *DSP en pression calculées sur des périodes de 12 jours pour quatre autres stations du SSI sur toute l'année 2006.*

de Coriolis s'annule au niveau de l'équateur et que la valeur de la fréquence de Brunt-Väisälä varie en fonction de la température atmosphérique et de son gradient (équation (2.22)). Remarquons aussi que les microbarographes sont fixes par rapport au sol et qu'à la différence d'autres techniques d'observation comme les ballons pressurisés, ils n'enregistrent pas la fréquence intrinsèque des ondes mais leur fréquence apparente (cf. équation (2.31)). Les spectres observés seront donc modifié sous l'influence de l'effet Doppler (Fritts et Van-Zandt 1987).

Les figures 4.1 et 4.2 représente les densités spectrales de puissance (DSP) de pression calculées pour huit stations du SSI sur l'ensemble de l'année 2006. Les délimitations à 8 min et 24 h sont placées à titre indicatif, 8 min correspondant à la période de Brunt-Väisälä pour des paramètres de l'atmosphère représentatifs de la basse troposphère (figure 2.1). Les stations choisies étant situées dans des régions du monde aux conditions environnementales très différentes, il est assez surprenant, au premier coup d'œil, d'observer une certaine similarité entre toutes ces DSP. La variabilité à chaque fréquence se situe entre 7 et 10 dB pour chacun de ces spectres dans la bande de fréquence

des ondes de gravité. La similarité est encore plus frappante lorsque nous regardons la moyenne à chaque fréquence de ces DSP (figure 4.3). Les seules différences qui apparaissent nettement sont l'amplitude des fluctuations de pression aux périodes sous-harmoniques d'un jour solaire (24 h, 12 h, 8 h et même parfois 6 h) et l'amplitude des fluctuations situées dans la bande de fréquence des ondes infrasonores (globalement les périodes inférieures à 8 min). Les premières sont dues aux marées atmosphériques, tandis que les secondes sont dues à la turbulence atmosphérique et plus particulièrement aux variations du vent à proximité du sol. Nous reviendrons sur ces deux phénomènes dans les parties suivantes. Notons que l'altitude des stations du SSI est très variable d'une station à une autre avec, par exemple, des stations quasiment au bord de la mer (Groenland, 66 m) et d'autres en très haute altitude (Bolivie, 4094 m). Dans le but de tenir compte de la variation de pression avec l'altitude, nous avons donc divisé les DSP présentées sur la figure 4.3 par le carré de la pression atmosphérique au niveau du sol.

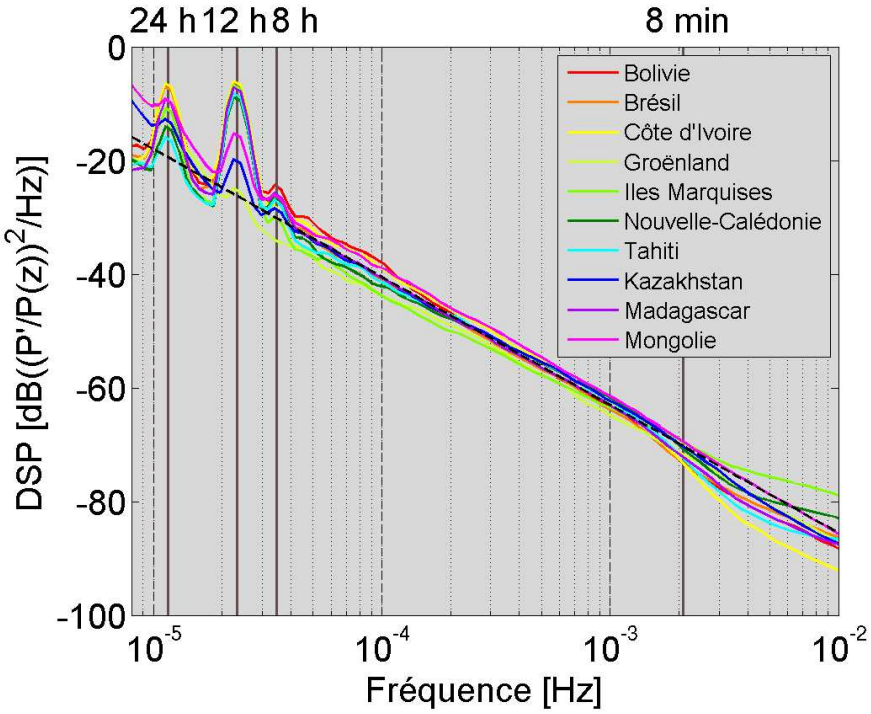



FIGURE 4.3 – *Moyenne à chaque fréquence des DSP calculées sur les figures 4.1 et 4.2. Une approximation de la pente de ces DSP est représentée en pointillés noirs.*

La similarité observée entre tous ces spectres est un résultat connu et lié globalement à des effets de saturation (Staquet et Sommeria 2002, Fritts et Alexander 2003). Cependant, c'est la première fois, à notre connaissance, qu'elle est mise en évidence au niveau du sol. Nous avons alors estimé une pente approximative en $f^{-p}$ pour ces DSP dans la bande de fréquence des ondes de gravité (avec $f$ la fréquence). Cette pente et le niveau spectral sont

représentés en pointillés noirs sur la figure 4.3. Ils sont estimés à partir d'une régression linéaire avec une échelle en fréquence logarithmique. La pente correspond à un coefficient $p$ environ égal à $-2{,}48$. Cette valeur semble en accord avec les quelques estimations de coefficients de pente (pour des DSP en pression au niveau du sol) que nous pouvons trouver dans la littérature pour des parties de spectres d'ondes de gravité, comme par exemple Herron et Tolstoy (1969) qui trouvent une valeur de $p$ comprise entre 2 et 3. Il est assez difficile de conclure sur la raison d'une telle valeur mais il pourrait être intéressant de regarder s'il est possible d'observer des variations géographiques ou saisonnières de ce coefficient et d'essayer de rapprocher cela de l'effet Doppler (vitesse du vent) ou de la proximité de sources d'ondes de gravité. Herron et Tolstoy (1969) ont par exemple réussi à associer la modification d'une partie du spectre d'ondes de gravité à certaines périodes de l'année (périodes autour de 30 – 90 min) avec la présence ou non de courants-jets au-dessus de la station.

### 4.1.2 Marées atmosphériques

Les marées atmosphériques sont des oscillations périodiques d'échelle planétaire excitées par le cycle de chauffage diurne de l'atmosphère. Elles créent des fluctuations périodiques de vent, de température de masse volumique et de pression qui peuvent être mesurées. Elles se distinguent des marées océaniques au travers de deux caractéristiques principales. Premièrement, les marées atmosphériques sont excitées par le chauffage de l'atmosphère par le Soleil alors que les marées océaniques sont principalement excitées par le champ gravitationnel lunaire. Les périodes des marées atmosphériques sont donc des fractions du jour solaire (24 h) alors que celles des marées océaniques sont principalement des fractions du jour lunaire (environ 24 h 21 min). De plus, l'amplitude des marées atmosphérique varie de manière exponentielle avec l'altitude à cause de la décroissance exponentielle de la masse volumique avec l'altitude alors que l'amplitude des marées océaniques ne dépend quasiment pas de la profondeur. Enfin, il existe des phénomènes de résonance (dans les bassins océaniques par exemple) spécifiques aux marées océaniques.

Les deux zones de chauffage principales de l'atmosphère influençant les fluctuations de pression au niveau du sol sont la troposphère et la stratosphère. Elles sont respectivement chauffées par l'absorption du rayonnement infrarouge par la vapeur d'eau et par l'absorption du rayonnement ultraviolet par l'ozone. Les ondes se propagent ensuite depuis de ces deux couches (troposphère et stratosphère) jusque dans la thermosphère. Le chauffage diurne de l'atmosphère produit donc des oscillations diurnes mais pas seulement. Le cycle de chauffage n'est en effet pas sinusoïdal (il est nul pendant la nuit), ce qui produit des oscillations aux différentes périodes fraction d'un jour solaire,

principalement à douze heures mais aussi dans une moindre mesure à huit et six heures de période.

Nous pouvons distinguer les marées migratoires qui se déplacent avec le mouvement apparent du Soleil sur Terre des marées non-migratoires qui sont soit stationnaires, soit se déplacent vers l'Ouest ou soit se déplacent vers l'Est à une vitesse différente de celle du Soleil. Les marées non-migratoires peuvent être générées par des différences de topographie avec la longitude, les contrastes terre-océan ou les interactions avec la surface. Les oscillations de pression produites par les marées atmosphériques sont souvent notées $S_n^s$ avec $n$ la sous-harmonique du jour solaire et $s$ le nombre d'onde longitudinal de la marée (e.g., Haurwitz et Cowley 1973). Comme nous pouvons le voir sur la figure 4.4, l'oscillation de pression diurne produite au niveau du sol $S_1$ est très inégalement distribuée à la surface de la Terre. Elle est principalement produite par le chauffage radiatif de la vapeur d'eau et du sol (Chapman et Lindzen 1970). L'oscillation de pression semi-diurne produite au niveau du sol est quant à elle distribuée de façon plus homogène et son amplitude dépend principalement de la latitude (figure 4.5). La théorie classique stipule qu'elle est produite pour les deux-tiers par le chauffage radiatif de l'ozone et pour le tiers restant par le chauffage de la vapeur d'eau et du sol (Chapman et Lindzen 1970).

Les figures 4.6 et 4.7 représentent l'heure solaire locale à laquelle l'amplitude des oscillations diurnes et semi-diurnes atteignent leur maximum. Elles ont été obtenues par Dai et Wang (1999) qui ont analysé les données de plus de 10 000 capteurs de pression à la surface de la Terre (échantillonnées avec une période de 3 h). Ces figures ainsi que les figures 4.4 et 4.5 ont été reproduites dans le but d'être facilement comparées aux figure 2c et 2d de l'article M2010b (même jeu de couleur utilisé pour les stations). Pour rappel, ces dernières représentent les moyennes mensuelles de l'amplitude et de la phase des oscillations diurnes et semi-diurnes enregistrées par dix stations du SSI en 2006 et 2007.

Nous pouvons remarquer que les amplitudes des oscillations semi-diurnes $S_2$ détectées par les dix stations du SSI sont similaires à celles observées par (Dai et Wang 1999). Les stations équatoriales (Bolivie, Brésil, Îles Marquises, Madagascar, Nouvelle-Calédonie, Tahiti) détectent bien des amplitudes comprises entre 90 et 130 Pa et les stations aux latitudes moyennes (Mongolie, Kazakhstan) des amplitudes comprises entre 20 et 50 Pa. Toutes ces stations observent le maximum d'amplitude entre 0930 et 1030 LST (Local Solar Time) ce qui est en accord avec la figure 4.7. Enfin la station polaire (Nord Groenland) observe des amplitudes très faible pour $S_2$ (autour de 10 Pa) avec maximum d'amplitude entre 0600 et 0800 LST ce qui est en accord avec les figures 4.5 et 4.7. La seule station pour laquelle les amplitudes observées sont différentes de celles présentées par Dai et Wang (1999) est la station Côte d'Ivoire qui enregistre des amplitudes entre 110 et 180 Pa alors que Dai et Wang (1999)

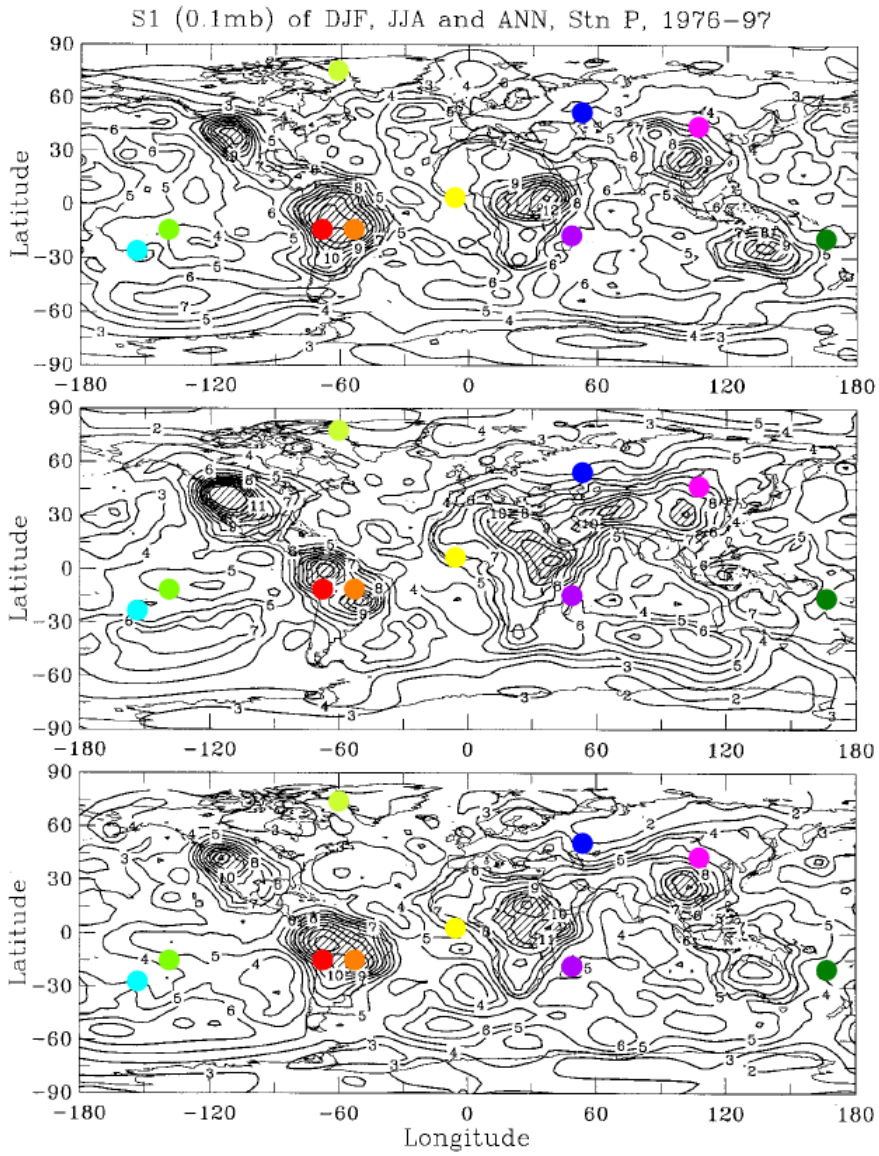



FIGURE 4.4 – *Amplitude (en unités de 10 Pa) de l'oscillation diurne de pression $S_1$ en moyenne sur plus de vingt ans pour décembre, janvier et février (carte du haut), juin, juillet août (carte du milieu) et pour une année (carte du bas). Les valeurs supérieures à 100 Pa sont hachurées (Dai et Wang 1999). Les disques colorés correspondent aux positions des stations du SSI utilisées dans l'article M2010b (avec le même jeu de couleur).*

observent des amplitudes moyennes autour de 110 Pa. Cette différence peut être expliquée par le fait que les valeurs fournies par Dai et Wang (1999) représentent des moyennes sur plus vingt ans. Nous pouvons voir sur la figure 4.8 que nous retrouvons par contre bien des amplitudes plus importantes en hiver qu'en été (figure 4.5). La figure 4.8 est similaire aux figures 2a et 2b de l'article M2010b. Nous pouvons voir (en excluant la fin de l'année 2006 où des opérations de maintenance sur site ont perturbées la mesure d'un des capteurs)

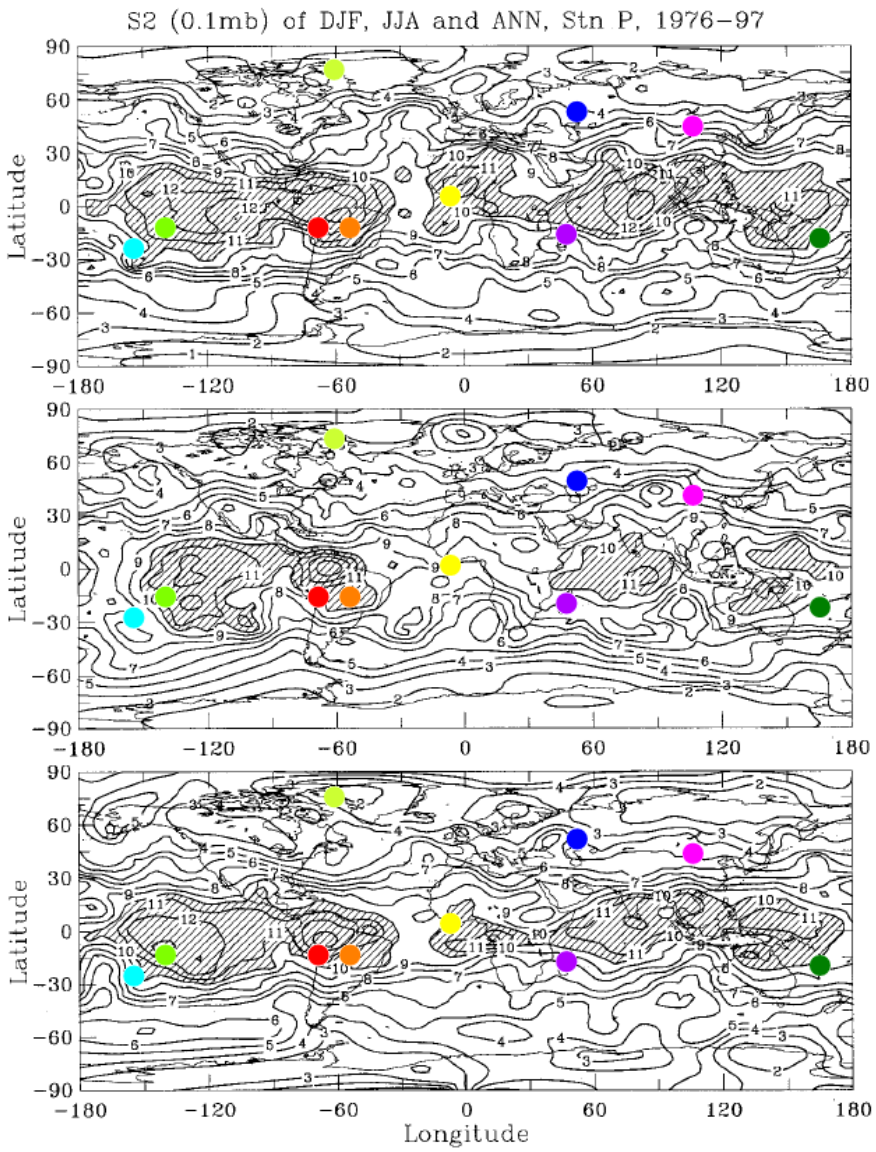



FIGURE 4.5 – *Amplitude (en unités de 10 Pa) de l'oscillation semi-diurne de pression $S_2$ en moyenne sur plus de vingt ans pour décembre, janvier et février (carte du haut), juin, juillet août (carte du milieu) et pour une année (carte du bas). Les valeurs supérieures à 100 Pa sont hachurées (Dai et Wang 1999). Les disques colorés correspondent aux positions des stations du SSI utilisées dans l'article M2010b (avec le même jeu de couleur).*

que le rapport signal à bruit est bon même à la période diurne. Il est inférieur à 6 % pour $S_1$ et 2,5 % pour $S_2$, ce qui est en accord avec la validation de la mesure de pression présentée dans l'article M2010b.

Les oscillations de pression diurnes $S_1$ observées sur la figure 2c de l'article M2010b sont réparties de façon beaucoup plus inhomogène que les oscillions semi-diurnes. Encore une fois ces résultats sont en bon accord avec ceux présentés par Dai et Wang (1999). Il est intéressant de remarquer l'ex-

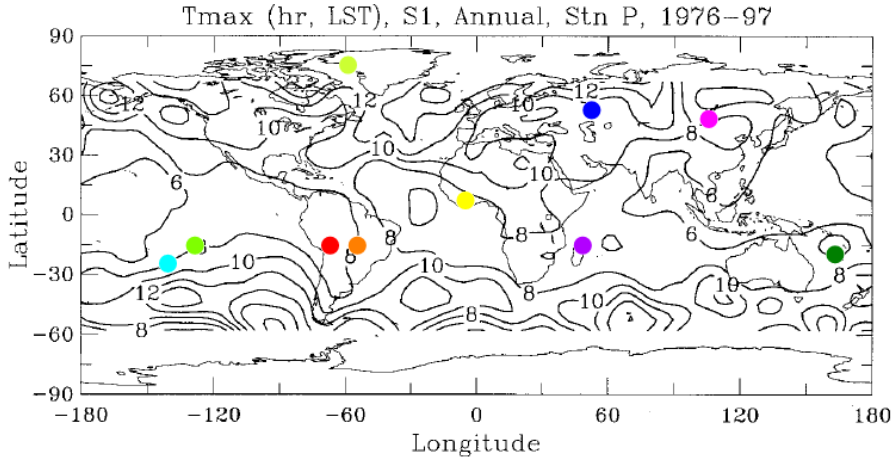



FIGURE 4.6 – *Temps local solaire lorsque l'oscillation diurne $S_1$ atteint son maximum (en moyenne sur plus de vingt ans) (Dai et Wang 1999). Les disques colorés correspondent aux positions des stations du SSI utilisées dans l'article M2010b (avec le même jeu de couleur).*

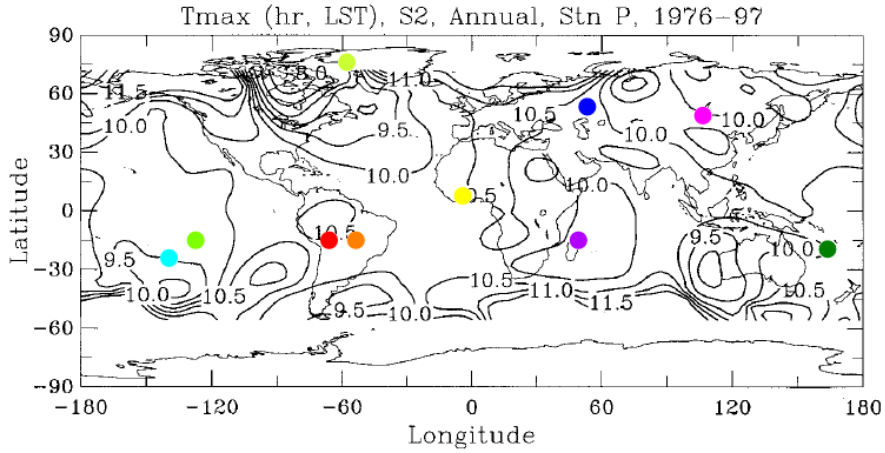
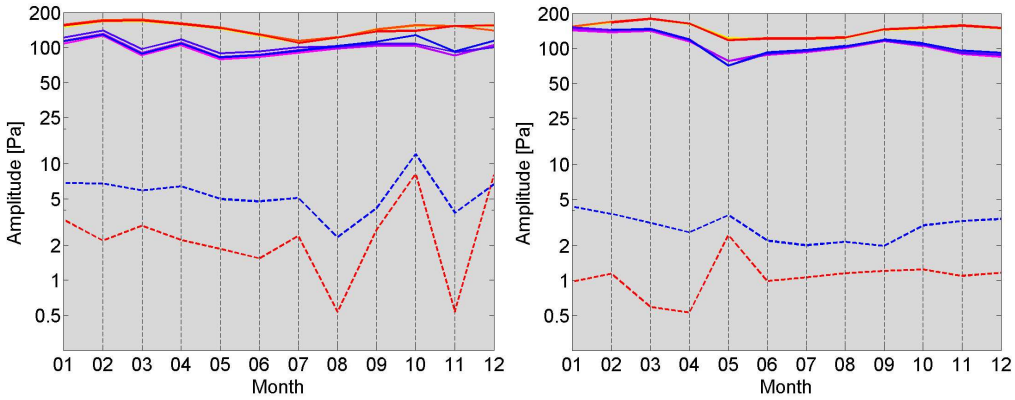



FIGURE 4.7 – *Temps local solaire lorsque l'oscillation semi-diurne $S_2$ atteint son maximum (en moyenne annuelle sur plus de vingt ans et modulo 12 h) (Dai et Wang 1999). Les disques colorés correspondent aux positions des stations du SSI utilisées dans l'article M2010b (avec le même jeu de couleur).*

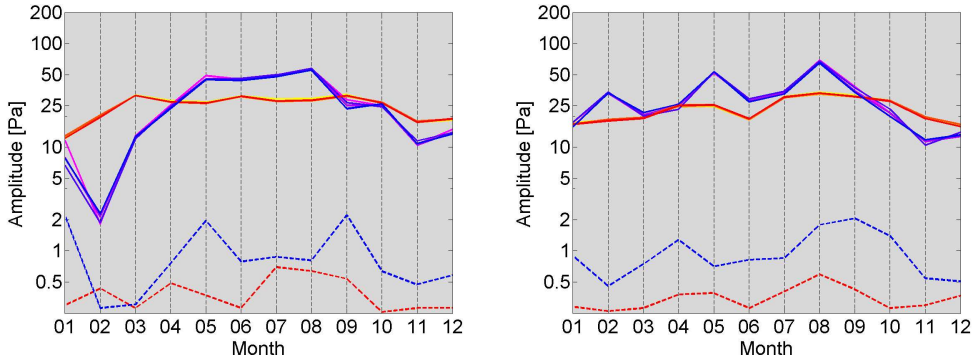
trême variabilité interannuelle de l'amplitude et de la phase pour les stations continentales. Cette variabilité n'apparaît pas sur les figures 4.4 et 4.7 du fait que ces résultats sont moyennés sur plus de vingt ans. La figure 4.9 représente l'amplitude absolue de $S_1$ (violet-bleu) et $S_2$ (jaune-rouge) enregistrées par les quatre capteurs des stations su SSI installées au Kazakhstan en 2006 et 2007. Nous pouvons remarquer que l'amplitude de l'oscillation diurne est faible voir parfois très faible en hiver (2 Pa en Février 2006), plus importante en été (30–50 Pa) mais surtout très variable au cours d'une année et d'une année sur l'autre. Nous pouvons supposer que la variation de l'intensité lumineuse entre l'été et l'hiver est responsable de la variation d'amplitude été-hier. La phase de ces oscillations varie aussi de manière très importante (Marty *et al.* 2010b,




(a) 2006 (b) 2007

FIGURE 4.8 – *Amplitude absolue de $S_1$ (violet-bleu) et $S_2$ (jaune-rouge) enregistrées par les quatre capteurs de la station I17CI en 2006 et 2007. L'écart-type est représenté par les courbes pointillées correspondantes. L'échelle des amplitudes est logarithmique.*

Figure 2c) et est très aléatoire à part durant l'été où elle se stabilise en même temps que l'amplitude s'accroît. Cette variation importante de la phase peut être expliquée par la faiblesse du signal de marée diurne et la perturbation de ce signal de marée par divers processus météorologiques pouvant créer des fluctuations de pression aux mêmes fréquences.




(a) 2006 (b) 2007

FIGURE 4.9 – *Amplitude absolue de $S_1$ (violet-bleu) et $S_2$ (jaune-rouge) enregistrées par les quatre capteurs des stations I31KZ en 2006 et 2007. L'écart-type est représenté par les courbes poitillées correspondantes. L'échelle des amplitudes est logarithmique.*

Au vu du nombre de stations utilisés par Dai et Wang (1999), il semble, à première vue, que l'utilisation des données du SSI pour l'analyse des oscillations produites au niveau du sol par les marées atmosphériques soit un peu anecdotique. Cependant, il est important de signaler que les stations du SSI couvrent des régions où la densité des capteurs de pression utilisés par Dai et Wang (1999) est faible voire inexistante (Nord Groenland, Antarctique, etc.). De plus les capteurs utilisés sur le réseau du SSI fournissent des données

échantillonnées à 20 Hz ce qui permet (largement) d'étudier les autres sous-harmoniques telles que les oscillations produites à 8 h et 6 h de périodes alors que ce n'est pas possible avec des données échantillonnées avec une période de 3 h. Enfin, et c'est surement le point le plus important, la validité de la mesure de pression fournie par les stations du SSI a été clairement établie. Nous avons montré que la susceptibilité thermique des microbaromètres MB2000 était très faible en comparaison de celles des autres capteurs de pression et qu'en plus, les stations du SSI étaient bien isolées thermiquement. Dans le cas des données de la campagne de mesure Mongolie 2008, où les stations étaient moins bien isolées thermiquement et régulièrement calibrées, nous avons remarqué une augmentation de quasiment 30 % de l'amplitude du signal de pression lorsque nous l'avons corrigé de l'effet de la température (figure 3.37). Il est donc possible que les fluctuations de pression mesurées (sans précaution) avec des capteurs de pression moins onéreux soient encore plus affectées par les variations de température.

À titre d'exemple, nous pouvons remarquer qu'en été, nous avons observé des amplitudes de l'oscillation diurne de pression $S_1$ de plus de 80 Pa en Mongolie aussi bien sur les stations de la campagne de mesure Mongolie 2008 (figure 3.37) et que sur la station I34MN du SSI (Marty *et al.* 2010b) alors que Dai et Wang (1999) observent des amplitudes autour de 40 à 50 Pa (figure 4.4). Cette différence pourrait être associée à des effets locaux car plusieurs auteurs ont rapporté des variations importantes à l'échelle locale d'amplitude et de phase (Trenberth 1977, Kong 1995). Cependant la station I34MN et les stations de la campagne de mesure Mongolie 2008 sont espacées d'environ 800 km et l'ensemble de ces stations observent des fluctuations de pression d'amplitude supérieures à 80 Pa en été, dépassant même 120 Pa en 2008. Il serait donc intéressant de connaître la susceptibilité thermique des capteurs utilisés par Dai et Wang (1999) et les conditions dans lesquelles ces capteurs sont installés. Nous pourrions alors déterminer si l'amplitude des oscillations de pression diurne et semi-diurne observées par les stations du SSI correspondent uniquement à des valeurs locales ou spécifiques à certaines années (qui une fois moyennées sur de grandes distances ou sur plusieurs années s'atténuent) ou si cette amplitude correspond à une valeur régionale qui n'est pas mesurée de manière assez précise par les capteurs de pression utilisés par Dai et Wang (1999). Dans ce cas, malgré leur faible densité géographique, les données du SSI pourraient être utilisées pour améliorer les modèles empiriques d'oscillations de pression produites au niveau du sol par les marées atmosphériques.

### 4.1.3 Analyse temps-fréquence

Dans le chapitre 3, nous avons utilisé les ondelettes pour calculer des spectres de puissance sur plusieurs décades. Les ondelettes sont cependant généralement utilisées pour analyser des séries temporelles contenant de l'énergie

non-stationnaire à différentes fréquences (cf. annexe B.1). Nous allons donc ici les utiliser pour observer les caractéristiques temps-fréquence des ondes de gravité. Comme nous l'avons vu dans la partie 4.1.1, les spectres de puissance mesurés dans la bande de ondes de gravité ont une pente approximative en $f^{-9/4}$. Dans le but de visualiser les arrivées d'énergie (dépassant le niveau moyen) dans toute la bande des ondes de gravité et non pas seulement celles de plus basses fréquences, la transformée en ondelette sera appliquée sur une transformée de Fourier (du signal de pression) normalisée (multipliée par le coefficient $f^{3/2}$). Notons que certains auteurs (e.g. Hauf *et al.* 1996, Rees *et al.* 2001) ont déjà utilisé les ondelettes pour caractériser des arrivées cohérentes d'ondes de gravité à l'échelle d'un mini-réseau de microbarographes. Ils n'ont pas utilisé de facteur de normalisation car ils ne travaillaient que sur certaines parties de la bande de fréquence des ondes de gravité du fait de la fonction de transfert réduite des capteurs de pression utilisés.

Dans cette partie nous utilisons l'ondelette de Morlet avec un paramètre $\omega_0 = 6$ (cf. annexe B.1). Cette valeur du paramètre $\omega_0$ présente en effet un bon compromis entre la résolution temporelle et fréquentielle (Torrence et Compo 1998). À titre d'exemple, nous avons choisi d'analyser les données de la campagne de mesure Mongolie 2008. La figure 4.10 représente un scalogramme réalisé sur dix jours de données enregistrées au point de mesure C1. L'amplitude du scalogramme (qui représente le niveau d'énergie) est représentée par une échelle de couleur linéaire et normalisée. Les jours correspondent aux jours UTC, ce qui signifie qu'il faut rajouter six heures pour retrouver l'heure locale (Ouest Mongolie). Pour commencer, nous pouvons remarquer l'effet de la normalisation sur la visualisation qui permet d'observer des arrivées d'énergie aussi bien aux fréquences des ondes infrasonores qu'à celles des marées atmosphériques. Les marées atmosphériques ressortent nettement du fait de leur très forte énergie par rapport à la pente moyenne du spectre. Nous pouvons aussi remarquer la séparation nette entre la bande de fréquence des ondes infrasonores et celle des ondes de gravité (autour de 8 min de période). Comme nous l'avons vu dans la partie 2.1, la linéarisation des équations de la dynamique des fluides conduit à une séparation fréquentielle de ces deux familles d'ondes et il est intéressant de voir que cette séparation peut être observée de manière assez claire sur la figure 4.10.

Dans la bande de période inférieures à 8 min, nous pouvons observer des arrivées importantes d'énergie principalement durant la journée. En comparant ces arrivées avec la vitesse du vent, nous pouvons remarquer que les deux sont liées. Le vent est donc la source principale des perturbations observées dans la bande de fréquence des ondes infrasonores. Dans la bande de fréquence des ondes de gravité, nous pouvons observer un nombre important d'arrivée énergétiques entre 1 h et 3 h de période. Même si ce n'est pas ici l'objet de notre étude, il pourrait être intéressant d'étudier ces évènements pour voir s'ils peuvent provenir d'une même source. Afin d'étudier certaines arrivées d'énergie de manière plus précise, nous allons maintenant nous in-

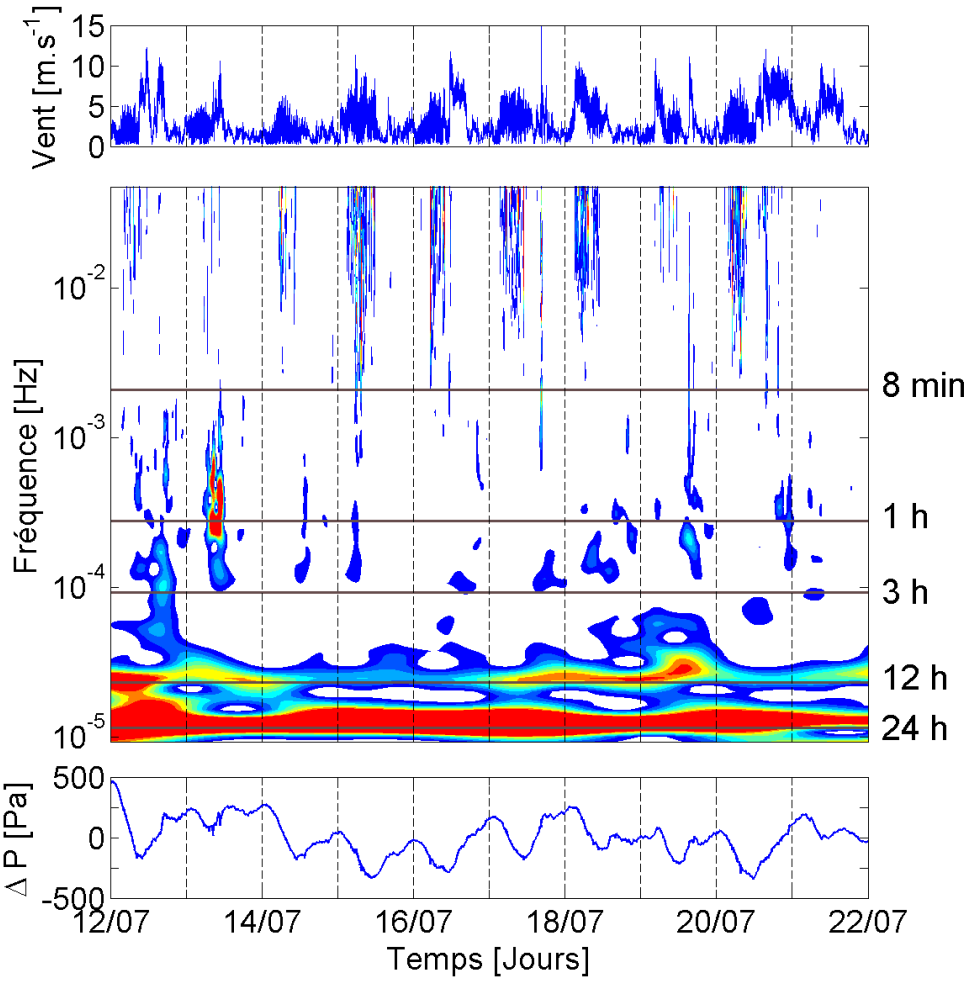



FIGURE 4.10 – *Vitesse du vent à 2 m du sol, scalogramme de fluctuation de pression et fluctuation de pression pour dix jours de données enregistrées au point de mesure C1 de la campagne de mesure Mongolie 2008. L'amplitude du scalogramme est normalisée et l'échelle de couleur est linéaire. Les jours correspondent aux jours UTC.*

téresser à une journée de données. Nous choisissons la journée du 13 Juillet 2008 car nous pouvons observer une arrivée importante d'énergie autour de 1 h de période. La figure 4.11 représente la même série de diagrammes que la figure 4.10 mais pour la journée du 13 Juillet 2008. Sur le scalogramme, nous observons principalement trois arrivées dinstinctes dans la bande des ondes de gravité, deux arrivées entre 6 h et 9 h (numérotées 1 et 2) et une autour de 17–18 h (numérotée 3).

Les trois arrivées identifiées sur la figure 4.11 étant détectées sur l'ensemble des quatre sites de mesure de la station C, il est possible de calculer l'azimut apparent et la vitesse de phase apparente de ces paquet d'ondes. Pour ce faire, il existe plusieurs techniques basées en général sur la corrélation de signaux (Hauf *et al.* 1996, Grivet-Talocia et Einaudi 1998). Nous utiliserons ici

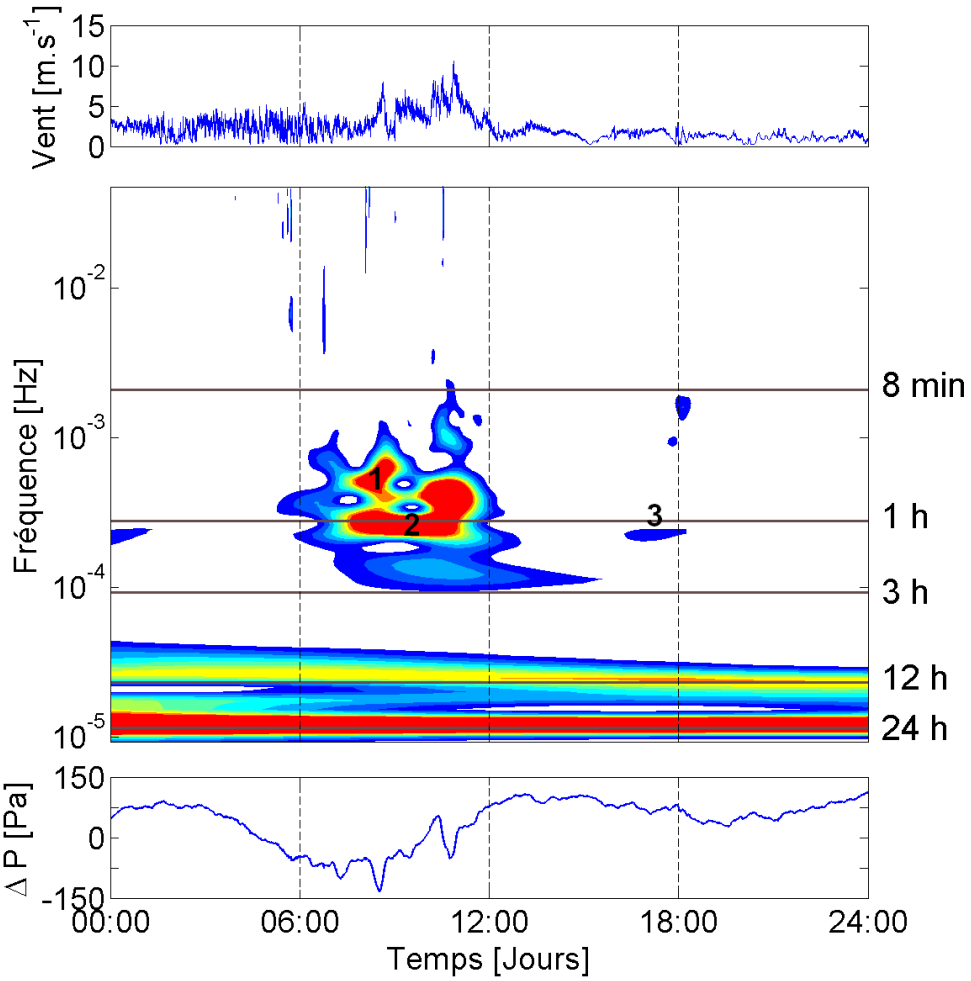



FIGURE 4.11 – *Vitesse du vent à 2 m du sol, scalogramme des fluctuations de pression et fluctuations de pression pour les données enregistrées le 13 Juillet 2008 au point de mesure C1 de la campagne de mesure Mongolie 2008. L'amplitude du scalogramme est normalisée et l'échelle de couleur est linéaire. Les heures correspondent aux heures UTC.*

WinPMCC, un logiciel très souvent utilisé au DASE pour effectuer ce type de calculs. Ce logiciel est basé sur la méthode PMCC (Progressive Multi-Channel Correlation) développée par Cansi (1995) pour, à l'origine, analyser les arrivées sismiques. Cette méthode est utilisée au CID (Centre international de données) à Vienne pour extraire en temps-réel les ondes infrasonores détectées de manière cohérentes au sein des signaux de pression des stations infrasons. L'algorithme PMCC découpe en fait l'espace temps-fréquence en de petites fenêtres à l'aide de filtres temporels et fréquentiels. Sur chacune de ces fenêtres, il vérifie si la fluctuation de pression résiduelle (sur la fenêtre) correspond ou non à une arrivée cohérente à l'échelle de la station. Lorsque c'est le cas, l'algorithme calcule un azimut apparent et une vitesse de phase apparente pour ce signal. Dès que l'algorithme rencontre un certain nombre de fenêtres proches dans le domaine temps-fréquence et présentant des caractéristiques similaires (vi-

tesse de phase, azimut), il crée un groupe de fenêtres temps-fréquence appelé *famille*. La taille des familles ainsi que la tolérance sur les paramètres de regroupement peuvent être ajustées. Notons que l'algorithme fonctionne mieux avec un signal dont le spectre a été normalisé car cela évite d'utiliser des filtres fréquentiels trop raides. Notons aussi que nous avons testé cet algorithme avec des signaux synthétiques d'ondes de gravité produits avec le modèle présenté dans le chapitre 2.2. Ceci a permis de mettre évidence plusieurs erreurs (principalement des bugs de programmation) qui n'apparaissait pas dans le cadre de l'utilisation habituelle de l'algorithme (caractérisation des ondes sismiques et infrasonores). La figure 4.12 représente l'azimut apparent et la vitesse de phase apparente des trois familles détectées par l'algorithme PMCC pour les données de la station C le 13 Juillet 2008.

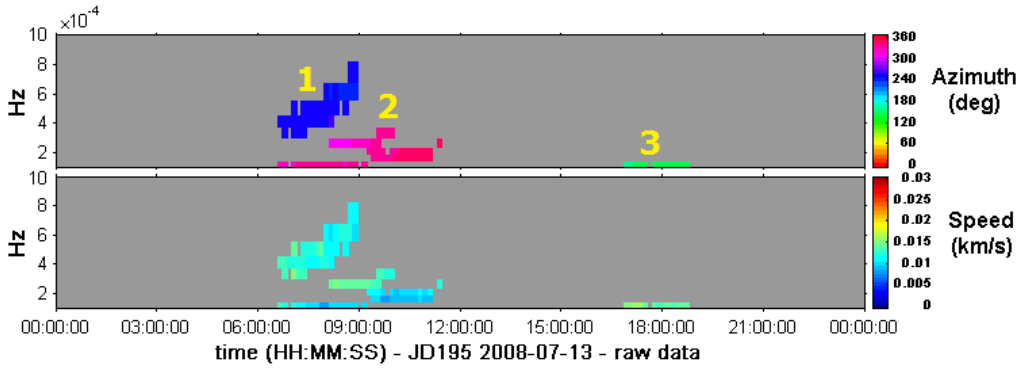



FIGURE 4.12 – *Azimut apparent et vitesse de phase apparente des paquets d'ondes détectés de manière cohérente à l'échelle de la station C le 13 Juillet 2008 (calcul effectué avec le logiciel WinPMCC). Les heures correspondent aux heures UTC.*

Nous pouvons voir que les trois paquets d'ondes détectés avec PMCC correspondent exactement aux arrivées d'énergie mises en avant sur le scalogramme. Nous pouvons aussi remarquer que bien que les deux arrivées entre 6 h et 9 h soient proches dans le domaine temps-fréquence, elles proviennent en fait d'azimuts bien distincts. Les trois paquets d'ondes semblent par ailleurs avoir des vitesses de phase horizontale (apparentes) assez proches les unes des autres. Dans le but de mieux visualiser les caractéristiques de ces différents paquet d'ondes nous avons affiché l'azimut apparent et la vitesse de phase apparente sur un diagramme polaire (figure 4.13). Chaque étoile correspond au résultat obtenu pour une fenêtre temps-fréquence.

Sur ce diagramme polaire nous pouvons clairement identifier les trois paquets d'ondes de gravité. Les différentes caractéristiques de ces paquets d'ondes, telles que l'azimut apparent $\alpha_{app}$ et la vitesse de phase apparente $v_{\varphi app}$ (ainsi que l'écart type $\sigma$ autour de ces valeurs), sont rassemblées dans le tableau 4.14. Nous pouvons remarquer que l'écart-type est faible que ce soit pour la vitesse de phase ou l'azimut.

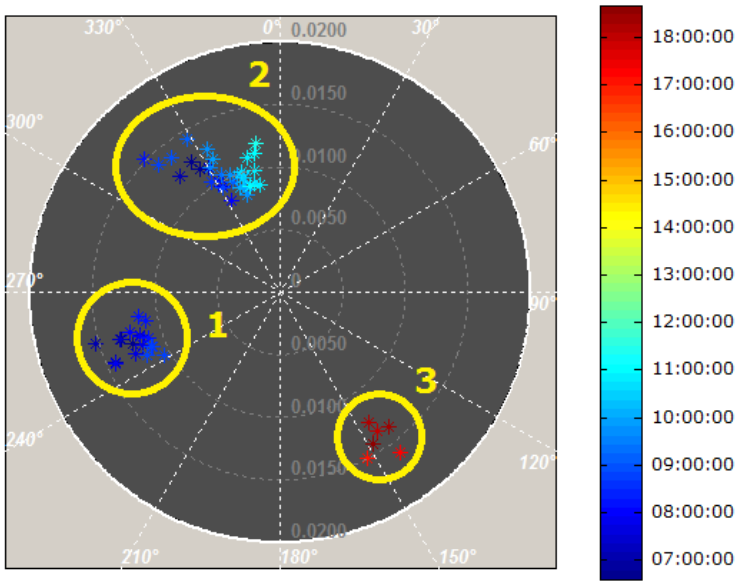



FIGURE 4.13 – *Diagramme polaire représentant l'azimut apparent (angle) et la vitesse de phase apparente [km.s$^{-1}$] (rayon) des paquets d'ondes détectés de manière cohérente à l'échelle de la station C le 13 Juillet 2008 (calcul effectué avec le logiciel WinPMCC). Chaque étoile correspond au résultat obtenu pour une fenêtre temps-fréquence. L'échelle de couleur représente le temps et les heures correspondent aux heures UTC.*

| N° | Début | Fin | $\alpha_{app}$ [deg] | $\sigma_{\alpha(app)}$ [deg] | $v_{\varphi(app)}$ [m.s$^{-1}$] | $\sigma_{v\varphi(app)}$ [m.s$^{-1}$] |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 06h35 | 08h50 | 250 | 4,5 | 12 | 1 |
| 2 | 06h35 | 11h20 | 335 | 10 | 11 | 2 |
| 3 | 16h52 | 18h40 | 146 | 4 | 14 | 1 |

FIGURE 4.14 – *Caractéristiques apparentes des différents paquets d'ondes cohérents détectés par la station C le 13 Juillet 2008.*

Même si ce n'est pas le sujet de notre étude, nous souhaitions mentionner ici qu'il serait intéressant d'essayer de retrouver les caractéristiques intrinsèques des différents paquets d'ondes à partir des caractéristiques calculées dans le tableau 4.14. Cet exercice n'est cependant pas très facile du fait de la variation de la direction et de la vitesse du vent. Nous n'avons d'ailleurs pas trouvé d'exemples dans la littérature. Nous donnerons donc ici quelques pistes qui pourraient permettre de débuter une telle étude. La première étape serait d'évaluer une vitesse et une direction moyenne du profil de vent au niveau du sol lors de la détection du paquet d'onde. Il faudrait ensuite estimer une longueur d'onde horizontale principale pour le paquet d'onde et soustraire l'effet du vent sur la fréquence en utilisant les équations (2.31) et (2.47). Nous obtiendrions alors une valeur de la fréquence intrinsèque et de la vitesse de phase intrinsèque horizontale. Nous rappelons ici que la vitesse de phase horizontale n'est pas la composante horizontale de la vitesse de phase (cf. partie 2.1.4). En

considérant que nous sommes dans le cas d'application de l'approximation de Boussinesq, nous pourrions alors calculer l'angle d'incidence de l'onde à partir de sa fréquence. Cet angle nous permettrait ensuite de calculer la valeur de la vitesse de phase et la direction de la vitesse de groupe. Il existe ensuite plusieurs techniques pour estimer la vitesse de groupe d'un paquet d'onde à partir de réseaux multi-capteurs. Une d'entre elle consiste à évaluer la variation de la phase des interspectres des signaux enregistrés en différents sites de mesure (Mari *et al.* 2001). Cette technique nécessite d'effectuer en amont des opérations de filtrage spatiales et spectrales pour isoler l'évènement. La valeur de la vitesse de groupe obtenue correspondrait à la valeur de la vitesse de groupe apparente horizontale à laquelle il faudrait soustraire l'effet du vent. Le vecteur vitesse de groupe pourrait ensuite être obtenu à partir de l'angle d'incidence précédemment estimé. Ces affirmations sont bien sûr uniquement théoriques et basées sur la théorie linéaire des ondes de gravité (partie 2.1). La méthode décrite ici a été testée avec des paquets d'ondes synthétiques propagés à l'aide de notre modèle pour un vent constant et a donné des résultats concluants. Cependant la réalité est beaucoup plus complexe avec une vitesse et une direction du vent variables et des fluctuations de pression cohérentes souvent noyés au milieu des fluctuations aléatoires ambiantes. Il pourrait malgré tout être intéressant d'appliquer cette méthode à certaines études de cas pour lesquelles les profils de vent et la source sont bien connus avec l'appui, par exemple, de techniques de tracé de rayons.

## 4.2 Ondes générées par le passage de l'éclipse du 1er août 2008

### 4.2.1 Caractéristiques de l'éclipse du 1er août 2008

L'éclipse totale du 1er août 2008 a été la sixième éclipse totale de Soleil du XXIème siècle. Elle a duré environ deux heures. Elle a commencé à 0924 UTC au Canada puis s'est déplacée à travers le Groenland, la Russie, le Kazakhstan et la Mongolie (figure 3.10). Elle s'est terminée au Nord de la Chine à 1118 UTC. Elle a été maximale au Nord de la Russie avec une durée de 2 min 27 s au centre de la bande de totalité. Elle a été visible partiellement en France sur les trois quarts nord du pays. La magnitude maximale de cette éclipse $(E_M)_{max}$ a été de 1,0185 et la vitesse de l'ombre a été assez rapide avec un minimum de 901 m.s$^{-1}$ au Nord de la Russie (figure 4.15).

Remarquons qu'à la différence de l'éclipse du 4 décembre 2002 qui s'est déroulée dans les régions tropicales (partie 2.3.3), l'éclipse du 1er août 2008 est passée sur la région polaire Nord (figure 4.16). De ce fait, la zone de pénombre produite à la surface de la Terre a été constamment interrompue par le terminateur solaire (figure 3.10). Il est donc moins réaliste d'assimiler la forme

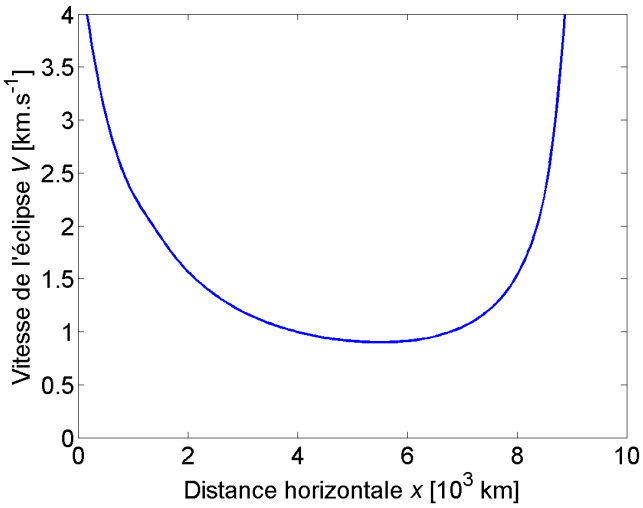



FIGURE 4.15 – *Vitesse de l'ombre à la surface de la Terre en fonction de la distance le long de la trajectoire de l'éclipse du 1er août 2008 (réalisée à partir de données de Espenak et Anderson (2007)).*

de la pénombre à un disque de rayon constant comme nous l'avons fait pour l'éclipse du 4 décembre 2002. De plus, la concentration d'ozone est plus faible aux pôles et nous pouvons donc anticiper une réponse plus faible de la source stratosphérique.

### 4.2.2 Article : Surface pressure fluctuations produced by the total solar eclipse of 1 August 2008

**Résumé**

Lors d'une éclipse solaire, la Lune occulte progressivement l'atmosphère d'une partie du rayonnement solaire. Ceci produit un refroidissement dans les couches de l'atmosphère absorbant normalement les radiations solaires. L'ombre de l'éclipse se déplaçant à une vitesse supersonique, cela produit une lame d'étrave planétaire d'ondes de gravité. Le but de cet article est d'estimer les fluctuations de pression produites au niveau du sol par le passage de l'éclipse du 1er août 2008 et de comparer ces fluctuations de pression avec celles enregistrées par différents réseaux de microbarographes. La perturbation de pression est calculée au niveau du sol en utilisant un modèle linéaire spectral numérique. Nous montrons que le refroidissement de la stratosphère et de la troposphère peuvent produire des fluctuations de pression détectables au niveau du sol mais que le refroidissement troposphérique est la source principale de cette perturbation. Nous estimons ensuite les fluctuations de pression produites à différentes positions géographiques par ces deux sources. Nous comparons ces signaux synthétiques avec des mesures de pression enregistrées

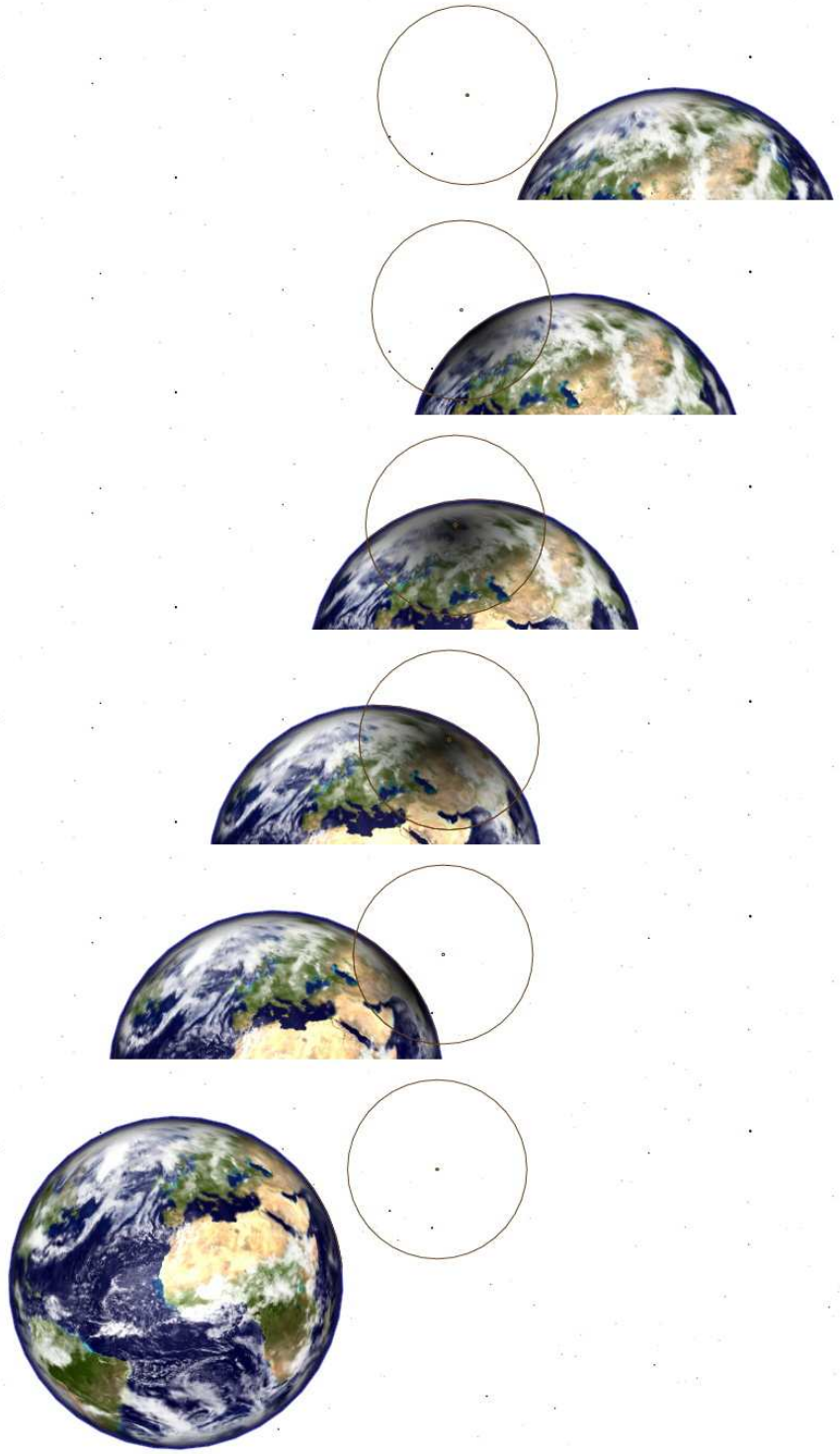


FIGURE 4.16 – *Ombre et pénombre produite à la surface de la Terre par le passage de l'éclipse du 1er août 2008 dans un repère orienté vers des étoiles lointaines supposées fixes.*

par un réseau temporaire de microbarographes et par les stations infrasons du Système de Surveillance International. Les signaux de pression produits par le passage de l'éclipse solaire se situent dans une bande de fréquence très perturbées par les marées atmosphériques et les processus météorologiques. Les fluctuations de pression produites par ces perturbations synoptiques sont donc caractérisées et ôtées du signal. Deux ondes basse-fréquence commençant juste après le passage de l'éclipse sont finalement observées sur presque tous les sites de mesure. Les caractéristiques de ces deux ondes sont proches de celles produites avec le modèle pour la source troposphérique et stratosphérique, ce qui montre que ces ondes ont très probablement été produites par le passage de l'éclipse du 1er août 2008.

Cet article doit être soumis prochainement au *Journal of Geophysical Research*. Dans la suite de la thèse, il est désigné sous la forme Marty *et al.* (2010a) ou encore M2010a.

# Surface pressure fluctuations produced by the total solar eclipse of 1 August 2008

J. Marty,[1] F. Dalaudier,[2] D. Ponceau,[3] E. Blanc,[1] U. Munkhuu[4]

**Abstract.**
During a solar eclipse, the Moon's shadow progressively occults a part of the Earth from the solar flux. This induces a cooling in the atmospheric layers that usually absorb the solar radiations. Since the eclipse shadow travels within the atmosphere at supersonic velocity, this cooling generates a planetary-scale bow-wave of internal gravity waves. The purpose of this article is to estimate the surface pressure fluctuations produced by the passage of the 1 August 2008 total solar eclipse and to compare these pressure fluctuations with those recorded by a temporary network of microbarographs and by the infrasound stations of the International Monitoring System. The surface pressure fluctuations expected at all the measurement sites are estimated using a linear spectral numerical model. It is shown that the cooling of both the ozonosphere and the troposphere can produce detectable pressure fluctuations at the ground surface but that the tropospheric cooling is likely to be the predominant source. Since the expected eclipse signals are in a frequency range that is highly perturbed by atmospheric tides and meteorological phenomena, the pressure fluctuations produced by these synoptic disturbances are characterized and removed from the recorded signals. Two low-frequency gravity waves starting just after the passage of the eclipse are then brought to light at almost all measurement sites. The time-frequency characteristics of these two waves are similar to those obtained from the model with the stratospheric and tropospheric sources, which strongly suggests that these waves were produced by the passage of the 1 August 2008 solar eclipse.

## 1. Introduction

Molecular oxygen, ozone and water vapor are the main gases responsible for the absorption of solar radiations in the atmosphere. During the day, these gases respectively heat the thermosphere, the stratosphere and the troposphere. The thermal forcing produced by the daily heating of these absorption regions generates large-scale gravity waves at subharmonic periods of a solar day. These waves, called atmospheric tides, cause regular pressure oscillations which have been observed at the Earth's surface for more than a century [Simpson, 1919; Chapman and Westfold, 1956; Dai and Wang, 1999]. During a total solar eclipse, the Moon moves through the Sun-Earth axis, progressively screening a part of the atmosphere from solar radiations. This induces a cooling in the part of the atmosphere occulted by the eclipse shadow. Since the eclipse shadow moves within the atmosphere at supersonic velocity, Chimonas [1970] showed that this atmospheric cooling could act as a continuous source of internal gravity waves and produce a planetary-scale bow-wave. He estimated that the thermospheric cooling could not produce detectable waves at the ground surface because of the exponential decrease of the atmospheric density with the altitude. He then calculated that the stratospheric cooling could generate ground pressure fluctuations with amplitudes of 1 Pa, horizontal wavelengths of several thousands of kilometers and periods around ten hours. The tropospheric cooling was not modeled due to the lack of knowledge on the shape and the altitude of the water vapor absorption region, but Chimonas [1970] mentioned that this cooling could produce waves with greater amplitudes than those produced by the cooling of the ozone layer.

Soon after this first modeling, Anderson et al. [1972] set up a measurement campaign to detect the ground pressure fluctuations produced by the passage of the 7 March 1970 total solar eclipse. They identified waves with an amplitude of 25 Pa and a central period of 90 min. Chimonas [1973] demonstrated that waves with such characteristics could not be induced by the global cooling of the ozonosphere. To explain these observations, he proposed a second theory based on the generation of Lamb waves from the radiative cooling of cloud layers. Two decades later, Fritts and Luo [1993] proposed an extension to Chimonas [1970] theory by numerically resolving the pseudo-incompressible perturbation equations in the eclipse shadow reference frame. They used the same stratospheric thermal forcing term and background atmospheric conditions as Chimonas [1970]. They presented stationary solutions related to the middle and upper atmosphere but not to the ground surface. More recently, Eckermann et al. [2007] studied the response of the atmosphere to the passage of the total solar eclipse of 4 December 2002 using a prototype high-altitude global numerical weather prediction model. They estimated pressure fluctuations of several tens of Pascal at ground level. These pressure fluctuations were explained by the cumulative effects of the stratospheric and tropospheric cooling as well as by the drop of temperature at the Earth's surface which was particularly intense over lands.

Contrary to many other types of gravity wave sources (orography, convection, geostrophic adjustment, etc), the spatial and temporal evolution of the eclipse shadow can be easily and precisely determined a long time in advance. This is why several measurement campaigns were set up with the aim of detecting the ground pressure fluctuations produced

[1]CEA, DAM, DIF, F-91297 Arpajon, France.
[2]CNRS/INSU, LATMOS/IPSL, Université Versailles St Quentin and UPMC-Paris 6, France.
[3]CGGVeritas, Massy, France.
[4]RCAG, P.O. Box 152, Ulaanbaatar-51, Mongolia.

Copyright 2010 by the American Geophysical Union.
0148-0227/10/$9.00

by the passage of solar eclipses. Jones [1999] summarized that among all these attempts, most of them failed to detect such fluctuations [e.g. Schödel et al., 1973; Beckman and Clucas, 1973; Anderson and Keefer, 1975; Jones and Bogart, 1975; Jones, 1976, 1999] or gave ambiguous results [e.g. Venkatachari et al., 1982; Jones et al., 1992; Venkatachari et al., 1996]. These nondetections could be due to the small amplitude of the expected waves, the simplicity of the existing models, or the too short duration of the measurements, which prevents from distinguishing the waves produced by solar eclipses from those produced by other sources.

In a few cases only, authors provided evidences of a link between the detection of gravity waves and the passage of a solar eclipse. Among these observations, results are quite heterogeneous with 4 hour-period waves of 10-15 Pa amplitude [Seykora et al., 1985], 23 min-period waves of 0.1-0.2 Pa amplitude [Goodwin and Hobson, 1978] and 9-12 min-period waves of 3 Pa amplitude [Farges et al., 2003]. The heterogeneity of these observations might be explained by the fact that the measurement campaigns were set up at different distances from the totality path of the eclipse. The microbarograph network used by Seykora et al. [1985] was indeed deployed at several thousand of kilometers from the central line of the eclipse whereas those used by Goodwin and Hobson [1978] and Farges et al. [2003] were only at a few hundred of kilometers. Nevertheless, none of these detection can be clearly linked to any of the modeling proposed by either Chimonas [1970], Fritts and Luo [1993] or Eckermann et al. [2007]. The period of the waves observed by [Goodwin and Hobson, 1978] and [Farges et al., 2003] were for instance too short to have been produced by the global cooling of either the stratosphere or the troposphere. However these waves could result from the cooling of smaller-size absorption regions such as clouds or water vapor inhomogeneities. In summary, despite several modeling efforts and observational tests, it is still unclear whether the cooling of the atmosphere during the passage of a solar eclipse can produce a planetary bow-wave of internal gravity waves with high enough amplitude to be detected at the Earth's surface.

The purpose of this paper is to estimate the surface pressure fluctuations produced by the total solar eclipse of 1 August 2008 and to compare these pressure fluctuations with those recorded by a temporary network of microbarographs and the infrasound stations of International Monitoring System (IMS). To do so, we use the linear spectral numerical model described by Marty and Dalaudier [2010]. This model was already used to study the cooling of the ozone layer during the passage of a total solar eclipse. Marty and Dalaudier [2010] showed that the asymptotic response to a Gaussian thermal forcing traveling at constant velocity was in good agreement with results obtained by Fritts and Luo [1993]. They also obtained a stratospheric response similar at the first-order to that presented by Eckermann et al. [2007] for the 4 December 2002 solar eclipse. In section 2, we start by studying the pressure field produced at the ground surface by the passage of the 4 December 2002 solar eclipse in order to compare our results with Eckermann et al. [2007]. It is shown that the cooling of the ozonosphere cannot explain the surface pressure perturbation obtained by Eckermann et al. [2007]. We therefore consider a tropospheric cooling and show that this cooling is likely to be the predominant source of pressure perturbations produced at the Earth's surface. The model is then used to study the case of the 1 August 2008 solar eclipse and estimate the ground pressure fluctuations produced at all the measurement sites by the cooling of the stratospheric and tropospheric regions.

In section 3, we describe a temporary network of microbarographs set up in Western Mongolia to detect the waves produced by the 1 August 2008 total solar eclipse. Along with data from this temporary network, we also use the pressure measurements recorded by the permenant IMS infrasound network. This worldwide infrasound network is composed of sixty multi-component stations whose forty-two are already operationally certified. Although the IMS infrasound stations were designed to detect atmospheric pressure fluctuations produced by nuclear explosions in the [0.02 Hz - 4 Hz] frequency range, Marty et al. [2010] recently demonstrated that the pressure measurements recorded by the majority of IMS stations were accurate in the entire gravity wave frequency range.

In section 4 we analyze the pressure measurements recorded by both the temporary microbarograph network and the closest IMS infrasound stations from the totality path of the eclipse. Since the period of the expected pressure signals is in a band highly disturbed by atmospheric tides and meteorological processes, the pressure fluctuations produced by these synoptic disturbances are characterized and removed from the recorded signals. Two low-frequency pressure signals starting just after the passage of the eclipse are then identified at all stations of the temporary microbarograph network as well as at most the IMS stations close from the totality path of the eclipse. The frequency and the amplitude of these two waves are similar to those produced from the model with the stratospheric and tropospheric sources, which shows that these two waves were very likely produced by the passage of the 1 August 2008 total solar eclipse.

## 2. Modeling

### 2.1. Stratospheric and Tropospheric Sources

Eckermann et al. [2007] used a prototype high-altitude global numerical weather prediction model to study the response of the atmosphere to the total solar eclipse of 4 December 2002. They showed that a large-scale bow-wave was produced in the middle atmosphere as well as in the troposphere. They obtained pressure fluctuations of several tens of Pascal at ground level. In order to identify the main source responsible for these pressure fluctuations, we use the linear spectral numerical model described by Marty and Dalaudier [2010]. This model was proposed to get first-order estimations of gravity wave fluctuations produced by sources with evolving sizes, trajectories and velocities. It is based on the solutions of the linearized fundamental fluid equations [Fritts and Alexander, 2003] and uses the fully compressible dispersion relation for inertia-gravity waves. Since it can account for spatial and temporal variations of sources, Marty and Dalaudier [2010] already applied this model to the case of the ozonosphere cooling during the passage of the 4 December 2002 solar eclipse. They found results in good agreement with those obtained by Eckermann et al. [2007] in the middle atmosphere. To study the pressure perturbation produced at the Earth's surface, we start by applying the model to the same solar eclipse. Following Marty and Dalaudier [2010], we take into account the changes in shadow trajectory and velocity and consider the reflection at the ground surface. We also use the same thermal forcing term, atmospheric parameters and eclipse characteristics.

Figure 1 represents the perturbation of the vertical velocity field at 80 km of altitude and the pressure field at the ground surface calculated with the linear model. These two wavefields corresponds to Figures 13b and 15 presented by Eckermann et al. [2007]. We can see that the bow-wave observed at 80 km of altitude is similar at the first order to the response obtained by Eckermann et al. [2007]. The intensity of our wave field is slightly lower but it can be due to the fact that we consider a constant Gaussian daily heating rate profile (with an amplitude of 20 K.day$^{-1}$) whereas Eckermann et al. [2007] used a spatially and temporally variable heating rate profile. On the contrary, the response obtained

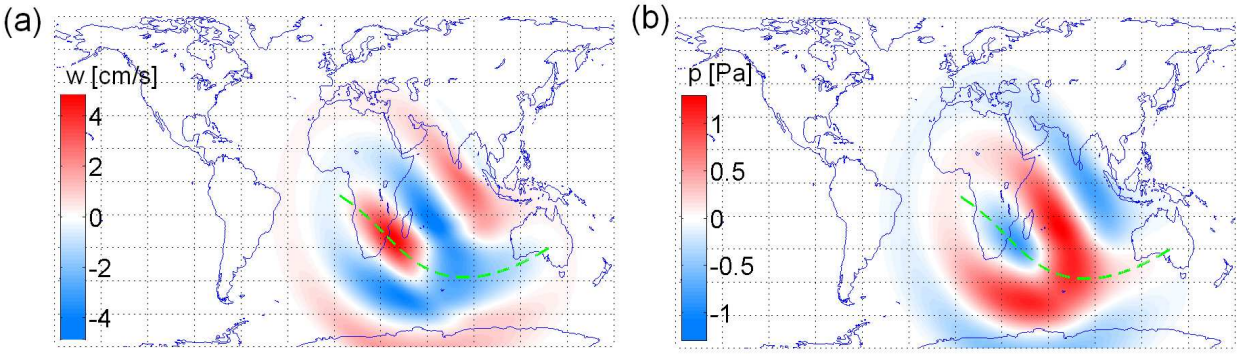



**Figure 1.** Response of the atmosphere to the cooling of the ozone layer at 1000 UTC 4 December 2002 with (a) the vertical velocity wavefield at an altitude of 50 km and (b) the pressure wavefield at the ground surface. Scales and units are given in colorbars and the green dashed line shows the central line of the totality path of the eclipse.

at ground level is very different from that presented by Eckermann et al. [2007]. In the two solutions, we can see a large-scale bow-wave but the amplitude of the pressure fluctuations produced with our model is at least one order of magnitude lower than that obtained by Eckermann et al. [2007]. Moreover, the shape of the bow-wave is clearly different. The amplitude of the pressure fluctuations obtained with our model is about 1.5 Pa, which is in agreement with the pressure fluctuations obtained by Chimonas [1970] for the cooling of the ozone layer. It therefore seems that the cooling of the ozonosphere can produce detectable pressure fluctuations at the ground surface but that it is not the predominant source.

We now consider the cooling of the troposphere during the same solar eclipse. This cooling is due to the reduction of infrared absorption by water vapor. Water vapor is much more inhomogeneously distributed within the atmosphere than ozone. These inhomogeneities can produce local variations of the atmospheric cooling, which could generate smaller-scale waves compared to the dimension of the bow-wave. They could be the source of waves such as those observed by Goodwin and Hobson [1978] or Farges et al. [2003]. Despites the inhomogeneity of the water vapor distribution, we can see that Eckermann et al. [2007] (Figure 15) obtained a clear large-scale bow-wave at the Earth's surface. This supports the idea of a global response of the troposphere. We therefore consider a constant tropospheric Gaussian thermal forcing term defined as

$$F_{Tn}(x,y,z) = QE_{Ob}(\mu_n).\exp\left(-\frac{(z-z_0)^2}{\sigma_z^2}\right), \qquad (1)$$

with $z_0$ = 3 km, $\sigma_z$ = 1 km and $Q$ = -5 K.day$^{-1}$. The function $\mu_n(x,y)$ is defined by Marty and Dalaudier [2010] to approximate the eclipse magnitude at the time $t_n$ in the shadow region and $E_{Ob}$ represents the eclipse obscuration i.e. the fraction of the surface area of the solar disk occulted by the Moon [Espenak and Anderson, 2001; Eckermann et al., 2007]. Although solar intensity is brighter at the disk center than near the limb in the ultraviolet band, the solar irradiance is quasi-uniform across the solar disk in the near-infrared [Eckermann et al., 2007]. Solar limb darkening effects can therefore be neglected when calculating the tropospheric thermal forcing term. As for the case of the cooling of the ozone layer, we take into account changes in shadow trajectory and velocity and also consider the reflection at the ground surface. We also use the same eclipse characteristics but consider atmospheric parameters related to the troposphere i.e. an atmospheric temperature $T$ = 290 K, a buoyancy frequency $N$ = 0.01 rad.s$^{-1}$ and a density scale height $H$ = 10 km.

Figure 2 represents the pressure perturbation obtained at the ground surface at 1000 UTC. We can see that the shape of this wavefield is more similar to the wavefield obtained by Eckermann et al. [2007] than the wavefield obtained from the cooling of the ozonosphere (Figure 1b). We indeed retrieve the same high pressure region over the Indian Ocean and the South of Africa. The amplitude of the wavefield is one order of magnitude higher than in the case of the ozone cooling but is still lower than that found by Eckermann et al. [2007] (−16 Pa – +53 Pa). This might be due to the fact that we did not take into account the radiative effects of the cloud layers and of the ground surface. This result however shows that the cooling of the troposphere is more likely to produce detectable pressure fluctuations at the Earth's surface than the cooling of the ozonosphere.

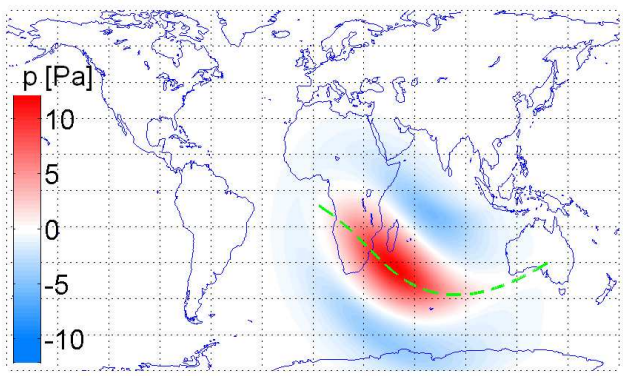



**Figure 2.** Pressure wavefield produced at the ground surface by the cooling of the troposphere at 1000 UTC 4 December 2002. Scales and units are given in the colorbar and the green dashed line shows the central line of the totality path of the eclipse.

### 2.2. Solar Eclipse of 1 August 2008

The solar eclipse of 1 August 2008 was the sixth total solar eclipse of the 21st century. It lasted about two hours on the Earth's surface. It started at 0924 UTC in Canada and then moved through Greenland, Northern Atlantic, Russia, Kazakhstan and Mongolia (Figure 3). It ended over Northeastern China at 1118 UTC. The total eclipse reaches its maximum in Northern Russia with a maximum duration of 2 min 27 s in the center of the totality path, a minimum

velocity of 900 m.s$^{-1}$ and a magnitude of 1,0185 [Espenak and Anderson, 2007].

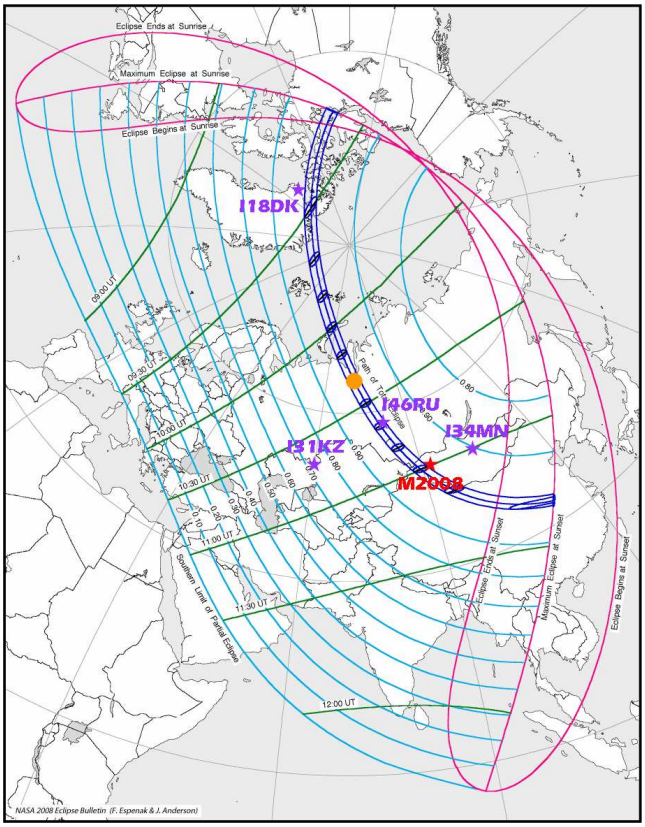



**Figure 3.** Stereographic projection map of the eclipse [Espenak and Anderson, 2007]. The dark blue lines represent the limits and the center of the totality path of the eclipse, the green lines the time (UT) of the eclipse maximum and the light blue lines the obscuration at the eclipse maximum. The purple stars represent the location of the closest certified IMS stations from the totality path of the eclipse and the red star the location of the temporary microbarograph network deployed in Western Mongolia (M2008). The orange disk represents the eclipse maximum.

The eclipse geometry highly depends on the relative orbital motions of the Earth and the Moon. During the 4 December 2002 total solar eclipse, the eclipse shadow moved through tropical regions and the entire penumbral region struck the Earth's surface for most of the eclipse duration. The penumbral perimeter was therefore closed except during the beginning and end phases of the eclipse. Since the contribution of these two extreme phases to the total atmospheric cooling was low [Marty and Dalaudier, 2010], we approximated the shape of the penumbral region by a disk of constant radius. The case of the 1 August 2008 total solar eclipse is different because the eclipse shadow moved through the North Pole region and the penumbral perimeter was continuously interrupted by the solar terminator (Figure 3). It is therefore less fair to approximate the penumbral region by a disk. Since we look for the qualitative but not quantitative response to the 1 August 2008 total solar eclipse, we nevertheless keep this approximation, which simplify the implementation of the model. For the same reason, the model is run for the same stratospheric and tropospheric forcing terms as those used in section 2.1. The considered eclipse characteristics (trajectory, velocity and magnitude) are those provided by Espenak and Anderson [2007].

Figure 4 presents the pressure signals (solid blue) produced by the stratospheric (left) and tropospheric (right) thermal forcings at the position of the temporary microbarograph network installed in Western Mongolia (M2008) and at the position of the IMS stations shown in Figure 3. Note that all these stations will be described in section 3. The instantaneous period of all pressure signals is plotted in dashed purple. Since the complex wavefield obtained from the model corresponds to the complex conjugate of the analytic signal [Marty and Dalaudier, 2010], the instantaneous period is directly calculated from the variation of the wavefield phase. Note that the period is not plotted when the signal envelope is too weak.

We can first see that the maximum amplitude of the pressure signals produced from the model with the stratospheric source is about 2.5 Pa whereas it is about 20 Pa for the tropospheric source. The greatest intensity of the tropospheric response is in agreement with the section 2.1 discussions. It can also be seen that the amplitude of the pressure fluctuations produced by the stratospheric source is greater for the stations located furthest from the totality path of the eclipse (I34MN, I31KZ) whereas that produced by the tropospheric source is higher for the closest stations (I46TU, M2008, I18DK). This is due to the fact that the wavelengths included in the tropospheric forcing term travel slower than those included in the stratospheric forcing term. Thus, the maximum amplitude produced by the tropospheric forcing will arrive a few days after the passage of the solar eclipse at the I31KZ and I34MN stations.

If we look at the pressure fluctuations produced by the stratospheric source and expected at the closest stations from the totality path of the eclipse (M2008, I18DK, I46RU), we can see that the maximum amplitude is reached at about 2 – 3 h after the passage of the total solar eclipse. At this time, the period of the signal is about 5 h. To our knowledgeSeykora et al. [1985] are the only ones who reported the observation of such low-frequency pressure fluctuations at the ground surface after the passage of a solar eclipse. However, the amplitude of the ground pressure fluctuations they recorded was about 10-15 Pa, which seems incompatible with the cooling of the ozone layer. Contrary to the case of the stratospheric source, the maximum amplitude of the pressure signals produced by the tropospheric source is reached about 20 h after the passage of the solar eclipse (for the same three stations M2008, I18DK, I46RU). The instantaneous period begins at about 8 h and then increases rapidly. It reaches the inertia period which is about 17 h 30 min for the chosen Coriolis parameter. The waves produced by the tropospheric source are therefore mainly inertia waves.

If we now look at the stations located furthest from the totality path (I34MN and I31KZ), we can see that the maximum amplitude of the pressure signals produced by the stratospheric source arrives respectively about 8 h and 12 h after the passage of the total solar eclipse. The pressure fluctuations produced by the tropospheric source arrive almost at the same time and have similar amplitudes (about 3 Pa). The period of the stratospheric and tropospheric signals are however different allowing these two pressure fluctuation signals to be distinguished.

As a conclusion, the pressure signals produced by the stratospheric and tropospheric sources have different waveforms and can be distinguished from one another. However, the amplitude of the pressure fluctuations produced by the stratospheric source is small compared to ambient pressure fluctuations. The pressure fluctuations produced by the tropospheric source can also be difficult to identify because of the energetic pressure fluctuations produced in the same period range by atmospheric tides and meteorological processes.

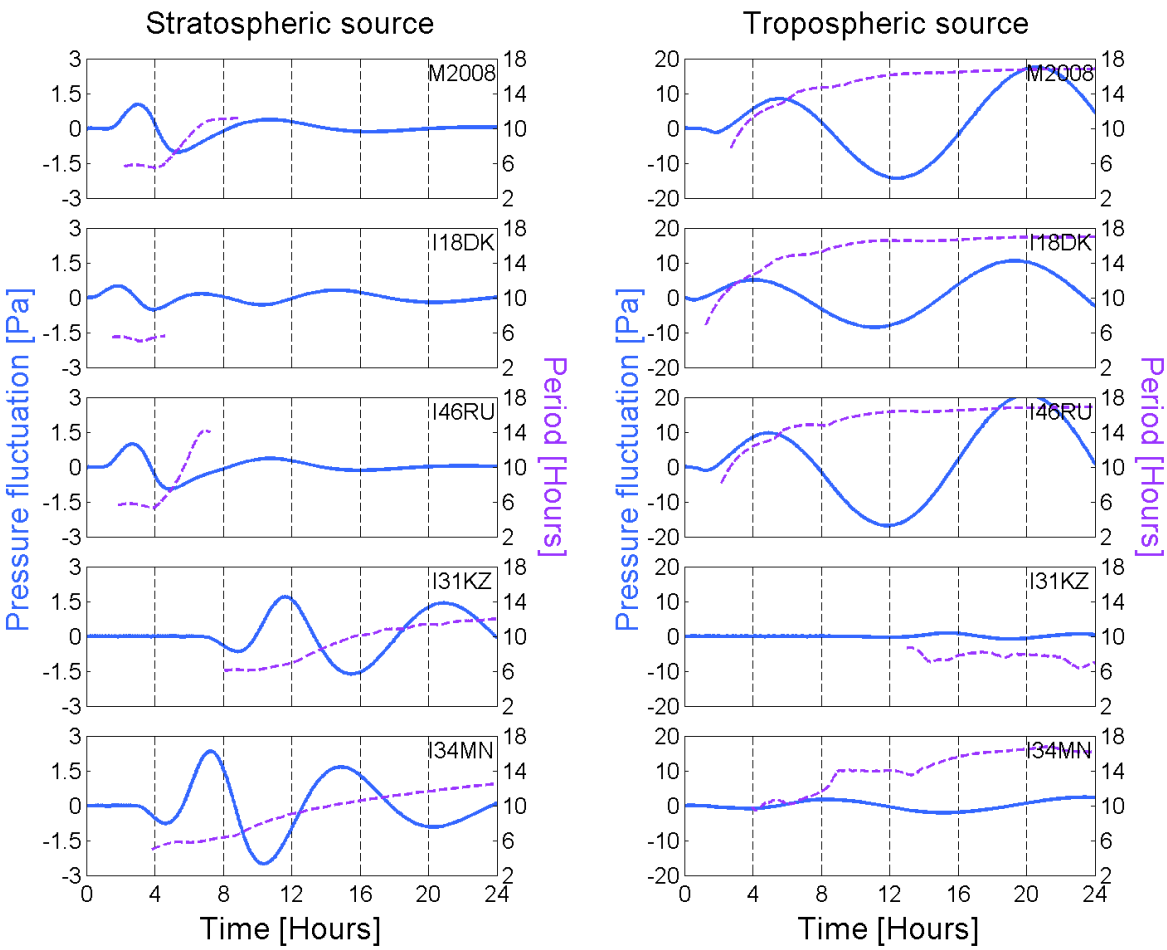



**Figure 4.** Pressure fluctuation signals produced by the cooling of the stratosphere (left) and the troposphere (right) during the passage of the 1 August 2008 total solar eclipse at the position of the temporay network installed in Western Mongolia (M2008) and at the position of the closest certified IMS station from the totality path of the eclipse. The pressure fluctuation is plotted in solid blue, the period in dashed purple.

## 3. Mongolia 2008 Measurement Campaign

### 3.1. Network Description

In section 2, we showed that the passage of the 1 August 2008 solar eclipse could generate a planetary bow-wave and produce pressure fluctuations with periods from 4 to 17 hours at the Earth's surface. To characterize such a bow-wave, the measurement sites must be located at thousands of kilometers from one another. This distance roughly corresponds to the average distance between the infrasound stations of the IMS network. This network consists of sixty worldwide-distributed stations, among which forty-two are already operationally certified and continuously transmit data to the International Data Center in Vienna, Austria. The stations are mini-arrays of infrasound sensors, which measure micropressure changes produced at ground level by infrasonic wave propagation. Although this network was designed to detect atmospheric pressure fluctuations produced by nuclear explosions in the [0.02 Hz - 4 Hz] frequency range, Marty et al. [2010] recently demonstrated that the pressure measurements recorded by the majority of IMS stations were accurate in the entire gravity wave frequency range. They showed that the self-noise, the transfer function uncertainties and the thermal susceptibility of the measuring chains did not significantly alter the pressure measurements in the gravity wave frequency range. In Figure 3, we can see that there are four IMS stations already operational and located at less than 2000 km from the central path of the eclipse : I46RU (Russia), I18DK (North Greenland), I34MN (Mongolia) and I31KZ (Western Kazakhstan).

As explained in introduction, the majority of the measurements campaigns set up to detect ground pressure fluctuations produced by the passage of solar eclipses either failed to detect such fluctuations or gave ambiguous results [Jones, 1999]. Most of those who reported evidences of a link between the detection of gravity waves and the passage of a solar eclipse, reported waves with periods from 10 to 90 min [Anderson et al., 1972; Goodwin and Hobson, 1978; Farges et al., 2003]. However, as detailed in section 2, these waves have periods that are too short to have been produced by the global cooling of either the troposphere or the stratosphere. These pressure fluctuations might nevertheless have been produced by smaller-size sources such as the cooling of water vapor inhomogeneities or clouds [Chimonas, 1973]. Since the IMS infrasound network can be used to study the bow-wave produced by the passage of the 1 August 2008 solar eclipse, the French Atomic Energy Commission (CEA) decided to install a temporary microbarograph network adapted to the detection of shorter-period waves similar to those observed previously. This network was installed in Western Mongolia in the frame of the scientific collaboration between the

CEA and the Research Center of Astronomy and Geophysics (RCAG) of the Mongolian Academy of Sciences.

The main objective of this temporary measurement campaign was to detect and analyze the gravity waves produced by the passage of the 1 August 2008 solar eclipse. In order to distinguish these waves from the waves produced by other sources, the microbarograph network was set up for twenty days around the passage of the solar eclipse. Three stations (or mini-arrays) of four measurement points were installed 100 km apart from one another (Figure 5). Such a distance was chosen for the characterization of a group velocity of about 320 m.s$^{-1}$, similar to that observed by Goodwin and Hobson [1978] and Farges et al. [2003]. The four measurement points of each station were positioned as described in Figure 5. This geometry was chosen to optimize the calculation of phase velocities and azimuths of waves having horizontal wavelength longer than 500 m.

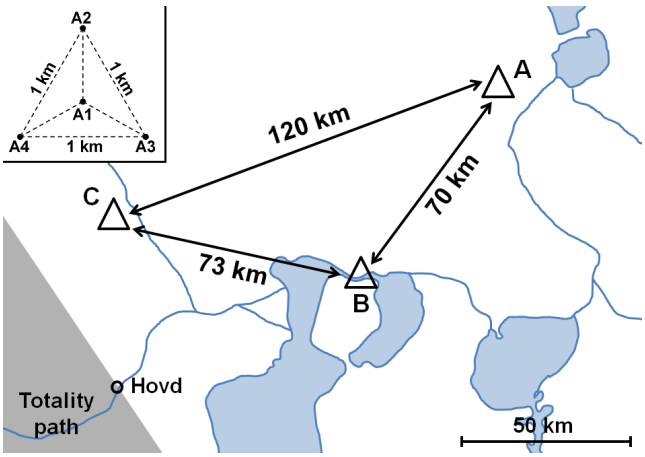



**Figure 5.** Position of the three stations of the Mongolia 2008 measurement campaign. The totality path of the eclipse is represented in gray, the geometry of each station in the upper-right corner.

### 3.2. Sensor Description

The microbarometers used during the Mongolia 2008 measurement campaign were Martec MB2005. These sensors record pressure fluctuations from DC to tens of hertz including the entire gravity wave period range [CEA/DASE, 1998]. They are therefore adapted to the detection of the low-frequency pressure fluctuations estimated with the model (see section 2.2) as well as to the detection of higher frequency pressure fluctuations such as those observed previously after the passage of solar eclipses [Anderson et al., 1972; Goodwin and Hobson, 1978; Farges et al., 2003]. The pressure signals were recorded with a 20 Hz sampling frequency, which prevents any temporal aliasing in the gravity wave frequency band.

MB2005 microbarometers have a thermal susceptibility lower than 10 Pa.K$^{-1}$, which is very low compared to other types of pressure sensors such as microphones [Ponceau and Bosca, 2010]. Such a source of error could however produce significant fluctuations especially at the diurnal period. Since this phenomenon was anticipated, all the measuring chains were installed underground in order to reduce the amplitude of temperature changes. A temperature sensor was also glued inside each microbarometer to record temperature changes within sensor measurement cavities. We will see in the next section that these temperature records and a good estimation of sensor thermal suceptibilities allow an excellent correction of pressure signals from the influence of the temperature changes.

## 4. Data Processing

### 4.1. Correction from Sensor Thermal Susceptibility

The objective of this section is to evaluate and remove the influence of temperature changes on pressure measurements using the temperature measurements recorded inside the microbarometers and an estimation of the sensor thermal susceptibility. Figure 6 represents the power spectral density (PSD) of the raw pressure signal recorded by the B1 measuring chain during 21 days (blue curve). The two peaks observed on the PSD at diurnal and semidiurnal periods are produced by atmospheric tides and have been discussed by Marty et al. [2010]. The PSD of the temperature recorded inside the sensor measurement cavity is represented in orange and that recorded outside the station in yellow. Comparing this two temperature curves, we can see that the PSD of the temperature recorded inside the sensor is damper as

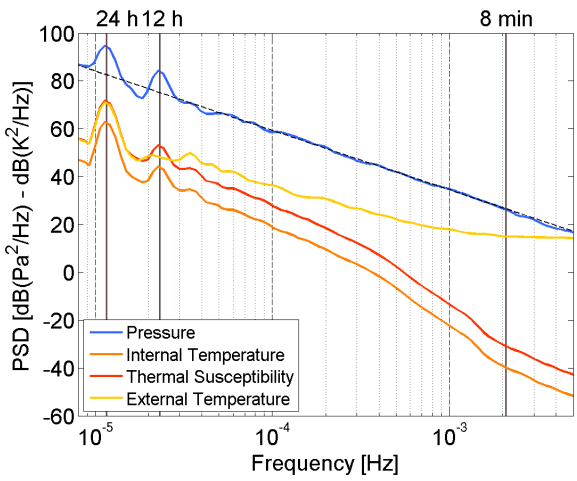



**Figure 6.** PSD of the pressure signal recorded by the B1 measuring chain over 21 days (blue) and an approximation of the slope in the gravity wave frequency band (dashed black). The PSD of the temperature recorded inside the sensor measurement cavity is represented in orange and that recorded outside the measurement site B1 in yellow. The red curve represent the PSD of the spurious fluctuations produced by the thermal susceptibility of the B1 microbarometer.

**Table 1.** Mean amplitude and relative standard deviation (RSD) of the diurnal pressure oscillation recorded by the four measuring chains of each station without correction of pressure signals (raw), with correction and using the thermal suceptibilities provided by tha manufacturer (correc 1) and with correction and using the thermal suceptibilities evaluated in CEA's laboratories (correc 2).

| Station | Correction Type | Mean Amp. [Pa] | RSD [%] |
|---|---|---|---|
| A | raw | 113 | 3.96 |
| | correc 1 | 119 | 6.08 |
| | correc 2 | 120 | 2.91 |
| B | raw | 105 | 1.66 |
| | correc 1 | 108 | 3.11 |
| | correc 2 | 107 | 1.63 |
| C | raw | 106 | 17.4 |
| | correc 1 | 120 | 6.10 |
| | correc 2 | 122 | 2.33 |

the frequency increases. This is due to the fact that the measuring chains were installed underground. We can also observe that the PSD of the temperature recorded inside the sensor moves away from the the PSD of the pressure as the frequency increases. This shows that the more the frequency increases the less the thermal susceptibility will affect the pressure signals.

Since the thermal susceptibility of the B1 microbarometer is $-2.8$ Pa.$^{-1}$ (as provided by the manufacturer), the PSD corresponding to the spurious fluctuations produced by the thermal susceptibility (red curve) is about 9 dB above the PSD of temperature fluctuations. We can see that the ratio between the PSD of the pressure signal and the PSD of the fluctuations produced by B1 thermal susceptibility is always greater than 30 dB except at the diurnal period. This means that the thermal susceptibility of the microbarometer will not significantly affect the pressure signal in comparison with the other sources of error [Marty et al., 2010], except at the diurnal period.

In order to evaluate the error produced at the diurnal period in all pressure records, we first characterized the averaged diurnal pressure oscillation recorded by each measuring chain using the superimposed epoch method [Panofsky and Brier, 1958] on a diurnal time interval. We then selected the diurnal spectral complex components of the resulting signals. According to the fact that the maximum distance between the four microbarometers of each station (¡ 1 km) is negligible compared to the dimension of the diurnal surface pressure perturbation produced by atmospheric tides, the four microbarometers of each station should detect the same diurnal pressure fluctuation. However, we can see in Table 1, that the relative standard deviation (RSD) between the amplitude of the diurnal oscillations detected at the four measuring chains of each station can reach 17.4 %. This confirms that the thermal suceptibility significantly affects the pressure signal at the diurnal period.

In section 2.2, we saw that the period of the expected eclipse signals ranged from 4 h to 16 h, which is close to the diurnal period. To ensure that the pressure fluctuations produced by the passage of the solar eclipse are identified insterad of some simultaneous fluctuations produced through temperature changes, we decided to correct the influence of the temperature in all the pressure signals. To do so, we multiplied the temperature measurements recorded inside each microbarometer by the thermal susceptibility of the microbarometer and removed the resulting signal from the pressure signal. The thermal suceptibility is estimated linearly between $-25$ °C and $+60$ °C during the manufacturing process. Since the temperature inside microbarometers only varied from $+15$ °C to $+30$ °C during the measurement campaign, we also evaluated the thermal suceptibility of the sensors on this restricted temperature range in CEA's laboratories. The influence of the correction using these two estimations of the thermal suceptibility was evaluated by characterizing the RSD of the amplitude of the diurnal pressure oscillation recorded by the four mirobarographs of each station (Table 1). We can see that the signal correction using the thermal suceptibility provided by the manufacturer modify the diurnal oscillation amplitude but that the RSD remains important or even greater than without the correction. On the contrary, the signal correction using the thermal suceptibility evaluated in CEA's laboratories allow an excellent correction of the pressure signals since the RSDs are lower than 2.9 %. This value is highly satisfactory since the other sources of error such as the measuring chain self-noise or the uncertainties on the sensor transfer function can reach 3 % [Marty et al., 2010].

### 4.2. Time-Frequency Analysis

#### 4.2.1. Measurement campaign pressure measurements

The pressure signal recorded over 21 days by the B1 measuring chain is plotted in Figure 7a (blue). It has been corrected from the sensor thermal susceptibility according to section 4.1 discussions. The synthetic signal obtained from the model with the tropospheric source (cf. section 2.2) is over-plotted in black. The amplitude of this signal is two orders of magnitude smaller than the maximal pressure fluctuations recorded by the B1 measuring chain. The synthetic signal corresponding to the stratospheric source is not plotted since its amplitude is even smaller. On the pressure measurements, the diurnal and semidiurnal pressure oscillations can be clearly seen. As seen in previous sections, these oscillations are produced by atmospheric tides and are in the same period range as the synthetic eclipse signals but with an amplitude one or two orders of magnitude higher. It is therefore essential to remove these oscillations from the pressure signal to identify the pressure fluctuations produced by the passage of the total solar eclipse.

To do so, we consider that these diurnal and semidiurnal oscillations do not vary significantly over the duration of the measurement campaign. We then calculate the averaged tide amplitude by applying the superimposed epoch method [Panofsky and Brier, 1958] on a diurnal time interval and by selecting the diurnal and semidiurnal components of this signal. The averaged diurnal and semidiurnal pressure oscillation obtained with this method is plotted in purple in Figure 7a. It is removed from the pressure signal in Figure 7b (blue). In this resulting signal, large amplitude pressure fluctuations produced by meteorological processes can still be seen. These fluctuations have periods exceeding 24 h and are not exactly in the same period range as the expected eclipse signals. However, they are very energetic and can potentially mask the waves produced by the eclipse depending on the signal processing method used. These fluctuations are therefore approximated with a cubic spline, which is then removed from the signal. The residual signal is plotted in blue in Figure 7c.

At this stage, it seems that a pressure fluctuation with a similar waveform as the synthetic signal obtained corresponding to the tropospheric source (plotted in black) can be seen in the pressure signal. However, this fluctuation is still mixed in the middle of the ambiant pressure fluctuations. We therefore applied a wavelet transform on this signal using the Morlet wavelet with a parameter $\omega_0 = 6$, which seems to be a reasonable compromise between the time and the frequency resolution [Torrence and Compo, 1998]. In Figure 6, we can see that the slope of the PSD of the pressure fluctuations (black dashed curve) is roughly constant in the gravity wave band. It is estimated to $-2.48$ with a fit on a logarithmic scale. In order to produce a scalogram that brings out energetic arrivals in the whole gravity wave band, we therefore normalized the PSD with a factor $f^{-2.48}$ (with $f$ the frequency) before applying the wavelet transform. Figure 8 represents the scalogram of the pressure signal contained within the purple rectangle in Figure 7c. The time of the total solar eclipse is indicated by the vertical green line. Note that the stations of the Mongolia 2008 measurement campaign were uninstalled on 3 August 2008, thus no pressure records are available after this date.

We can first observe that there is no significant energetic arrival in the $12 - 24$ h period range except after the passage of the solar eclipse. This means that we managed to remove most of the diurnal and semidiurnal pressure oscillations produced by atmospheric tides and that the solar eclipse is probably the source of the pressure fluctuations outlined in solid green. If we focus on the time-frequency characteristics of this pressure signal, we can see that its period increases from 8 to 14 h and that its maximum amplitude arrives about 20 h after the passage of the solar eclipse. These characteristics are close to those of the synthetic pressure

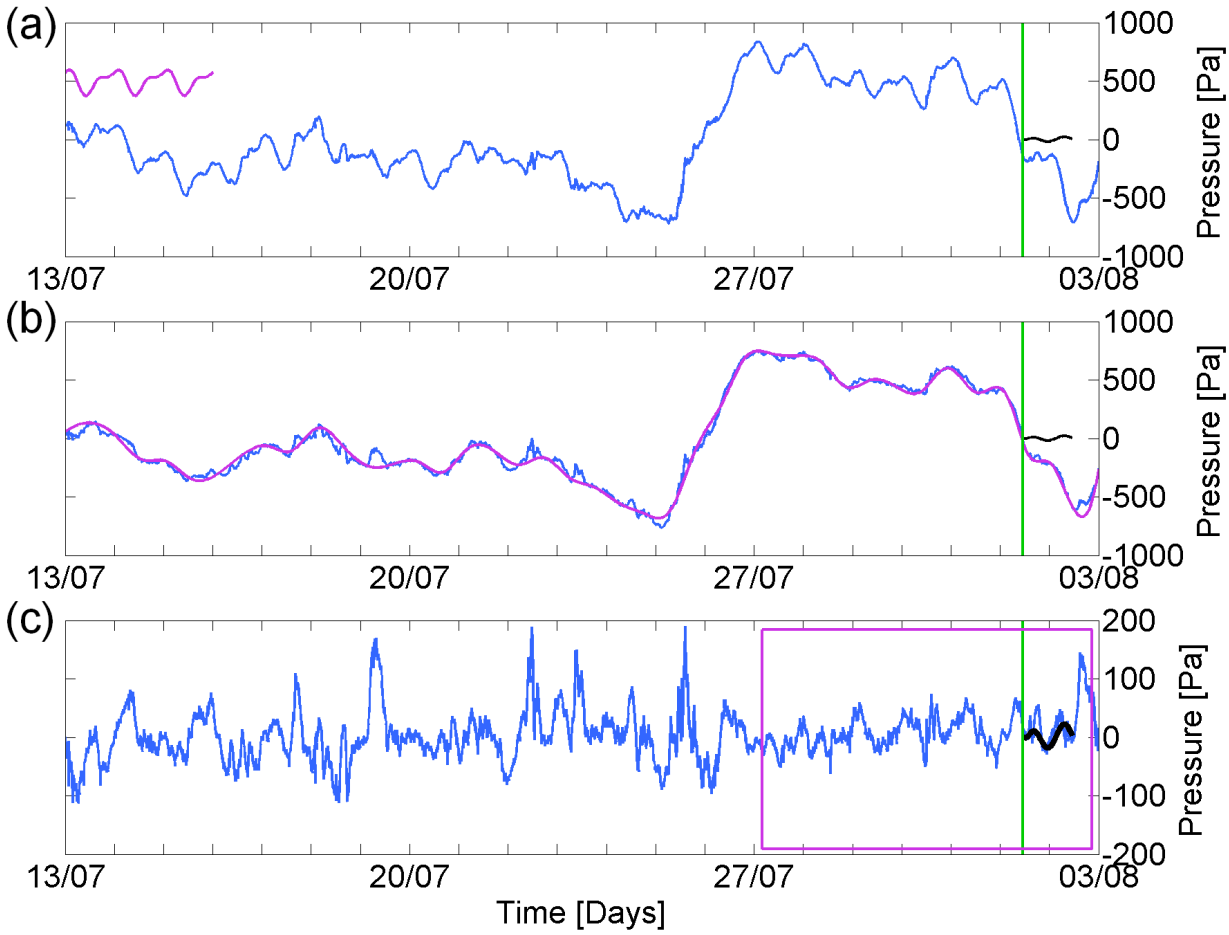



**Figure 7.** (a) Pressure fluctuation signal recorded at the B1 measurement point (blue) and averaged diurnal and semidiurnal pressure oscillation (purple). (b) Pressure fluctuation signal substracted from the averaged diurnal and semidiurnal pressure oscillation (blue) and cubic spline approximating large-scale pressure perturbations (purple). (c) Pressure signal substracted from the cubic spline (blue). The purple rectangle represents the part of the signal analyzed with in the time-frequency domain in Figure 9. The eclipse signal produced from the model with the tropospheric source is plotted in black in all figures. Green vertical lines represent the time of the total solar eclipse.

signal corresponding to the tropospheric source (Figure 4). This signal is therefore likely to be produced by the cooling of the troposphere during the total solar eclipse of the 1 August 2008. To better compare the time-frequency characteristics of the recorded and synthetic tropospheric signal, we computed the scalogram of the synthetic signal (solid gray contours). We can see that the period of the synthetic signal is slightly longer than that of the recorded signal. The maximum amplitude arrives also a slightly earlier in the case of the synthetic signal. Given the approximations considered in the modeling of the source shape and intensity, these differences are however not surprising.

If we now look at other period ranges, we see several other pressure fluctuations arriving just after the passage of the solar eclipse. It is difficult to determine whether they are produced by the passage of the solar eclipse since pressure fluctuations with similar time-frequency characteristics can be observed at other times. However, we can see a low amplitude pressure fluctuation with a $4-5$ h period occurring just after the passage of the solar eclipse (outlined in dashed green). Looking at the pressure signal produced from the model with the stratospheric source (Figure 4), we can see that the maximum amplitude is also reached $2-3$ h after the passage of the solar eclipse and that its period is about 5 h at this time. The scalogram of the synthetic stratospheric pressure signal is plotted in dashed gray contours. It can be seen that its time-frequency characteristics are close to those of the recorded signal. This suggests that the pressure fluctuation (outlined in dashed green) was produced by the cooling of the stratosphere during the passage of the 1 August 2008 total solar eclipse.

#### 4.2.2. IMS pressure measurements

Identical pressure fluctuations were detected by all the microbarometers of the Mongolia 2008 measurement campaign. This result was expected since the microbarometers are relatively close to one another compared to the dimension of the ground pressure perturbation. We therefore looked at the pressure signal detected by the four IMS stations closest to the totality path of the eclipse. In order to extract the eclipse signal, we corrected the pressure signals from the sensor transfer function [Marty et al., 2010] and applied the same method as for the pressure signal recorded during the Mongolia 2008 measurement campaign. We therefore characterized and removed the pressure fluctuations produced by atmospheric tides and synoptic disturbances. Figure 9 represents the scalogram obtained for the four IMS stations mentioned above.

We can clearly see that two waves are detected just after the passage of the solar eclipse at the I18DK station. It is worth to note that there is no other energetic arrival detected in the entire $6-24$ h period band. This strongly suggests that there is a link between the passage of the solar

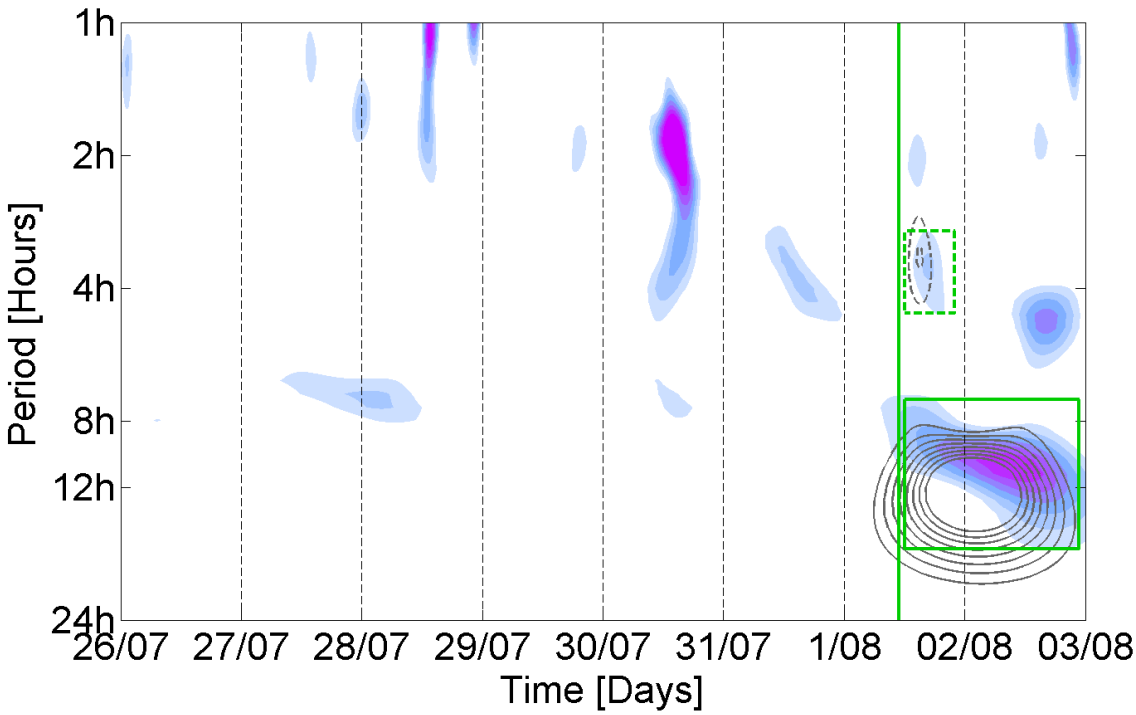



**Figure 8.** Scalogram of the pressure signal recorded at the B1 measurement point between 26 July and 2 August 2010. The contour levels are normalized. The green vertical lines represent the time of the total solar eclipse. The solid and dashed gray contours respectively represents the scalograms of the pressure eclipse simulated from the model with the tropospheric and stratosheric source. The contour levels are the same as those of the recorded signal.

eclipse and the wave outlined in solid green. Moreover, this pressure signal has a period ranging from 8 to 14 h and a maximum amplitude occurring more than half a day after the passage of the solar eclipse, which is similar to the synthetic signal produced for the tropospheric source (Figure 4). The energetic arrival outlined in dashed green also has time-frequency characteristics close to the signal produced for the stratospheric source (Figure 4). It could therefore have been produced by the cooling of the ozone layer.

If we now look at the pressure signal detected at the I31KZ station, we can see again a signal (outlined in solid green) with similar characteristics to that produced from the model with the tropospheric source (Figure 4). However, given that the I31KZ is about 1 800 km from the central path of the eclipse, the amplitude of this signal is supposed to be very low, so we are not able to determine whether this signal has been produced by the passage of the solar eclipse. This might be why thre is no energetic signal at the I34MN station in this period range. Another pressure signal with a 4 h period is detected at the I31KZ station about half a day after the passage of the solar eclipse. Such energy arrival coincides with the maximum amplitude of the signal obtained with the stratospheric source (Figure 4) and could therefore have been produced by the cooling of the ozone layer.

The scalogram of the pressure signal recorded at the I46RU station (Figure 9c) presents more energetic arrivals than the other scalograms. It shows energetic pressure fluctuations at different times and periods. The scalogram is not displayed after the 4 August 2008 because a very energetic gravity wave event would prevent from seeing all the other ones (with the same amplitude scale). In this scalogram, we can see a pressure fluctuation produced in the 8 – 12 h range after the passage of the eclipse totality. However, this fluctuation seems to arrive a little bit earlier than the expected time and we can also see pressure signals in the same period range at other times. There is therefore no clear evidence that the signal outlined in green was produced by the passage of the solar eclipse. This raises the problem of differentiating between the pressure fluctuations produced by the solar eclipses from the ambient pressure fluctuations at the same period.

## 5. Discussion and Perspectives

In this article, we used the linear spectral numerical model described by [Marty et al., 2010] to estimate the ground pressure perturbation produced by the cooling of the atmosphere during the passage of a solar eclipse. While the cooling of both the troposphere and stratosphere can produced detectable pressure fluctuations at the Earth's surface, it was found that the tropospheric cooling is much likely to be the predominant source. We then estimated the pressure fluctuations produced by the passage of the 1 August 2008 solar eclipse at the position of different microbarograph networks. We showed that the amplitude of the simulated pressure fluctuations was rather low compared to that of ambient pressure fluctuations. This was especially true for the pressure fluctuations produced by the tropospheric source as their period is in the same frequency band as the pressure oscillations produced by atmospheric tides. It is therefore not easy to identify the pressure fluctuations produced by the passage of the solar eclipse and this explains why we applied a series of filtering operations. The averaged pressure oscillations produced by atmospheric tides were first characterized and removed from all pressure signals. We then filtered out the energetic disturbances produced at periods longer than 24 h. The resultant pressure signals showed two pressure fluctuations just after the passage of the solar eclipse for all the stations of the Mongolia 2008 measurement campaign and for most of the IMS stations located close to the totality path of the eclipse. The

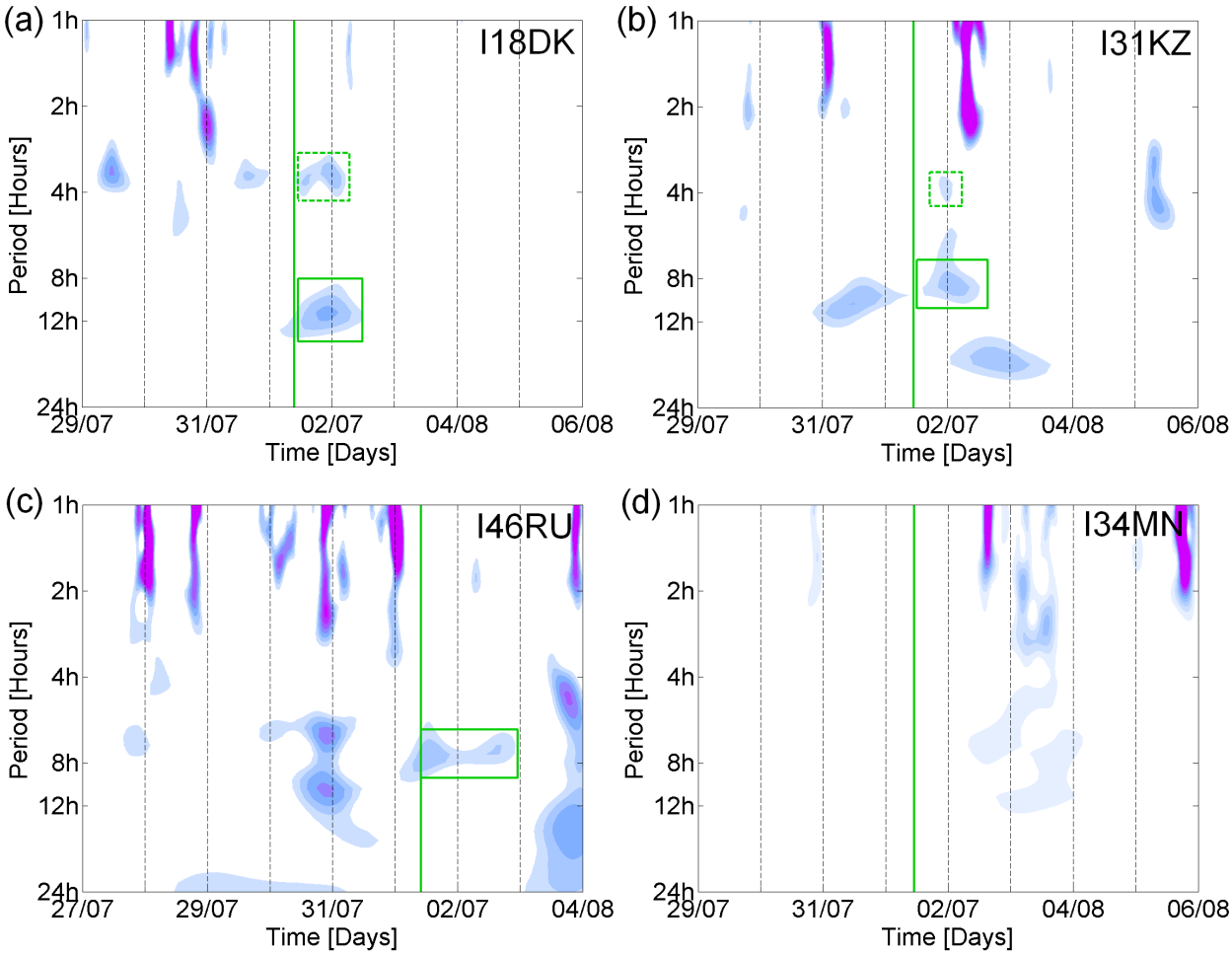



**Figure 9.** Scalogram of the pressure signals recorded by the following IMS stations : (a) I18DK, (b) I31KZ, (c) I46RU and (d) I34MN. Green vertical lines represent the time of the total solar eclipse at each station.

time-frequency characteristics of these two waves, estimated through the (Morlet) wavelet transform, are similar to that obtained from the model with the tropospheric and stratospheric sources. This strongly suggests that both waves were produced by the passage of the total solar eclipse of 1 August 2008.

The detection of such low-frequency waves after the passage of a solar eclipse constitutes, to our knowledge, a unique result. The lack of previous detection might be due to several reasons. First, the record of such fluctuations requires the use of high dynamic range pressure sensors whose response is perfectly understood and mastered. Second, the pressure sensors need to detect pressure fluctuations in the entire frequency range and not only the highest part of the gravity wave spectrum. Third, the general lack of ground pressure signals estimated from models prevents from differentiating the waves produced by the eclipse from other waves. Finally, the waves produced by the passage of a solar eclipse are in a frequency band highly disturbed by atmospheric tides and their extraction requires the use of specific signal processing methods.

Since previous authors [Anderson et al., 1972; Goodwin and Hobson, 1978; Farges et al., 2003] reported gravity waves produced by solar eclipses with period ranging from 10 to 90 min, we also looked for pressure signals in this period range. Such signals were identified for instance at the stations A, B and C of the temporary network M2008, but there was no obvious link between these pressure fluctuations and the passage of the solar eclipse. As discussed in the article, such waves can be produced by the radiative cooling of smaller size sources such as cloud layers or water vapor inhomogeneities [Chimonas, 1973]. To determine whether these waves could have been produced by the passage of the 1 August 2008 solar eclipse, additional modeling efforts, including water vapor profiles and the position of clouds layers, would be necessary. To finish with, we would like to point out that, since total solar eclipses occur in average once a year at the Earth's surface, the pressure fluctuations recorded by the IMS stations during all the other solar eclipses could be analyzed. The first IMS stations have indeed been installed more than ten years ago and more than forty stations are now operational. Such an analysis would demonstrate that the passage of a solar eclipse definitely produce detectable pressure fluctuations at the Earth's surface.

**Acknowledgments.** This research project could not have been possible without the support of the Research Center of Astronomy and Geophysics of the Mongolian Academy of Sciences. The authors particularly wish to express their gratitude to Prof. PhD S. Demberel for managing the installation project in Mongolia and to Mr. B. Battulga and Ch. Bayarsaikhan for their on-site technical assistance. Deepest gratitude is also due to Mr. S. Zagdsuren and his team at the Hovd local seimic station for their most valuable help.

## References

Anderson, R. C., and Keefer, D. R., 1975: Observation of temperature and pressure changes during 30 June 1973 solar eclipse.

*J. Atmos. Sci.*, **32**, 228–231.

Anderson, R. C., Keefer, D. R., and Myers, O. E., 1972: Atmospheric-pressure and temperature changes during 7 March 1970 solar eclipse. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 583.

Beckman, J. E., and Clucas, J. I., 1973: Search for atmospheric gravity-waves induced by eclipse of June 30, 1973. *Nature*, **246**, 412–413.

CEA/DASE, 1998: *Microbarometer MB2000 Technical Manual*.

Chapman, S., and Westfold, K. C., 1956: A comparison of the annual mean solar and lunar atmospheric tides in barometric pressure as regards their world-wide distribution of amplitude and phase. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **8**, 1–23.

Chimonas, G., 1970: Internal gravity-wave motions induced in Earth's atmosphere by a solar eclipse. *J. Geophys. Res.*, **75**, 5545–5551.

Chimonas, G., 1973: Lamb waves generated by 1970 solar eclipse. *Planet. Space Sci.*, **21**, 1843–1854.

Dai, A., and Wang, J., 1999: Diurnal and semidiurnal tides in global surface pressure fields. *J. Atmos. Sci.*, **56**, 3874–3891.

Eckermann, S. D., Broutman, D., Stollberg, M. T., Ma, J., McCormack, J. P., and Hogan, T. F., 2007: Atmospheric effects of the total solar eclipse of 4 December 2002 simulated with a high-altitude global model. *J. Geophys. Res.*, **112**, D14105.

Espenak, F., and Anderson, J., 2001: Total solar eclipse of 2002 December 04. *Nasa Tech. Pap.*, **NASA/TP–2001**, 209990.

Espenak, F., and Anderson, J., 2007: Total solar eclipse of 2008 August 01. *Nasa Tech. Pap.*, **NASA/TP–2007**, 77.

Farges, T., Le Pichon, A., Blanc, E., Perez, S., and Alcoverro, B., 2003: Response of the lower atmosphere and the ionosphere to the eclipse of August 11, 1999. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, **65**, 717–726.

Fritts, D. C., and Alexander, M. J., 2003: Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere. *Rev. Geophys.*, **41**, 1003.

Fritts, D. C., and Luo, Z. G., 1993: Gravity-wave forcing in the middle atmosphere due to reduced ozone heating during a solar eclipse. *J. Geophys. Res.*, **98**, 3011–3021.

Goodwin, G. L., and Hobson, G. J., 1978: Atmospheric gravity-waves generated during a solar eclipse. *Nature*, **275**, 109–111.

Jones, B. W., 1976: Search for lamb waves generated by solar eclipse of 11 May 1975. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1820–1823.

Jones, B. W., 1999: A search for atmospheric pressure waves from the total solar eclipse of 9 March 1997. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, **61**, 1017–1024.

Jones, B. W., and Bogart, R. S., 1975: Eclipse induced atmospheric gravity-waves. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **37**, 1223–1226.

Jones, B. W., Miseldine, G. J., and Lambourne, R. J. A., 1992: A possible atmospheric-pressure wave from the total solar eclipse of 22 July 1990. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **54**, 113–115.

Marty, J., and Dalaudier, F., 2010: Linear spectral numerical model for internal gravity wave propagation. *J. Amos. Sci.*, **67**, 1632–1642.

Marty, J., Ponceau, D., and Dalaudier, F., 2010: Using the international monitoring system infrasound network to study gravity waves. *Geophys. Res. Lett*, (submitted).

Panofsky, H. A., and Brier, G. W., 1958: *Some Applications of Statistics to Meteorology*. Penn. State University, University Park, Pennsylvania.

Ponceau, D., and Bosca, L., 2010: *Infrasound Monitoring for Atmospheric Studies*, chap. Specifications of Low-Noise Broadband Microbarometers, 119–140. Springer.

Schödel, J. P., Klosterm, J., and Rottger, J., 1973: Atmospheric gravity wave observations after solar eclipse of June 30, 1973. *Nature*, **245**, 87–88.

Seykora, E. J., Bhatnagar, A., Jain, R. M., and Streete, J. L., 1985: Evidence of atmospheric gravity-waves produced during the 11 June 1983 total solar eclipse. *Nature*, **313**, 124–125.

Simpson, G. C., 1919: The twelve-hourly barometer oscillation. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **44**, 1–18.

Torrence, C., and Compo, G. P., 1998: A practical guide to wavelet analysis. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **79**, 61–78.

Venkatachari, R., Saha, A. K., Subrahmanyam, C. V., and Chatterjee, S. K., 1982: Evidence of atmospheric gravity waves in the wake of the eclipse shadow. *Proc. Indian Nat. Sci. Aca.*, **48**, 370–374.

Venkatachari, R., Vohra, V. K., and Sachdeva, V. P., 1996: Observations on infrasonic pressure variations during the total solar eclipse of 24 Oct. 1995. *Indian J. Radio Space Phys.*, **25**, 61–3.

J. Marty, CEA, DAM, DIF, F-91297 Arpajon, France. (julien.marty@cea.fr)

F. Dalaudier, CNRS/INSU, LATMOS/IPSL, Université Versailles St Quentin and UPMC-Paris 6, France.

D. Ponceau, CGGVeritas, Massy, France.

E. Blanc, CEA, DAM, DIF, F-91297 Arpajon, France.

U. Munkhuu RCAG, P.O. Box 152, Ulaanbaatar-51, Mongolia.

# Résumé, bilan et perspectives

Dans ce document, nous avons présenté une étude originale qui s'appuie à la fois sur la modélisation de la propagation des ondes de gravité, la métrologie de capteurs de pression et l'analyse de données enregistrées par des stations de mesure temporaires et permanentes. L'objectif de cette étude était de démontrer la qualité et la précision de la mesure de pression fournie par les stations infrasons du système de surveillance international (SSI) dans la bande de fréquence des ondes de gravité et de proposer des outils pour analyser et interpréter ces enregistrements.

Les stations du SSI sont dédiées à la détection des ondes infrasonores produites par les explosions nucléaires atmosphériques. Chacune d'entre elles est composée d'un mini-réseau de microbarographes capables de détecter les fluctuations de pression produites dans la bande de fréquence [0,02 – 4] Hz avec une grande précision. Cependant, nous avons montré que les microbarographes installés sur la majorité de ces stations enregistrent également les fluctuations de pression à des fréquences bien inférieures à celles des ondes infrasonores. À partir de données d'expérimentations menées en laboratoire et de données de la campagne de mesure Mongolie 2008, nous avons donc minutieusement étudié la réponse de ces microbarographes en basse-fréquence. Nous avons évalué l'influence de différentes sources d'erreur telles que le bruit propre, la susceptibilité thermique ou les incertitudes sur les filtres électroniques des capteurs. Nous avons montré qu'aucune de ces sources d'erreur n'affectait significativement la mesure de pression dans la bande de période des ondes de gravité (allant typiquement de quelques minutes à 24 h) excepté la susceptibilité thermique des capteurs à la période diurne. Nous avons vu que cette dernière est plus importante dans le cas de la campagne de mesure que dans le cas du SSI du fait de la moins bonne isolation thermique des stations. Nous avons néanmoins réussi à corriger cette susceptibilité à partir de la température des capteurs et à la ramener au même niveau que les autres sources d'erreur (2 – 3 % de l'amplitude des fluctuations de pression ambiantes). Nous avons donc démontré que la majorité des stations infrasons du SSI enregistrent avec une grande précision les fluctuations de pression produites dans toute la bande de fréquence des ondes de gravité, ce qui était un des objectifs principaux de la thèse. Notons que cette étude n'a été possible que grâce aux données de la campagne de mesure Mongolie 2008 qui a nécessité un travail important de préparation et de réalisation.

Les données de pression enregistrées par les stations infrasons du SSI peuvent donc être utilisées pour améliorer nos connaissances sur la propagation, la réflexion et les différentes sources des ondes de gravité mais aussi affiner les modèles statistiques de ces ondes. Afin de faciliter l'interprétation des fluctuations de pression détectées dans la bande de fréquence des ondes de gravité, nous avons développé un nouveau modèle linéaire spectral numérique pour simuler la propagation des ondes de gravité. Ce modèle peut prendre en compte des sources aussi bien impulsives que continues et couvre donc un large domaine de situations physiques. Son principal point fort est sa simplicité de conception qui facilite l'interprétation de ses résultats. Ce modèle a tout d'abord été utilisé dans un but pédagogique pour visualiser la propagation des ondes de gravité et mettre en avant leurs principales caractéristiques. Il a ensuite été appliqué au cas d'un paquet d'ondes quasi-monochromatique pour produire des signaux synthétiques de fluctuations d'ondes de gravité au niveau du sol. Ces signaux ont été utilisés pour tester différentes méthodes de traitement du signal (ondelettes, transformée de Hilbert, PMCC, etc.) et analyser les caractéristiques des paquets d'ondes de gravité que nous pouvions déduire à partir de ces enregistrements de pression au niveau du sol. Enfin, grâce à ces points forts (linéarité, rapidité de calcul, facilité d'interprétation de ses résultats), ce modèle nous a permis de modéliser avec succès les ondes de gravité produites par le passage d'éclipses solaires. Nous avons notamment réussi à identifier la source principale de la perturbation de pression au niveau du sol et démontré que cette perturbation se propageait bien via les ondes de gravité.

Lors d'une éclipse de Soleil, la Lune occulte progressivement l'atmosphère d'une partie des radiations solaires, créant un refroidissement dans les couches atmosphériques absorbant habituellement le rayonnement solaire. Ce refroidissement provoque une baisse de pression atmosphérique qui agit comme une source continue d'ondes de gravité. Malgré de nombreux efforts de modélisation et diverses tentatives d'observation, il n'était jusqu'à présent toujours pas certain que le passage d'une éclipse de Soleil puisse produire des fluctuations de pression avec des amplitudes suffisantes pour être détectées au niveau du sol. À l'aide de notre modèle, nous avons donc étudié séparément le champ de pression produit au niveau du sol par des refroidissements stratosphérique (lié à la réduction d'absorption du rayonnement ultraviolet par l'ozone) et troposphérique (absorption du rayonnement infrarouge par la vapeur d'eau). Nous avons montré que ces deux sources produisent des fluctuations de pression de faible amplitude comparées à celles des fluctuations de pression ambiantes aux mêmes fréquences. Nous avons ensuite estimé les fluctuations de pression produites par le passage de l'éclipse du 1er août 2008 aux positions des stations de la campagne de mesure Mongolie 2008 et des stations du SSI. Ces fluctuations se situant dans une bande de fréquence fortement perturbée par les marées atmosphériques et divers phénomènes météorologiques, nous avons caractérisé ces perturbations d'échelle synoptique et les avons soustraites du signal. Nous avons alors réussi à mettre en évidence

deux signaux de pression juste après le passage de l'éclipse de Soleil sur l'ensemble des stations de la campagne de mesure Mongolie 2008 ainsi que sur la plupart des stations du SSI proches de la bande de totalité de l'éclipse. Nous avons montré que ces deux paquets d'ondes ont des caractéristiques temps-fréquence similaires à celles des ondes simulées avec notre modèle pour la source troposphérique et stratosphérique, ce qui suggère fortement qu'elles ont été produites par le passage de l'éclipse du 1er août 2008. C'est la première fois, à notre connaissance, que les fluctuations de pression produites par le refroidissement global de l'atmosphère lors d'une éclipse de Soleil sont observées au niveau du sol.

Cette étude de cas a permis de répondre à une question géophysique posée il y a plus de quarante ans. Elle a nécessité des efforts de modélisation, la mise en place d'une campagne de mesure spécifique avec du matériel de grande précision et l'utilisation de méthodes de traitements des données adaptées aux signaux recherchés. Le fait que de telles fluctuations de pression n'aient pas été observées précédemment au niveau du sol peut être lié à la difficulté d'extraire ces fluctuations qui se situent dans une bande de fréquence très perturbée par les marées atmosphériques et les processus météorologiques. De plus, nous avons vu qu'il est nécessaire d'utiliser des capteurs de pression dont la métrologie est parfaitement maitrisée afin d'être certain de détecter les fluctuations de pression réelles et non pas des artefacts liés, par exemple, aux variations de température. Les éclipses totales de Soleil se produisant en moyenne une fois par an à la surface de la Terre, il serait maintenant intéressant d'analyser les données de pression du SSI pour étudier les fluctuations de pression produites par les éclipses de Soleil ayant eu lieu depuis le début de l'installation du réseau. Cette étude pourrait permettre de confirmer de manière définitive que le passage d'éclipses solaires produit des fluctuations de pression suffisamment importantes pour être détectées au niveau du sol et de préciser les caractéristiques de ces fluctuations.

Dans ce document, nous nous sommes principalement concentrés sur l'étude des fluctuations de pression produites au niveau du sol par le passage d'une éclipse de Soleil. Au vu de la richesse des données de pression enregistrées depuis presque dix ans par les stations infrasons du SSI, il est cependant possible de mener de nombreuses autres études de cas et études statistiques. Nous avons présenté quelques pistes d'études notamment sur les spectres d'ondes de gravité qui permettent de mettre en avant l'efficacité du mécanisme de saturation. Une étude plus poussée de ces spectres pourrait permettre d'améliorer les modèles statistiques d'ondes de gravité utilisés dans les codes météorologiques ou les codes de propagation des ondes infrasonores. Nous avons aussi montré que les données de pression du SSI pouvaient permettre d'améliorer les modèles empiriques de marées atmosphériques existants. Nous avons également signalé que le très bon rapport signal à bruit à la période semi-diurne constituait un excellent moyen de vérifier la précision de la mesure de pression enregistrée par tous les microbarographes d'une

même station et de détecter les problèmes instrumentaux éventuels. La division responsable du SSI à l'OTICE est particulièrement intéressée par ce point puisqu'elle recherche actuellement des moyens d'évaluer la performance de l'ensemble des stations de ce réseau international de manière continue et automatique.

Toujours dans le cadre de l'amélioration de la qualité des données de pression du SSI, nous avons vu que la susceptibilité thermique des capteurs était la source principale d'incertitude dans la bande de fréquence des ondes de gravité. Même s'il est certain que cette bande de fréquence ne constitue pas l'intérêt prioritaire du SSI, nous proposons ici deux recommandations simples qui pourraient permettre d'améliorer la précision de la mesure de pression enregistrée par les MB2000. Tout d'abord, nous avons remarqué qu'une mesure de température est enregistrée à l'intérieur de la plupart des buses renfermant les stations du SSI mais que cette mesure n'est pas sauvegardée sur le long terme. Nous souhaitons donc faire remarquer que ces enregistrements peuvent permettre de corriger la mesure de pression de l'influence de la température et qu'il pourrait être intéressant de les sauvegarder. De plus, grâce à des expériences menées en laboratoire, nous avons montré que la méthode d'évaluation de la susceptibilité thermique utilisée par le constructeur pouvait être améliorée en calculant la susceptibilité thermique sur des plages de température moins étendues. Le fait de suivre ces deux recommandations pourrait permettre d'améliorer la mesure de pression délivrée par les stations du SSI, notamment dans la bande de fréquence des ondes de gravité.

Pour finir, nous avons montré que les dimensions du réseau infrason du SSI étaient adaptées à la détection des ondes planétaires mais aussi que la géométrie des capteurs à l'intérieur d'une même station pouvait permettre de caractériser les ondes de gravité de moyenne échelle (longueurs d'onde horizontales supérieures à plusieurs centaines de mètres). Les données de pression du SSI peuvent donc être utilisées pour étudier un certain nombre de sources d'ondes de gravité telles que l'orographie, les courants-jets ou encore la convection et donc aider à améliorer la paramétrisation de ces sources dans les modèles météorologiques et climatiques. Il est donc certain que dans un avenir proche les données de pression du SSI seront utilisées pour mener des études scientifiques sur les ondes de gravité, notamment dans le cadre du projet européen ARISE. L'étude métrologique ainsi que les efforts de modélisation et de traitement des données présentés dans ce document constituent donc une base importante pour l'étude et l'interprétation des fluctuations de pression enregistrées par les stations infrasons du SSI dans la bande de fréquence des ondes de gravité.

# Annexe : Modélisation A

## A.1 Théorie linéaire des ondes de gravité

L'objectif de cette partie est de discuter la définition de la hauteur d'échelle utilisée dans le chapitre 2, de détailler certaines étapes du processus de linéarisation des équations de la dynamique des fluides présenté dans la partie 2.1.2 et de discuter de la validité de l'approximation pseudo-incompressible dans ces mêmes équations.

### A.1.1 Hauteur d'échelle

La hauteur d'échelle de pression $H_p$ est définie telle que :

$$H_p = -\frac{1}{\overline{p}}\frac{d\overline{p}}{dz} \tag{A.1}$$

Lorsque l'état de base de l'atmosphère est à l'équilibre hydrostatique, il vérifie la relation suivante :

$$\frac{d\overline{p}}{dz} = -\overline{\rho}g \tag{A.2}$$

En utilisant cette équation ainsi que l'équation des gaz parfaits qui peut s'exprimer sous la forme :

$$P = \rho R_M T \tag{A.3}$$

l'équation de la hauteur d'échelle de pression $H_p$ (A.1) se simplifie sous la forme :

$$H_p = \frac{R_M \overline{T}}{g} \tag{A.4}$$

La hauteur d'échelle de masse volumique $H_\rho$ est quant à elle définie de la manière suivante :

$$H_\rho = -\frac{1}{\overline{\rho}} \frac{d\overline{\rho}}{dz} \tag{A.5}$$

Elle peut aussi s'exprimer en fonction de la hauteur d'échelle de pression $H_p$ :

$$\frac{1}{H_\rho} = \frac{1}{H_p} + \frac{1}{\overline{T}} \frac{d\overline{T}}{dz} \tag{A.6}$$

Dans le but de simplifier les notations, la hauteur d'échelle de masse volumique $H_\rho$ est plus simplement notée $H$ dans l'ensemble du chapitre 2. Notons pour finir que dans une atmosphère isotherme la hauteur d'échelle de masse volumique est égale à la hauteur d'échelle de pression :

$$H_\rho = H_p = \frac{R_M \overline{T}}{g} \tag{A.7}$$

### A.1.2 Linéarisation des équations fondamentales de la dynamique des fluides

#### Équation de conservation de la quantité de mouvement projetée sur l'axe vertical

Repartons de l'équation de conservation de la quantité de mouvement projetée sur l'axe verticale (2.5) :

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + F_{Rz} \tag{A.8}$$

Nous rappelons que les forces de viscosité sont négligées au regard de leurs valeurs par rapport aux autres forces en jeu (Holton 2004) et que le vent vertical de l'état de base est nul ($\overline{w}$ = 0). En utilisant la définition de la dérivée $D/Dt$ donnée dans l'équation (2.21), la linéarisation de l'équation (A.8) conduit à :

$$\frac{Dw'}{Dt} + u'\frac{\partial w'}{\partial z} + v'\frac{\partial w'}{\partial z} + w'\frac{\partial w'}{\partial z} + \frac{1}{\overline{\rho} + \rho'}\left(\frac{d\overline{p}}{dz} + \frac{\partial p'}{\partial z}\right) + g = 0 \tag{A.9}$$

Les termes 2, 3 et 4 de cette équation sont du second ordre et peuvent être donc négligés devant ceux du premier ordre. Nous obtenons alors :

$$\frac{Dw'}{Dt} + \frac{1}{\overline{\rho}}\left(1 + \frac{\rho'}{\overline{\rho}}\right)^{-1}\left(\frac{d\overline{p}}{dz} + \frac{\partial p'}{\partial z}\right) + g = 0 \tag{A.10}$$

Les variations de masse volumique sont supposées petites devant la valeur de l'état de base ce qui permet d'effectuer un développement limité au premier ordre du terme 2 de l'équation précédente :

$$\frac{Dw'}{Dt} + \frac{1}{\overline{\rho}}\left(1 - \frac{\rho'}{\overline{\rho}}\right)\left(\frac{d\overline{p}}{dz} + \frac{\partial p'}{\partial z}\right) + g = 0 \tag{A.11}$$

en négligeant encore une fois les termes du second ordre nous obtenons après développement :

$$\frac{Dw'}{Dt} + \frac{1}{\overline{\rho}}\frac{d\overline{p}}{dz} + \frac{1}{\overline{\rho}}\frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\rho'}{\overline{\rho}^2}\frac{d\overline{p}}{dz} + g = 0 \tag{A.12}$$

L'état de base de l'atmosphère étant à l'équilibre hydrostatique nous pouvons introduire l'équation (A.2) dans l'équation (A.11) pour obtenir :

$$\frac{Dw'}{Dt} + \frac{1}{\overline{\rho}}\frac{\partial p'}{\partial z} + g\left(\frac{\rho'}{\overline{\rho}}\right) = 0 \tag{A.13}$$

Nous pouvons alors écrire :

$$\frac{Dw'}{Dt} + \frac{1}{\overline{\rho}}\frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{p'}{\overline{\rho}^2}\frac{d\overline{\rho}}{dz} + \frac{p'}{\overline{\rho}^2}\frac{d\overline{\rho}}{dz} + g\left(\frac{\rho'}{\overline{\rho}}\right) = 0 \tag{A.14}$$

La masse volumique de l'état de base est quant à elle définit telle que :

$$\overline{\rho} = \rho_0 e^{-z/H} \tag{A.15}$$

avec $\rho_0$ la masse volumique à l'altitude $z = 0$ ($\rho_0$ = 1,3 kg.m$^{-3}$ à $T$ = 273 K). En utilisant cette équation et en intégrant les termes 2 et 3 de l'équation (A.13) nous retrouvons bien l'équation linéarisée (2.18) :

$$\frac{Dw'}{Dt} + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{p'}{\overline{\rho}}\right) - \frac{1}{H}\left(\frac{p'}{\overline{\rho}}\right) + g\left(\frac{\rho'}{\overline{\rho}}\right) = 0 \tag{A.16}$$

**Équation de la température potentielle**

Partons de la définition de l'équation de la température potentielle donnée dans l'équation (2.8) :

$$\theta = T\left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{R_M}{c_p}} \tag{A.17}$$

En introduisant l'équation des gaz parfaits (A.3) dans cette équation, nous obtenons :

$$\theta = \frac{p_0^{R_M/c_p}}{R}\frac{p^{1-R_M/c_p}}{\rho} \tag{A.18}$$

Prenons maintenant la dérivée logarithmique de l'équation précédente :

$$\frac{\theta'}{\overline{\theta}} = \left(1 - \frac{R_M}{c_p}\right)\frac{p'}{\overline{p}} - \frac{\rho'}{\overline{\rho}} \tag{A.19}$$

En utilisant à nouveau l'équation de gaz parfaits (A.3), nous pouvons réécrire l'équation précédente sous la forme :

$$\frac{\theta'}{\overline{\theta}} = \frac{1}{RT}\left(1 - \frac{R_M}{c_p}\right)\frac{p'}{\overline{\rho}} - \frac{\rho'}{\overline{\rho}} \tag{A.20}$$

En considérant alors les relations $c_s = \sqrt{\gamma R_M T}$, $\gamma = c_p/c_v$ et $R_M = c_p - c_v$ nous retrouvons bien l'équation linéarisée (2.20) :

$$\frac{\theta'}{\overline{\theta}} + \frac{\rho'}{\overline{\rho}} - \frac{1}{c_s^2}\left(\frac{p'}{\overline{\rho}}\right) = 0 \tag{A.21}$$

### A.1.3 Approximation de Boussinesq

L'approximation de Boussinesq consiste à ne considérer les variations de la masse volumique $\rho$ que lorsqu'elles sont associées à l'accélération gravitationnelle $g$. Cette considération est basée sur le fait que les fluctuations de masse

volumique affectent bien plus le terme de flottabilité que celui d'inertie. La condition $\rho'/\overline{\rho} \ll 1$ est satisfaite lorsque l'échelle des perturbations verticales est bien inférieure à la hauteur d'échelle de masse volumique $H$. Le fait de négliger les fluctuations de masse volumique revient à considérer le fluide comme incompressible. Les variations de masse volumique $\rho'$ et de pression $p'$ sont donc dissociées et $c \to +\infty$. Les ondes acoustiques sont alors automatiquement éliminées. La linéarisation des équations fondamentales de la dynamique des fluides (2.1)-(2.8) en coordonnées cartésiennes $(x, y, z)$ conduit alors au système suivant :

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0 \tag{A.22}$$

$$\frac{Du'}{Dt} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{p'}{\overline{\rho}}\right) = 0 \tag{A.23}$$

$$\frac{Dv'}{Dt} + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{p'}{\overline{\rho}}\right) = 0 \tag{A.24}$$

$$\frac{Dw'}{Dt} + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{p'}{\overline{\rho}}\right) + g\left(\frac{\rho'}{\overline{\rho}}\right) = 0 \tag{A.25}$$

$$\frac{D}{Dt}\left(\frac{\theta'}{\overline{\theta}}\right) + w'\frac{N^2}{g} = 0 \tag{A.26}$$

$$\frac{\theta'}{\overline{\theta}} + \frac{\rho'}{\overline{\rho}} = 0 \tag{A.27}$$

Notons que les forces de viscosité ne sont pas prises en compte et que l'approximation WKB a été utilisée pour négliger les variations verticales des vitesses horizontales de l'état de base $(u, v)$ devant les variations induites par la propagation des ondes. En introduisant la solution (2.24) dans les équations (A.22)-(A.27), nous obtenons le système d'équations suivant :

$$ik\tilde{u} + il\tilde{v} + im\tilde{w} = 0 \tag{A.28}$$

$$-i\hat{\omega}\tilde{u} - f\tilde{v} + ik\tilde{p} = 0 \tag{A.29}$$

$$-i\hat{\omega}\tilde{v} + f\tilde{u} + il\tilde{p} = 0 \tag{A.30}$$

$$-i\hat{\omega}\tilde{w} + im\tilde{p} + g\tilde{\rho} = 0 \tag{A.31}$$

$$-i\hat{\omega}\tilde{\theta} + \frac{N^2}{g}\tilde{w} = 0 \tag{A.32}$$

$$\tilde{\theta} + \tilde{\rho} = 0 \tag{A.33}$$

Les équations (A.28)-(A.33) forment un système linéaire homogène de six équations à six inconnues. Elles peuvent être combinées pour former une seule équation :

$$\hat{\omega} = \sqrt{\frac{N^2(k^2+l^2)+f^2m^2}{k^2+l^2+m^2}} \tag{A.34}$$

Cette équation est l'équation de dispersion des ondes de gravité sous l'approximation de Boussinesq. Remarquons qu'à la différence de l'équation de dispersion totalement compressible (2.38), cette équation de dispersion ne contient pas la famille de solutions des ondes acoustiques. Par ailleurs, il est assez courant de négliger aussi les effets de rotations de la Terre dans le cadre de l'approximation de Boussinesq. L'équation de dispersion (A.34) se simplifie alors sous la forme :

$$\hat{\omega} = \sqrt{\frac{N^2(k^2+l^2)}{k^2+l^2+m^2}} \tag{A.35}$$

Cette équation est utilisée dans la partie 2.2.3 pour le cas du paquet d'ondes gaussien et dans la partie 3 de l'article (Marty et Dalaudier 2010) pour le cas du monopôle monochromatique gaussien. Dans ces deux parties, nous calculons différentes variables du champ d'onde à partir de la variation de pression en utilisant les équations de polarisation correspondantes suivantes :

$$\tilde{u} = \frac{k}{\hat{\omega}}\tilde{p} \tag{A.36}$$

$$\tilde{v} = \frac{l}{\hat{\omega}}\tilde{p} \tag{A.37}$$

$$\tilde{w} = -\frac{m\hat{\omega}}{N^2-\hat{\omega}^2}\tilde{p} \tag{A.38}$$

$$\tilde{\theta} = i\frac{N^2m}{g(N^2-\hat{\omega}^2)}\tilde{p} \tag{A.39}$$

$$\tilde{\rho} = -i\frac{N^2m}{g(N^2-\hat{\omega}^2)}\tilde{p} \tag{A.40}$$

Remarquons que ces équations de polarisation correspondent aux équations de polarisation totalement compressible (2.32)-(2.36) dans lesquelles les approximations $c_s \to +\infty$, $H \to +\infty$ et $f \to 0$ ont été considérées.

### A.1.4 Approximation pseudo-incompressible

L'approximation pseudo-incompressible a été proposée par Durran (1989). Dans le but de mieux comprendre cette approximation, nous allons partir des équations fondamentales de la dynamique des fluides (2.1)-(2.8) et faire les changements de variables nécessaires pour retrouver les équations de base utilisées par Durran (1989). Nous appliquerons ensuite l'approximation pseudo-incompressible à ces équations et étudierons son domaine de validité. Enfin nous calculerons les équations de polarisation pseudo-incompressibles qui seront utilisées dans la partie A.2.

#### Notations

Durran (1989) utilise dans ses équations le *paramètre d'Exner* $\pi$ définit tel que :

$$\pi = \left(\frac{R_M}{p_0}\rho\theta\right)^{R_M/c_v} \tag{A.41}$$

En utilisant la définition de la température potentielle 2.8 et la relation $R_M = c_p - c_v$ nous pouvons aussi l'exprimer sous la forme :

$$\pi = \frac{T}{\theta} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{R_M/c_p} \tag{A.42}$$

Ce paramètre peut donc être considéré comme une pression sans dimension. Nous allons maintenant l'introduire dans les équations fondamentales de la dynamique des fluides dans le but de retrouver les équations proposées par Durran (1989). Pour ce faire remarquons tout d'abord que :

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} = c_p\theta\frac{\partial \pi}{\partial x} \tag{A.43}$$

Cette équation est aussi vérifiée pour les dérivées partielles selon $y$ et $z$. En négligeant les forces de viscosité au regard de leurs valeurs par rapport aux autres forces en jeu (Holton 2004) et en considérant un forçage radiatif $Q$ nul dans l'équation de conservation de l'énergie (2.7), nous pouvons exprimer les équations fondamentales de la dynamique des fluides (2.1)-(2.8) énoncées dans la partie 2.1.1 de la manière suivante :

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho\nabla.\mathbf{u} = 0 \tag{A.44}$$

$$\frac{du}{dt} - fv + c_p\theta\frac{\partial\pi}{\partial x} = 0 \tag{A.45}$$

$$\frac{dv}{dt} + fu + c_p\theta\frac{\partial\pi}{\partial y} = 0 \tag{A.46}$$

$$\frac{dw}{dt} + c_p\theta\frac{\partial\pi}{\partial z} + g = 0 \tag{A.47}$$

$$\frac{d\theta}{dt} = 0 \tag{A.48}$$

Décomposons maintenant certaines variable du champ d'onde entre un état de base ne variant qu'avec l'altitude et une petite perturbation autour de cet état de base :

$$\pi(x,y,z,t) = \overline{\pi}(z) + \pi'(x,y,z,t) \tag{A.49}$$

$$\theta(x,y,z,t) = \overline{\theta}(z) + \theta'(x,y,z,t) \tag{A.50}$$

$$\rho(x,y,z,t) = \overline{\rho}(z) + \rho'(x,y,z,t) \tag{A.51}$$

Remarquons par ailleurs que l'équation hydrostatique (A.2) conduit à la relation suivante :

$$c_p\overline{\theta}\frac{d\overline{\pi}}{dz} = \frac{1}{\overline{\rho}}\frac{d\overline{p}}{dz} = -g \tag{A.52}$$

Nous pouvons alors exprimer le système d'équations (A.44)-(A.48) sous la forme :

$$\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt} + \nabla.\mathbf{u} = 0 \tag{A.53}$$

$$\frac{du}{dt} - fv + c_p\theta\frac{\partial\pi'}{\partial x} = 0 \tag{A.54}$$

$$\frac{dv}{dt} + fu + c_p\theta\frac{\partial\pi'}{\partial y} = 0 \tag{A.55}$$

$$\frac{dw}{dt} + c_p\theta\frac{\partial\pi'}{\partial z} - g\left(\frac{\theta'}{\overline{\theta}}\right) = 0 \tag{A.56}$$

$$\frac{d\theta}{dt} = 0 \tag{A.57}$$

Ceci est le système d'équations initial utilisé par Durran (1989).

**Définition**

Durran (1989) définit la *masse volumique pseudo-incompressible* $\rho^*$ telle que :

$$\overline{\pi} = \left(\frac{R_M}{p_0}\rho^*\theta\right)^{R_M/c_v} \tag{A.58}$$

Notons que l'équation (A.58) est identique à la définition du paramètre d'Exner (A.41) si ce n'est que le paramètre d'Exner total $\pi$ a été remplacé par celui de l'état de base $\overline{\pi}$. Ceci revient à remplacer la pression totale par celle de l'état de base. La masse volumique pseudo-incompressible $\rho^*$ n'est donc plus affectée par les perturbations du champ de pression. Durran (1989) remplace ensuite le terme de masse volumique $\rho$ par la masse volumique pseudo-incompressible $\rho^*$ dans les équations (A.53)-(A.57). Il obtient alors le système d'équations suivant :

$$\frac{d\rho*}{dt} + \rho^* \nabla.\mathbf{u} = 0 \tag{A.59}$$

$$\frac{du}{dt} - fv + c_p\theta\frac{\partial\pi'}{\partial x} = 0 \tag{A.60}$$

$$\frac{dv}{dt} + fu + c_p\theta\frac{\partial\pi'}{\partial y} = 0 \tag{A.61}$$

$$\frac{dw}{dt} + c_p\theta\frac{\partial\pi'}{\partial z} - g(\frac{\theta'}{\overline{\theta}}) = 0 \tag{A.62}$$

$$\frac{d\theta}{dt} = 0 \tag{A.63}$$

Ce système correspond exactement au système d'équation (13)-(17) proposé par Durran (1989). Notons que les équations (A.60)-(A.63) n'ont subi aucune modification par rapport à celles totalement compressibles. La seule équation a avoir été modifiée est celle de la continuité. Le terme *pseudo-incompressible* a été choisi par Durran (1989) car les variations de masse volumique sont limitées à celle forcées par les variations de pression de l'état de base. Cette approximation permet de filtrer les ondes sonores. Durran (1989) montre que l'utilisation de l'approximation pseudo-incompressible est justifiée lorsque $\pi' \ll \overline{\pi}$ et que l'échelle de temps lagrangienne est bien supérieure à celle des ondes sonores. Nous verrons dans la partie A.2 que cette approximation est donc mal adaptée au cas des ondes produites lors du passage d'une éclipse solaire car la vitesse de l'ombre à la surface de la Terre est supersonique. En négligeant l'influence de la rotation de la Terre et considérant un vent horizontal nul, la linéarisation du système d'équations (A.59)-(A.63) conduit au système d'équation suivant :

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} - \frac{g}{c_s^2}w' = 0 \tag{A.64}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + c_p\theta\frac{\partial\pi'}{\partial x} = 0 \tag{A.65}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + c_p\theta\frac{\partial\pi'}{\partial y} = 0 \tag{A.66}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + c_p\overline{\theta}\frac{\partial\pi'}{\partial z} - g\left(\frac{\theta'}{\overline{\theta}}\right) = 0 \tag{A.67}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\theta'}{\overline{\theta}}\right) + \frac{N^2}{g}w' = 0 \tag{A.68}$$

Ce système d'équation correspond exactement au système (28)-(31) proposé par Durran (1989). Notons que l'équation (A.64) a été obtenue en intro-

duisant l'équation (A.68) et en utilisant la relation suivante (obtenue à partir de la définition de la température potentielle et (2.8) de la pulsation de Brunt-Väisälä (2.22)) :

$$\frac{1}{\overline{\rho}}\frac{d\overline{\rho}}{dz} = -\frac{1}{H} = -\left(\frac{g}{c_s^2} + \frac{N^2}{g}\right) \tag{A.69}$$

Recherchons maintenant une solution à ce problème linéarisé sous la forme d'une superposition linéaire d'ondes monochromatiques de la forme :

$$\left(u', v', w', \frac{\theta'}{\overline{\theta}}, \frac{\pi'}{c_p\overline{\theta}},\right) = (\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}, \tilde{\theta}, \tilde{\pi}).\exp\left[i\Big(kx + ly + mz - \omega t\Big) + \frac{z}{2H}\right] \tag{A.70}$$

En introduisant cette solution dans le système d'équations (A.64)-(A.68) nous obtenons le système d'équation suivant :

$$ik\tilde{u} + il\tilde{v} + (im - \Gamma)\tilde{w} = 0 \tag{A.71}$$

$$-i\hat{\omega}\tilde{u} + ik\tilde{\pi} = 0 \tag{A.72}$$

$$-i\hat{\omega}\tilde{v} + il\tilde{\pi} = 0 \tag{A.73}$$

$$-i\hat{\omega}\tilde{w} + (im + \Gamma)\tilde{\pi} - g\tilde{\theta} = 0 \tag{A.74}$$

$$-i\hat{\omega}\tilde{\theta} + \frac{N^2}{g}\tilde{w} = 0 \tag{A.75}$$

Nous pouvons ici remarquer que :

$$\tilde{\pi} = \tilde{p} \tag{A.76}$$

Ceci nous permet de comparer dans le tableau A.1, le système d'équations totalement compressible (2.25)-(2.30) avec celui pseudo-incompressible (A.71)-(A.75). Les termes en bleu représentent les termes spécifiques au système d'équations totalement compressible, les termes en rouge ceux spécifiques au système d'équations pseudo-compressible et enfin ceux en noir représentent les termes communs aux deux systèmes d'équations.

Remarquons qu'à la différence des approximations de la solution totalement compressible discutées dans la partie 2.1.3 ($c_s \to +\infty$, Boussinesq), la solution pseudo-incompressible ne constitue pas une simplification de celle totalement compressible (en négligeant certains termes). Elle est différente et

| | 2.25-A.71 | 2.26-A.72 | 2.27-A.73 | 2.28-A.74 | 2.29-A.75 | 2.30 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $\tilde{u}$ | $ik$ | $-i\hat{\omega}$ | $-f$ ; 0 | 0 | 0 | 0 |
| $\tilde{v}$ | $il$ | $-f$ ; 0 | $-i\hat{\omega}$ | 0 | 0 | 0 |
| $\tilde{w}$ | $im$-$\frac{1}{2H}$ ; $im$-$\Gamma$ | 0 | 0 | $-i\hat{\omega}$ | $\frac{N^2}{g}$ | 0 |
| $\tilde{p}$ | 0 | $ik$ | $il$ | $im$-$\frac{1}{2H}$ ; $im$+$\Gamma$ | 0 | $-\frac{1}{c_s^2}$ ; 0 |
| $\tilde{\theta}$ | 0 | 0 | 0 | 0 ; $-g$ | $-i\hat{\omega}$ | 1 ; 0 |
| $\tilde{\rho}$ | $-i\hat{\omega}$ ; 0 | 0 | 0 | $g$ ; 0 | 0 | 1 |

FIGURE A.1 – *Comparaison entre le système d'équations totalement compressible* (2.25)-(2.30) *et celui pseudo-incompressible* (A.71)-(A.75). *Les termes en bleu représentent les termes spécifiques au système d'équations totalement compressible, les termes en rouge ceux spécifiques au système d'équations pseudo-compressible et enfin ceux en noir représentent les termes communs aux deux systèmes d'équations.*

introduit un nouveau paramètre (nombre d'onde) $\Gamma$ définit en (2.37). La résolution du système (A.71)-(A.75) conduit donc à une équation de dispersion différente des équations de dispersion discutées dans la partie 2.1.3. Elle est appelée *équation de dispersion pseudo-incompressible* :

$$\hat{\omega} = \sqrt{\frac{N^2(k^2+l^2)}{k^2+l^2+m^2+\Gamma^2}} \tag{A.77}$$

Cette équation de dispersion, tout comme l'équation de dispersion sous l'approximation de Boussinesq, ne contient pas la famille de solutions des ondes acoustiques. La figure A.2 compare les solutions de l'équation de dispersion spécifique aux ondes de gravité (2.45) (bleu) à celle sous l'approximation de Boussinesq (2.46) (violet) et celle sous l'approximation pseudo-incompressible (rose) dans le domaine $(\hat{\omega}, k_h)$ pour des longueurs d'onde verticales égale à 10 km (solide) et infinie (pointillés). Nous pouvons remarquer que les solutions des trois équations de dispersion ne sont pas distinguables lorsque l'inégalité $m^2 \gg 1/(4H^2)$ est vérifiée si ce n'est pour les fréquences proches $f$ car Durran (1989) a choisi ne négliger les effets de rotation de la Terre. L'équation de dispersion pseudo-incompressible n'a donc pas de borne inférieure en fréquence et les ondes de plus grandes longueurs d'ondes sont donc quasiment stationnaires. Par contre lorsque $m^2 \ll 1/(4H^2)$, les solutions de l'équation de dispersion totalement compressible et pseudo-incompressible sont clairement distinctes. Il n'est cependant pas très commode de comparer les pentes avec des échelles logarithmiques. Nous le ferons donc avec des

échelles linéaires dans la partie suivante. Nous montrerons que la pente de l'équation de dispersion pseudo-incompressible peut excéder largement la valeur la vitesse du son quand $m$ tend vers zéro. Ceci est une faiblesse importante de l'approximation pseudo-incompressible qui propage certaines ondes à des vitesses de phase et de groupe supersoniques.

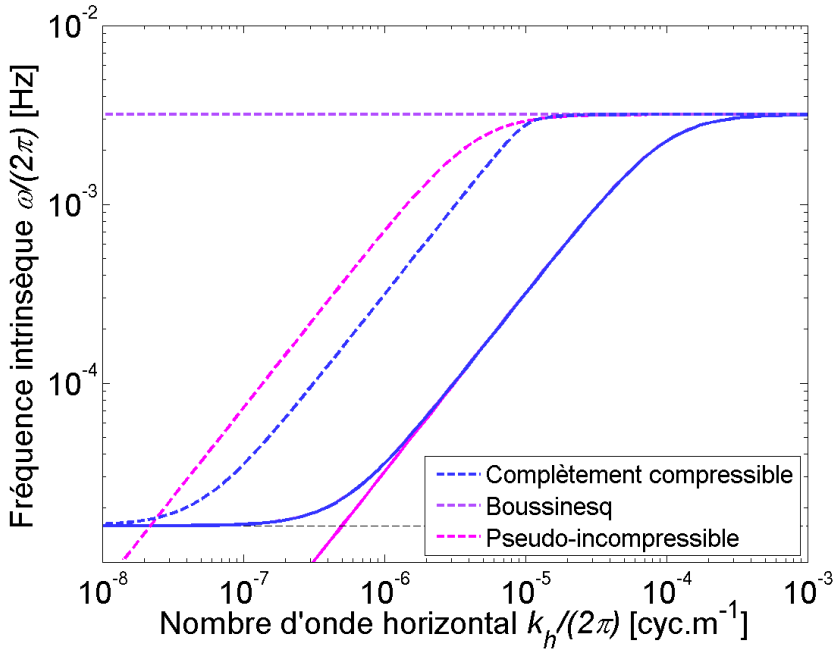



FIGURE A.2 – *Comparaison entre les solutions des équations de dispersion* (2.40) *(bleu),* (2.45) *(violet) et* (2.46) *(rose) dans le domaine* $(\hat{\omega}, k_h)$ *pour* $m = 10^{-4}$ *cyc.m*$^{-1}$ *(solide) et* $m = 0$ *(pointillés).*

### Équations de polarisation

En utilisant la définition du paramètre d'Exner (A.42) nous obtenons une équation supplémentaire :

$$\tilde{\rho} = \frac{1}{c_s^2}\tilde{p} - \tilde{\theta} \tag{A.78}$$

Les équations (A.71)-(A.75) ainsi que l'équation (A.78) forment un système linéaire homogène de six équations à six inconnues. Il est alors possible d'exprimer à partir de ce système, les équations de polarisation entre les amplitudes des différentes variables de la perturbation d'onde de gravité $(\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}, \tilde{\theta}, \tilde{\rho})$ et l'amplitude de la fluctuation de pression $\tilde{p}$ :

$$\tilde{u} = \frac{k}{\hat{\omega}}\tilde{p} \tag{A.79}$$

$$\tilde{v} = \frac{l}{\hat{\omega}}\tilde{p} \tag{A.80}$$

$$\tilde{w} = -\frac{\hat{\omega}(m - i\Gamma)}{N^2 - \hat{\omega}^2}\tilde{p} \tag{A.81}$$

$$\tilde{\theta} = i\frac{N^2(m - i\Gamma)}{g(N^2 - \hat{\omega}^2)}\tilde{p} \tag{A.82}$$

$$\tilde{\rho} = -\frac{N^2\left(im - \frac{1}{2H}\right) + \frac{g}{c_s^2}\hat{\omega}^2}{g(N^2 - \hat{\omega}^2)}\tilde{p} \tag{A.83}$$

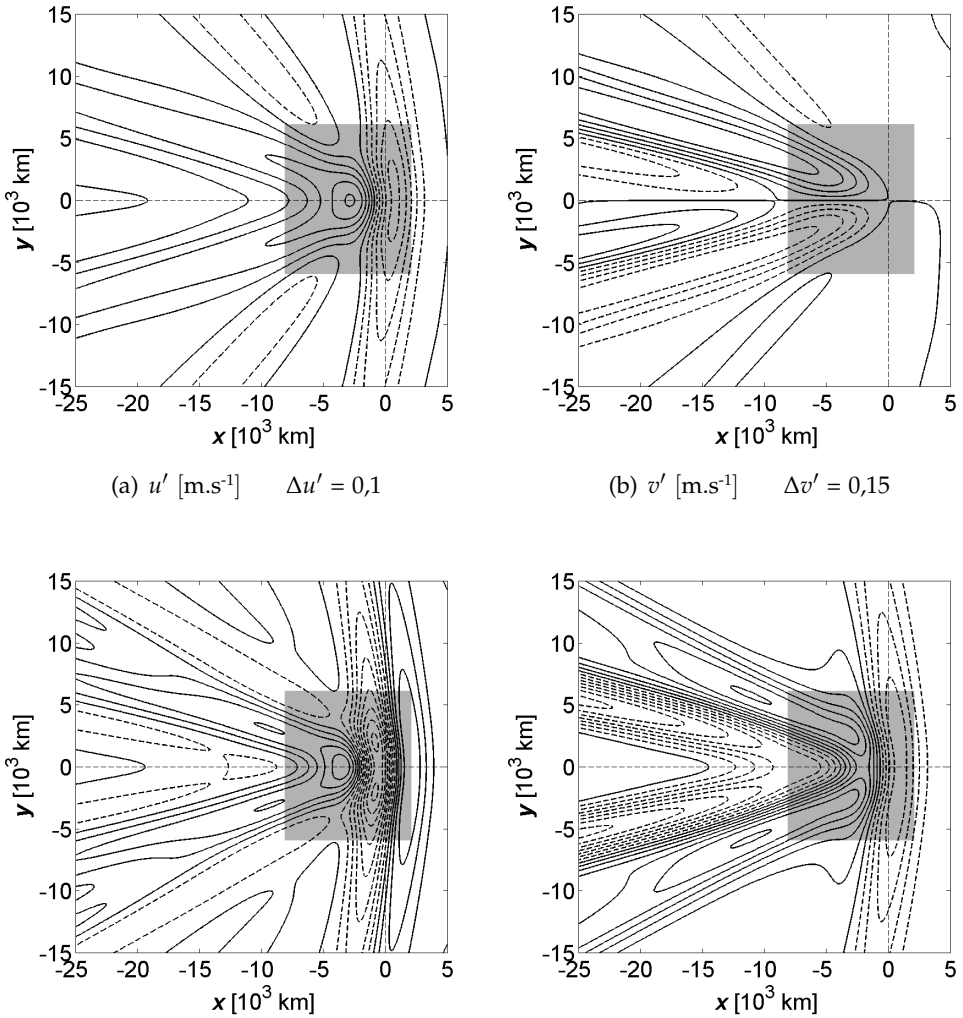
Ces équations de polarisations seront utilisées dans la partie A.2 pour calculer les différentes variables du champ d'onde à partir de la pression.

## A.2 Eclipse : Solutions asymptotiques pseudo-incompressibles

Comme nous l'avons vu dans la partie 2.3.1, Fritts et Luo (1993) ont calculé la perturbation en temps infini créée par un refroidissement stratosphérique gaussien se déplaçant à vitesse constante. Dans le but de simplifier la résolution des équations fondamentales de la dynamique des fluides, ils ont considéré l'approximation pseudo-incompressible. Cette approximation a été proposée par Durran (1989) pour filtrer les ondes acoustiques en modifiant uniquement l'équation de la continuité. Cette approximation néglige aussi les effets liés à la rotation de la Terre ($f \rightarrow 0$). Le calcul permettant d'obtenir l'équation de dispersion pseudo-incompressible (A.77) à partir des équations fondamentales de la dynamique des fluides est présenté dans l'Annexe A.1.4. Comme nous l'avons vu dans le cas du monopôle gaussien oscillant ou du paquet d'ondes gaussien notre modèle peut parfaitement prendre en compte des équations de dispersion simplifiées sous réserve que la fréquence de Brunt-Väisälä reste la borne supérieure en fréquence. Dans cette annexe, nous utiliserons donc notre modèle avec l'équation de dispersion pseudo-incompressible (A.77) dans le but d'essayer de retrouver les solutions proposées par Fritts et Luo (1993).

Nous considérons une grille de $2048 \times 1024 \times 256$ plus grande que pour les solutions totalement compressibles dû à des effets de réflexions plus importants. La résolution spatiale reste par contre identique soit $x = y = 100$ km $z = 1$ km. Nous utilisons le même terme de forçage thermique $F_T$ que Fritts et Luo (1993) (équation (2.66)) ainsi que les mêmes valeurs numériques des paramètres de l'atmosphère soit une température moyenne $T = 266$ K, une

fréquence de Brunt-Väisälä $N$ = 0.02 rad.s$^{-1}$, une hauteur d'échelle de masse volumique $H$ = 7,8 km, une vitesse du son $c_s$ = 327 m.s$^{-1}$ et un coefficient d'Eckart $\Gamma$ = 2,7.10$^{-5}$ m$^{-1}$. La figure A.3 représente le champ d'onde de fluctuation de vitesse $(u', v', w')$ et de température potentielle relative $\theta'/\overline{\theta}$ à l'altitude de 80 km (altitude la plus basse pour laquelle Fritts et Luo (1993) ont présenté leur solutions).




(a) $u'$ [m.s$^{-1}$] $\Delta u'$ = 0,1

(b) $v'$ [m.s$^{-1}$] $\Delta v'$ = 0,15

(c) $w'$ [m.s$^{-1}$] $\Delta w'$ = 2.10$^{-3}$

(d) $\theta'/\overline{\theta}$ $\Delta(\theta'/\overline{\theta})$ = 2.10$^{-4}$

FIGURE A.3 – *Solutions asymptotiques pseudo-incompressibles obtenues à 80 km d'altitude en utilisant les valeurs numériques $\Gamma$ = 2,7.10$^{-5}$ m$^{-1}$ et $\overline{V}$ = 740 m.s$^{-1}$. Les courbes de niveau nulles et positives sont solides, celles négatives en pointillés. Les zones grisées représentent le domaine spatial sur lequel Fritts et Luo (1993) ont présenté leur solutions numériques.*

Nous pouvons remarquer que les champs obtenus sont assez différents de ceux présentés par Fritts et Luo (1993) (figure 2.19). Le champ d'onde est perturbé quasi-perpendiculairement au déplacement de la source ce qui est assez

étrange au regard du fait que le demi-angle d'ouverture maximal de la lame d'étrave $\beta$ est égal à 25° (2.65). Revenons alors sur l'expression de l'équation de dispersion pseudo-incompressible (A.77) et étudions la de manière plus précise. Remarquons tout d'abord que la vitesse de groupe maximale $|c_{g(pi)}|_{max}$ autorisée par l'équation de dispersion pseudo-incompressible est égale à :

$$|c_{g(pi)}|_{max} = \frac{N}{\Gamma} \tag{A.84}$$

En considérant les valeurs numériques choisies par Fritts et Luo (1993) pour les paramètres de l'atmosphère et la vitesse de la source nous obtenons une vitesse de groupe maximale $|c_{g(pi)}|_{max}$ = 740 m.s$^{-1}$ ! L'équation de dispersion pseudo-incompressible permet donc à des ondes de gravité internes de se propager à des vitesses de groupe supersoniques. La vitesse de phase maximale $|c_{\varphi(pi)}|_{max}$ est égale à la vitesse de groupe maximale et est donc, elle aussi, supersonique. De telles valeurs seront atteintes pour $k^2$, $l^2$ et $m^2 \ll \Gamma^2$ soit pour les ondes de très grandes échelle, ce qui est justement le cas ici au vu de la grande taille de la source. De plus il est intéressant de remarquer que la valeur de la vitesse groupe maximale $|c_{g(pi)}|_{max}$ correspond exactement à la vitesse de la source choisie par Fritts et Luo (1993). La vitesse de la source est donc juste assez grande pour qu'il n'y ait pas d'ondes produites au devant de la source. Ceci pourrait expliquer l'accumulation d'énergie que nous pouvons remarquer perpendiculairement à la trajectoire de la source. D'une manière plus générale traçons l'équation de dispersion pseudo-incompressible dans le domaine $(k_h, m)$ pour $m = 0$ et comparons la avec celle totalement compressible.

Cette figure illustre bien le fait que l'approximation pseudo-incompressible permet à des ondes de gravité de voyager à des vitesses bien supérieures à celle du son atteignant même la vitesse de la source. Comme nous l'avons vu dans la partie 2.3.1, Eckermann *et al.* (2007) ont essayé de retrouver les solutions proposées par Fritts et Luo (1993) en reprenant exactement la même méthode que ces derniers. Tout comme nous, ils n'ont pas réussi à retrouver les champs d'ondes présentés par Fritts et Luo (1993). Ils mentionnent cependant le fait que le résultat de leur simulation est très sensible au choix du nombre d'onde $\Gamma$ et de la vitesse de la source $\overline{V}$. Dans le but de retrouver des solutions le plus proche possible de celles de Fritts et Luo (1993) Eckermann *et al.* (2007) conseillent de prendre en compte des valeurs numériques légèrement modifiées soit un nombre d'onde $\Gamma$ = 2,45.10$^{-5}$ m$^{-1}$ et une vitesse de la source $\overline{V}$ = 700 m.s$^{-1}$. Notons que la prise en compte de ces valeurs accroît encore plus la vitesse de groupe maximale $|c_{\varphi(pi)}|_{max}$ (820 m.s$^{-1}$) alors que la vitesse de la source diminue. Des ondes de gravité internes peuvent alors se propager plus rapidement que la source. Cependant la vitesse de groupe maximale des ondes n'est plus égale à la vitesse de la source et cela évite donc d'accumuler de l'énergie perpendiculairement au déplacement de la source.

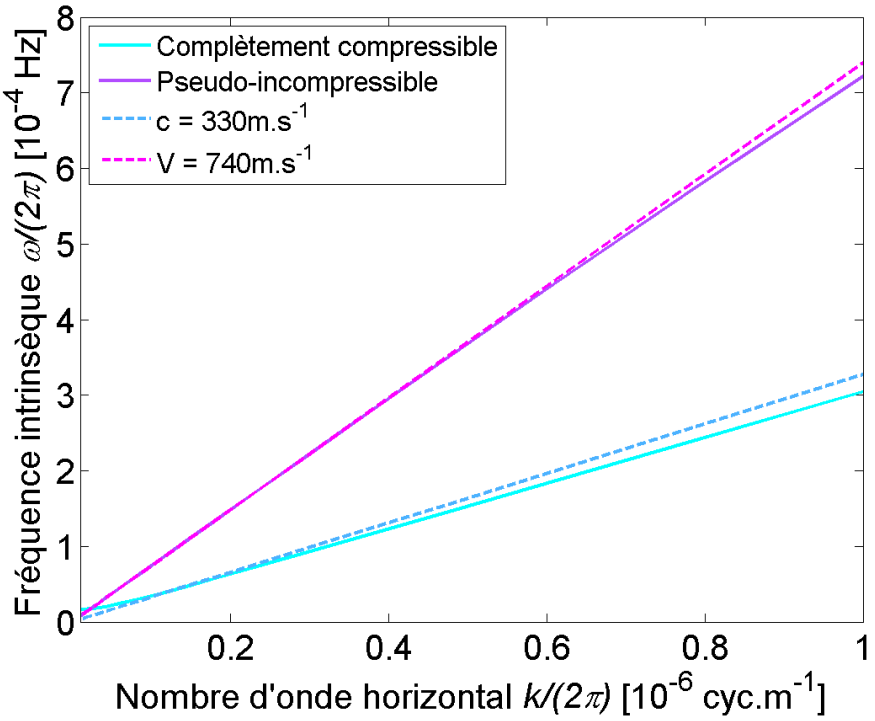
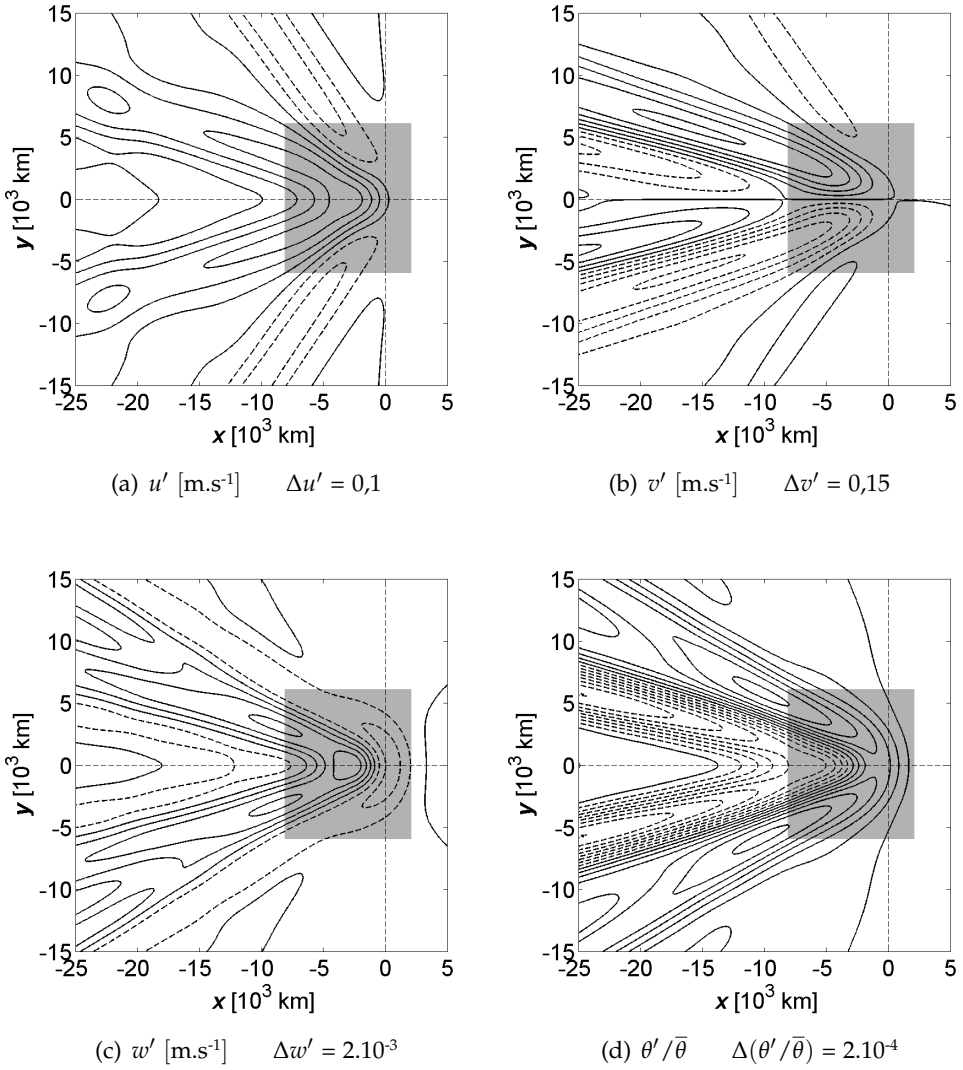



FIGURE A.4 – *Équations de dispersion totalement compressible et pseudo-incompressible. Les deux autres courbes représentent les caractéristiques spatio-temporelle d'une source se déplaçant à la vitesse à la vitesse du son $c_s$ = 330 m.s$^{-1}$ et à la vitesse de l'ombre de la Lune sur la Terre V = 740 m.s$^{-1}$.*

Reprenons notre simulation en utilisant ces nouvelles valeurs numériques. La figure A.5 représente le champ d'onde de fluctuation de vitesse $(u', v', w')$ et de température potentielle relative $\theta'/\overline{\theta}$ à l'altitude de 80 km.

Nous pouvons tout d'abord remarquer que le front d'onde quasi-perpendiculaire à la direction de la source a disparu. L'angle d'ouverture de la lame d'étrave s'est aussi un peu agrandi en accord avec le fait que la vitesse de la source a diminué. Les solutions sont donc assez différentes de celles obtenues précédemment alors que les valeurs numériques choisies pour les paramètres n'ont pas variées de plus de 10 %. Les solutions sont donc sensibles aux valeurs numériques choisies pour le nombre d'onde $\Gamma$ et à la vitesse de la source $V$. En comparant ces solutions avec la figure 2.19) obtenue par Fritts et Luo (1993), nous pouvons remarquer que nous obtenons maintenant des solutions plus proches. Nos solutions sont par contre un peu en retard mais les champs de vitesse méridionale et verticale sont assez similaires aussi bien au niveau de la forme que des amplitudes. Les champs de vitesse zonale et de température potentielle normalisée sont de forme similaire mais d'intensité trois fois moins importante dans notre cas. Notons pour finir qu' Eckermann *et al.* (2007) n'ont pas réussi non plus à retrouver les solutions proposées par Fritts et Luo (1993) bien qu'ils aient utilisé exactement le même




(a) $u'$ [m.s$^{-1}$] $\Delta u' = 0{,}1$

(b) $v'$ [m.s$^{-1}$] $\Delta v' = 0{,}15$

(c) $w'$ [m.s$^{-1}$] $\Delta w' = 2.10^{-3}$

(d) $\theta'/\overline{\theta}$ $\Delta(\theta'/\overline{\theta}) = 2.10^{-4}$

FIGURE A.5 – *Solutions asymptotiques pseudo-incompressibles obtenues à 80 km d'altitude en utilisant les valeurs numériques* $\Gamma = 2{,}7.10^{-5}$ *m*$^{-1}$ *et* $\overline{V} = 700$ *m.s*$^{-1}$. *Les courbes de niveau nulles et positives sont solides, celles négatives en pointillés. Les zones grisées représentent le domaine spatial sur lequel Fritts et Luo (1993) ont présenté leur solutions numériques.*

modèle de propagation. Il est donc possible que la sensibilité des solutions au choix des valeurs de certains paramètres tels que le nombre d'onde $\Gamma$ et la vitesse de la source $\overline{V}$ ne nous permette pas de retrouver la solution exacte obtenue par Fritts et Luo (1993). Les résultats présentés dans ces parties démontrent néanmoins que l'approximation pseudo-incompressible n'est pas adapté aux ondes de grandes échelles horizontales et verticales telles que celles produites par le passage d'éclipse de Soleil.

# Annexe : Traitement du signal et métrologie B

## B.1 Transformée en ondelette discrète

Les ondelettes sont généralement utilisées pour analyser des séries temporelles contenant de l'énergie non-stationnaire à différentes fréquences (Daubechies 1990). Supposons une série temporelle $x_n$ avec $n \in [\![0, N-1]\!]$ dont les éléments sont espacés d'un pas de temps constant $\delta t$. Supposons aussi une fonction *ondelette* $\Psi(\eta)$ dépendant du paramètre adimensionnel $\eta$. Pour être admise en tant qu'ondelette, la fonction $\Psi$ doit avoir une moyenne nulle et être localisée dans le domaine spatial et spectral (Farge 1992). Un exemple est l'ondelette de Morlet qui consiste en une onde plane modulée par une Gaussienne :

$$\Psi_0(\eta) = \pi^{-1/4} e^{i\omega_0 \eta} e^{-\eta^2/2} \tag{B.1}$$

où $\omega_0$ représente un paramètre adimensionnel. La figure B.1 représente les caractéristiques de l'ondelette de Morlet et de sa transformée de Fourier pour $\omega_0 = 6$. La transformée en ondelette continue d'une série discrète $x_n$ est définie comme la convolution de $x_n$ avec une version translatée et à l'échelle $s$ de la fonction $\Psi(\eta)$ (Torrence et Compo 1998) :

$$W_n(s) = \sum_{n'=0}^{N-1} x_{n'} \Psi^* \left[ \frac{(n'-n)\delta t}{s} \right] \tag{B.2}$$

où l'exposant $^*$ représente le complexe conjugué. En faisant varier le paramètre $s$ et en translatant selon l'indice temporel $n$, nous pouvons construire une figure montrant à la fois l'amplitude sur chaque bande et comment cette amplitude varie avec le temps. Le suffixe 0 sur la fonction $\Psi$ a été enlevé car cette fonction a été normalisée (voir plus loin). Bien qu'il soit possible de calculer la transformée en ondelette en utilisant l'équation (B.2), il est bien plus

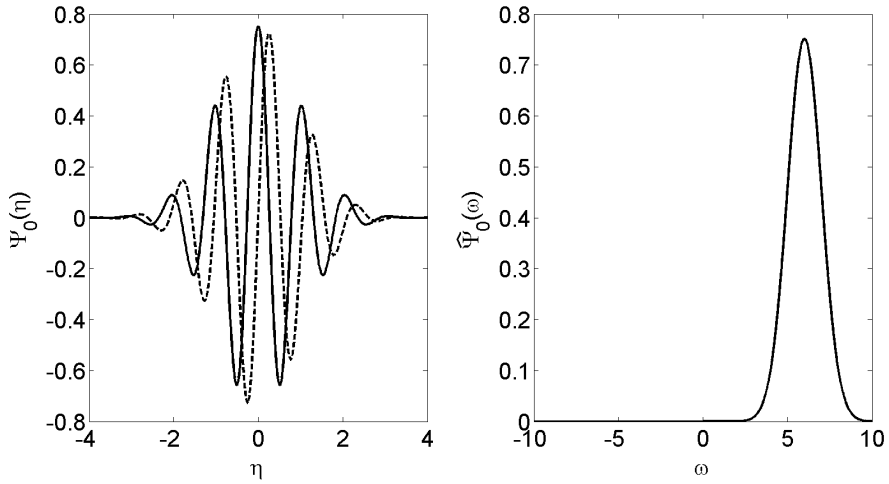



FIGURE B.1 – *Caractéristiques de l'ondelette de Morlet (a) et de sa transformée de Fourier (b) pour $\omega_0$ = 6. Dans le domaine temporel, la partie réelle est tracée en trait continu et la partie imaginaire en pointillés.*

pratique de la calculer dans le domaine spectral. Le théorème de convolution nous permet en effet de faire $N$ convolutions simultanément dans le domaine spectral en utilisant la transformée de Fourier discrète (TFD). La TFD $\hat{x}_k$ (avec $k \in [\![0, N-1]\!]$) de la série $x_n$ peut s'écrire sous la forme :

$$\hat{x}_k = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x_n e^{-2i\pi kn/N} \tag{B.3}$$

En utilisant le théorème de convolution, la transformée en ondelette est la transformée de Fourier discrète inverse (TFDI) du produit :

$$W_n(s) = \sum_{k=0}^{N-1} \hat{x}_k \hat{\Psi}^*(s\omega_k) e^{i\omega_k n\delta t} \tag{B.4}$$

avec $\hat{\Psi}(s\omega_k)$ la transformée de Fourier de la fonction $\Psi(t/s)$ et $\omega_k$ la pulsation définie par :

$$\omega_k = \begin{cases} \dfrac{2\pi k}{N\delta t} & \text{si } k \leq \frac{N}{2} \\ -\dfrac{2\pi k}{N\delta t} & \text{sinon} \end{cases} \tag{B.5}$$

L'équation (B.4) peut donc être utilisée pour calculer la transformée en ondelette pour un $s$ donné et tous les $n$ simultanément (Torrence et Compo 1998).

Pour que les résultats des transformées en ondelette (B.4) soient comparables à chaque échelle $s$, l'ondelette $\Psi_0$ doit être normalisée telle que :

$$\hat{\Psi}(s\omega_k) = \left(\frac{2\pi s}{\delta t}\right)^{1/2} \hat{\Psi}_0(s\omega_k) \tag{B.6}$$

L'énergie contenue dans l'ondelette est alors égale à l'unité :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\hat{\Psi}(\omega)|^2 d\omega = 1 \tag{B.7}$$

En utilisant la normalisation (B.6) à chaque échelle $s$ nous obtenons :

$$\sum_{k=0}^{N-1} |\hat{\Psi}(s\omega_k)|^2 = N \tag{B.8}$$

où $N$ représente le nombre de points. De ce fait l'énergie de la transformée en ondelette est influencée seulement par l'amplitude des coefficients de Fourier $\hat{x}_k$ et non par l'ondelette elle-même. Dans toute la thèse, nous utilisons l'ondelette de Morlet définie en (B.1) avec un paramètre $\omega_0$ = 6 pour calculer des diagrammes temps-fréquence ou *scalogramme*. Cette valeur du paramètre $\omega_0$ présente en effet un bon compromis entre la résolution temporelle et fréquentielle (Torrence et Compo 1998). La transformée de Fourier de l'ondelette de Morlet est représentée sur la figure B.1. Elle est égale à :

$$\hat{\Psi}_0(s\omega) = \pi^{-1/4} H(\omega) e^{-(s\omega-\omega_0)^2/2} \tag{B.9}$$

avec $H(\omega)$ la fonction de Heaviside définie telle que :

$$H(\omega) = \begin{cases} 1 & \text{si } \omega > 0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \tag{B.10}$$

Le *spectre de puissance en ondelette* est défini par $|W_n(s)|^2$. Dans le but d'obtenir des spectres bien localisés en fréquence, nous utilisons $\omega_0$ = 10 pour tous les calculs de densité spectrales de puissance effectués dans la thèse. En effet, plus l'ondelette présente d'oscillations dans le domaine spatial plus elle est étroite dans le domaine spectral. Pour finir, notons que le pic d'intensité de l'ondelette $\hat{\Psi}(s\omega)$ ne se produit généralement pas à la fréquence $s^{-1}$. Meyers *et al.* (1993) ont donc proposé une méthode pour calculer la relation entre

l'échelle des ondelettes et la période de Fourier correspondante. Pour l'ondelette de Morlet la période de Fourier $T_f$ s'exprime en fonction de l'échelle des ondelettes $s$ de la manière suivante :

$$T_f = \frac{4\pi s}{\omega_0 + \sqrt{2 + \omega_0^2}} \tag{B.11}$$

Les scalogrammes ainsi que les densités spectrales de puissance sont donc, dans l'ensemble du document, représentés en fonction de la période de Fourier.

## B.2 Description du matériel - Divers

L'objectif de cette annexe est de présenter un résumé des objectifs scientifiques du projet européen ARISE et de fournir différents documents relatifs au matériel utilisé lors de la campagne de mesure temporaire Mongolie 2008 tels que :

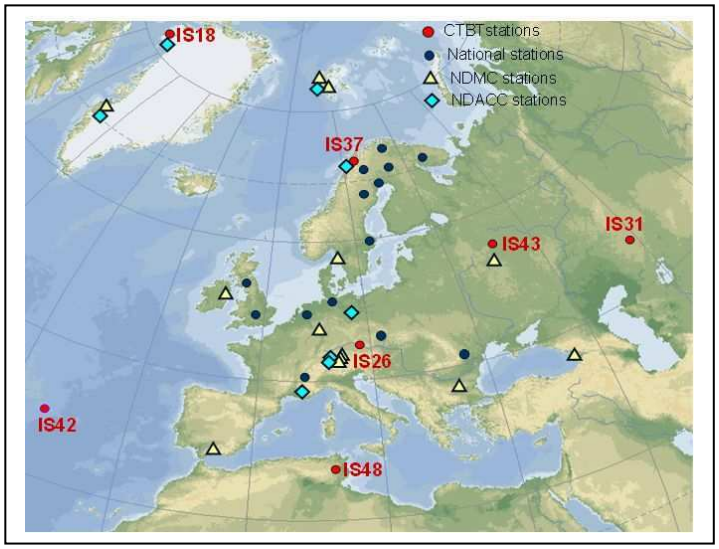
- Schéma de la carte électronique développée avec les moyens de prototypage de TMG pour l'amplification et la symétrisation de la sortie non filtrée du MB2000 ;
- Schéma de câblage des différentes voies de pression et de température d'un point de mesure du réseau temporaire déployé lors de la Mission Mongolie 2008.

Note : Ces deux derniers documents ont été enlevés du manuscrit sur demande d'Élisabeth Blanc transmise le vendredi 8 Octobre 2010 à 11 h. Des incohérences liées à cette modification de dernière minute peuvent apparaître dans le manuscrit. Merci de votre compréhension.

**ARISE**
**Atmospheric dynamics Research InfraStructure in Europe**

Infrastructure Design Study Project

**Description of the infrastructure**




Network over European continent and adjacent areas, including some low latitude control stations, comprising:
- The European part of the infrasound network developed for the verification of the CTBT (Comprehensive nuclear Test Ban Treaty) and national infrasound stations. This international network consists of very sensitive acoustic antennas uniformly distributed over the globe, measuring atmospheric waves and additional parameters related to atmospheric dynamics. The network is completed by national infrasound stations.
- The European part of the international network NDMC (Network for the Detection of Mesopause Changes) which performs optical measurements of the airglow layer in the mesosphere (OH and O2 emissions) where atmospheric waves can be observed.
- The European part of the international network NDACC (Network for the Detection of Atmospheric Composition Changes) which performs Lidar measurements of the stratosphere and the mesosphere (temperature, ozone, aerosols) and associated measurements (wind) from which atmospheric dynamics( planetary and gravity waves, sudden stratospheric warming) can be studied.
- Complementary source control stations, near active volcanoes (Italia, Iceland) and in low latitude regions (Africa Reunion Island) where the thunderstorm activity is the most intense.
Additional atmospheric dynamics satellite data are used in complement.

**Scientific Objectives**

The CTBT network is unique in the quality of its data, its homogeneous and global coverage and its perenniality. Although designed and operated to ensure the verification of the CTBT, the network presents a unique potential for imaging the atmosphere. It already allows measurements with unprecedented accuracy of the characteristics of atmospheric waves produced by volcanic eruptions, meteorites, earthquakes, thunderstorms, auroras in Polar Regions. It has been recently demonstrated by the project partners, that infrasound from repetitive sources can be used to invert atmospheric parameters such as mesospheric winds, which are difficult to obtain by operational systems. It has also been shown that the network can be used to image gravity and planetary waves in relation with climate. The proposed new association between the infrasound network, the NDACC lidar network measuring atmospheric dynamics and the NDMC mesospheric observation network will provide for the first time integrated observations of disturbances and mixing in the different atmospheric layers from ground to the lower mesosphere, with a large coverage from Africa to European polar regions, for time scales from less than 1 second up to tens of years in archived data. The vertical motion of atmospheric waves produced by wind over mountains and thunderstorms in low and mid-latitudes regions, induce a forcing of the stratosphere and long-term changes in the stratospheric circulation which are transmitted to high latitudes where they interact with the polar vortex with possible effects on the troposphere and climate. The parameterization of gravity waves, needed for climate models, is poorly constrained, due to the lack of global operational observations in the different atmospheric layers. Systematic measurements of wave activity as proposed by the project networks will allow their assimilation in the models of atmospheric dynamics for improving atmospheric and climate studies

# Notations

## Grandeurs physiques

| | |
|---|---|
| $c_g$ | vitesse de groupe [m.s$^{-1}$] |
| $c_s$ | vitesse du son [m.s$^{-1}$] |
| $c_v$ | capacité thermique massique à volume constant [J.kg$^{-1}$.K$^{-1}$] |
| $c_p$ | capacité thermique massique à pression constante [J.kg$^{-1}$.K$^{-1}$] |
| $c_\varphi$ | vitesse de phase [m.s$^{-1}$] |
| $E_M$ | magnitude de l'éclipse [-] |
| $E_{Ob}$ | degré d'obscuration de l'éclipse [-] |
| $f$ | paramètre de Coriolis [rad.s$^{-1}$] |
| $g$ | accélération de pesanteur [m.s$^{-2}$] |
| $H$ | échelle de hauteur [m] |
| $\mathbf{k}\ (k, l, m)$ | vecteur d'onde [rad.m$^{-1}$] |
| $M_a$ | masse molaire de l'air sec |
| $N$ | pulsation de Brunt-Väisälä [rad.s$^{-1}$] |
| $p$ | pression [Pa] |
| $Q$ | quantité de chaleur [J] |
| $R$ | constante universelle des gaz parfaits [J.mol$^{-1}$.K$^{-1}$] |
| $R_L$ | rayon angulaire du disque solaire [m] |
| $R_M$ | constante spécifique de l'air sec [J.kg$^{-1}$.K$^{-1}$] |
| $R_S$ | rayon apparent du disque lunaire [m] |
| $T$ | température [K] |
| $\mathbf{u}\ (u, v, w)$ | vecteur vitesse [m.s$^{-1}$] |
| $\mathbf{x}\ (x, y, z)$ | vecteur position [m] |
| $\gamma$ | coefficient (ou exposant) isentropique [-] |
| $\Gamma$ | coefficient d'Eckart [cyc.m$^{-1}$] |
| $\theta$ | température potentielle [K] |
| $\lambda$ | longueur d'onde [m] |
| $\pi$ | paramètre d'Exner [-] |
| $\rho$ | masse volumique [kg.m$^{-3}$] |
| $\rho^*$ | masse volumique pseudo-incompressible [kg.m$^{-3}$] |
| $\phi$ | fluctuation normalisée de pression [Pa], latitude [rad] |
| $\omega$ | pulsation [rad.s$^{-1}$] |
| $\hat{\omega}$ | pulsation intrinsèque [rad.s$^{-1}$] |
| $\omega_a$ | pulsation de coupure acoustique [rad.s$^{-1}$] |
| $\mathbf{\Omega}$ | vecteur de vitesse angulaire de rotation de la Terre [rad.s$^{-1}$] |

## Symboles mathématiques

| | |
|---|---|
| $e$ | enveloppe d'un signal |
| $f_i$ | fréquence instantanée |
| $H$ | fonction de Heaviside |
| $TH$ | transformée de Hilbert |
| $\Phi_z$ | phase du signal analytique |
| $\Im$ | partie imaginaire |
| $\Re$ | partie réelle |
| $\mathbb{N}, \mathbb{N}^*$ | ensemble des entiers naturels, des entiers strictement positifs |
| $\mathbb{R}, \mathbb{R}_+$ | ensembles des réels, des réels positifs |
| $\mathbb{Z}$ | ensembles des entiers relatifs |

## Abréviations

| | |
|---|---|
| AIEA | Agence internationale de l'énergie atomique |
| ARISE | Atmospheric dynamics Research InfraStructure in Europe |
| CEA | Commissariat à l'énergie atomique |
| CID | Centre international de données |
| CND | Centre national de données |
| CET | Coefficient d'expansion thermique |
| CETP | Centre d'études des environnements terrestre et planétaires |
| DAM | Direction des applications militaires |
| DSP | Densité spectrale de puissance |
| DASE | Département analyse, surveillance, environnement |
| ECMWF | European Center for Medium-Range Weather Forecasts |
| IPSL | Institut Pierre-Simon Laplace |
| IR | Infrarouge |
| LATMOS | Laboratoire atmosphères, milieux, observations spatiales |
| LDG | Laboratoire de détection et de géophysique |
| LVDT | Linear Variation Différentiel Transformer |
| LMD | Laboratoire de météorologie dynamique |
| MAS | Mongolian Academy of Sciences |
| MNDC | Mongolian National Data Center |
| OTICE | Organisation du traité d'interdiction complète des essais nucléaires |
| PMCC | Progressive Multi-Channel Correlation |
| RCAG | Research Center of Astronomy and Geophysics |
| SA | Service d'aéronomie |
| SABER | Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry |
| SSI | Système de surveillance international |
| STP | Secrétariat technique provisoire |
| TIMED | Thermosphere Ionosphere Mesosphere Energetics and Dynamics |
| TFD | Transformée de Fourier discrète |
| TFDI | Transformée de Fourier discrète inverse |

| | |
|---|---|
| TICE | Traité d'interdiction complète des essais nucléaires |
| TIPE | Traité d'interdiction partielle des essais nucléaires |
| TMG | Technologies de mesure dans la géosphère |
| USNO | United States Naval Observatory |
| UPMC | Université Pierre et Marie Curie |
| UVSQ | Université de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines |
| UTC | Temps universel coordonné |
| US | United States |
| UV | Ultraviolet |
| WKB | Wentzel-Kramers-Brillouin |

# Bibliographie


B. Alcoverro et A. Le Pichon : Design and optimization of a noise reduction system for infrasonic measurements using elements with low acoustic impedance. *J. Acoust. Soc. Am.*, 117:1717–1727, 2005.

M. J. Alexander, J. H. Beres et L. Pfister : Tropical stratospheric gravity wave activity and relationship to clouds. *J. Geophys. Res.*, 105:22,299–22, 309, 2000.

M. J. Alexander, J. R. Holton et D. R. Durran : The gravity wave response above deep convection in a squall line simulation. *J. Atmos. Sci.*, 52:2212–2226, 1995.

M. J. Alexander et L. Pfister : Gravity wave momentum flux in the lower stratosphere over convection. *Geophys. Res. Lett.*, 22:2029–2032, 1995.

S. J. Allen et R. A Vincent : Gravity wave activity in the lower atmosphere : Seasonal and latitudinal variations. *J. Geophys. Res.*, 100:1327–1350, 1995.

R. C. Anderson et D. R. Keefer : Observation of temperature and pressure changes during 30 June 1973 solar eclipse. *J. Atmos. Sci.*, 32:228–231, 1975.

R. C. Anderson, D. R. Keefer et O. E. Myers : Atmospheric-pressure and temperature changes during 7 March 1970 solar eclipse. *J. Atmos. Sci.*, 29:583, 1972.

D. G. Andrews, J. R. Holton et C. B. Leovy : *Middle Atmosphere Dynamics*. Academic, San Diego, Calif., 1987.

P. R. Arendt : Ionospheric undulations during solar eclipse of 7 March 1970. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 34:719, 1972.

N. K. Balachandran : Gravity waves from thunderstorms. *Mon. Weath. Rev.*, 108:804, 1980.

S. M. Ball, T. J. Stubbs et R. A. Vincent : Upper-atmosphere wind observations over Southern Australia during the total solar eclipse of 23 October 1976. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 42(1):21–25, 1980.

H. N. Ballard, R. Valenzuela, M. Izquierdo, J. S. Randhawa, R. Morla et J. F. Bettle : Solar eclipse - temperature wind and ozone in stratosphere. *J. Geophys. Res.*, 74(2):711–&, 1969.

B. B. Balsley et D. A. Carter : The spectrum of atmospheric velocity fluctuations at 8 and 86 km. *Geophys. Res. Lett.*, 9:465–468, 1982.

J Barat et C. Cot : Wind shear rotary spectra in the atmosphere. *Geophys. Res. Lett.*, 19:103–6, 1992.

J. E. Beckman et J. I. Clucas : Search for atmospheric gravity-waves induced by eclipse of June 30, 1973. *Nature*, 246:412–413, 1973.

E. Blanc, T. Farges, S. Soula et J. Marty : Observation of gravity waves produced by thunderstorms in Europe. *J. Geophys. Res.*, (en préparation), 2010a.

E. Blanc, A. Le Pichon et Y. Cansi : Interpretation of the different infrasounds detected in France during one year in a four-components prototype CTBT station. *J. Acoust. Soc. Am.*, 105:1103–1103, 1999.

E. Blanc, A. Le Pichon, L. Ceranna, T. Farges, J. Marty et P. Herry : *Infrasound Monitoring for Atmospheric Studies*, chapitre Global Scale Monitoring of Acoustic and Gravity Waves for the Study of the Atmospheric Dynamics, pages 647–664. Springer, 2010b.

J. Bonnet : Recherches sur l'émission continue du soelil entre 1950 et 3000 å. *Ann. Astrophys.*, 31:597–+, février 1968.

J.R. Bowman, G. Shields et O'Brien M. S. : Infrasound station ambient noise estimates and models : 2003–2006. *In Infrasound Technology Workshop, Tokyo, Japan*, 2007.

R. J. Breeding : A non-linear investigation of critical levels for internal atmospheric gravity waves. *J. Fluid Mech.*, 50:545–563, 1971.

D. Broutman, J. W. Rottman et S. D. Eckermann : A simplified Fourier method for nonhydrostatic mountain waves. *J. Atmos. Sci.*, 60:2686–2696, 2003.

Y. Cansi : An automatic seismic event processing for detection and location : The PMCC method. *Geophys. Res. Lett.*, 22:1021–1024, 1995.

CEA/DAM : Surveillances des explosions nucléaires, 1997.

CEA/DASE : *Microbarometer MB2000 Technical Manual*, October 1998.

L. Ceranna, A. Le Pichon, D. N. Green et P. Mialle : The buncefield explosion : a benchmark for infrasound analysis across central europe. *Geophys. J. Intern.*, 177:491–508, 2009.

K. R. Chan, L. Pfister, T. P. Bui, S. W. Bowen, J. Deanday, B. L. Gary, D. W. Fahey, K. K. Kelly, C. R. Webster et R. D. May : A case-study of mountain lee wave event of January 6, 1992. *Geophys. Res. Lett.*, 20:2551–2554, 1993.

S. Chapman et R. S. Lindzen : *Atmospheric Tides*. D. Reidel, 1970.

G. Chimonas : Internal gravity-wave motions induced in Earth's atmosphere by a solar eclipse. *J. Geophys. Res.*, 75:5545–5551, 1970.

G. Chimonas : Lamb waves generated by 1970 solar eclipse. *Planet. Space Sci.*, 21:1843–1854, 1973.

G. Chimonas et J. R. Grant : Shear excitation of gravity waves. Part II : Upscale scattering from Kelvin-Helmholtz waves. *J. Atmos. Sci.*, 41:2278–2288, 1984.

G. Chimonas et C. O. Hines : Atmospheric gravity waves induced by a solar eclipse. *J. Geophys. Res.*, 75:875, 1970.

G. Chimonas et C. O. Hines : Atmospheric gravity waves induced by a solar eclipse, 2. *J. Geophys. Res.*, 76:7003, 1971.

T. L. Clark, T. Hauf et J. P. Kuettner : Convectively forced internal gravity waves : Results from two-dimensional numerical experiments. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 112:899–925, 1986.

A. Dai et J. Wang : Diurnal and semidiurnal tides in global surface pressure fields. *J. Atmos. Sci.*, 56:3874–3891, 1999.

F Dalaudier, C Sidi, M Crochet et J. Vernin : Direct evidence of "sheets" in the atmospheric temperature field. *J. Atmos. Sci.*, 51:237–48, 1994.

I. Daubechies : The wavelet transform time-frequency localization and signal analysis. *IEEE Trans. Inform. Theory*, 36:961–1004, 1990.

M. J. Davis et A. V. da Rosa : Possible detection of atmospheric gravity waves generated by solar eclipse. *Nature*, 226:1123, 1970.

C. Delcos, E. Blanc, P. Broche, F. Glangeaud et J. L. Lacoume : Processing and interpretation of microbaroagraphs signals generated by the explosion of mount st. helens. *J. Geophys. Res.*, 95:5485–5494, 1990.

E. M. Dewan, R. H. Picard, R. R. O'Neil, H. A. Gardiner, J. Gibson, J. D. Mill, E. Richards, M. Kendra et W. O. Gallery : MSX satellite observations of thunderstorm-generated gravity waves in mid-wave infrared images of the upper stratosphere. *Geophys. Res. Lett*, 25:939–942, 1998.

P. G. Drazin : The stability of a shear layer in an unbounded heterogeneous fluid. *J. Fluid Mech.*, 4:214–224, 1982.

D. P. Drob, R. R. Meier et M. M. Picone, M. J.and Garcés : *Infrasound Monitoring for Atmospheric Studies*, chapitre Inversion of Infrasound Signals for Passive Atmospheric Remote Sensing, pages 701–731. Springer, 2010.

M. Durandeau, J. Delloué et Y. Rocard : Oscillations de pression atmosphériques liées à un orage magnétique. *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, 251:1807–1809, 1960.

D. R. Durran : Improving the anelastic approximation. *J. Atmos. Sci.*, 46:1453–1461, 1989.

D. R. Durran et J. B. Klemp : Another look at downslope winds .2. Nonlinear amplification beneath wave-overturning layers. *J. Atmos. Sci.*, 44:3402–3412, 1987.

S. D. Eckermann, D. Broutman, M. T. Stollberg, J. Ma, J. P. McCormack et T. F. Hogan : Atmospheric effects of the total solar eclipse of 4 December 2002 simulated with a high-altitude global model. *J. Geophys. Res.*, 112:D14105, 2007.

S. D. Eckermann, I. Hirota et W. K. Hocking : Gravity-wave and equatorial wave morphology of the stratosphere derived from long-term rocket soundings. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 121(521):149–186, janvier 1995.

F. Espenak et J. Anderson : Total solar eclipse of 2002 December 04. *Nasa Tech. Pap.*, NASA/TP–2001:209990, 2001.

F. Espenak et J. Anderson : Total solar eclipse of 2008 August 01. *Nasa Tech. Pap.*, NASA/TP–2007:77, 2007.

L. G. Evers et H. W. Haak : *Infrasound Monitoring for Atmospheric Studies*, chapitre The Characteristics of Infrasound, its Propagation and Some Early History, pages 3–27. Springer, 2010.

L.G. Evers, L. Ceranna, H.W. Haak, A. Le Pichon et R.W. Whitaker : A seismoacoustic analysis of the gas-pipeline explosion near Ghislenghien in Belgium. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 97:417–425, 2007.

M. Farge : Wavelet transforms and their applications to turbulence. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 24:395–457, 1992.

T. Farges et E. Blanc : Characteristics of infrasound from lightning and sprites near thunderstorm areas. *J. Geophys. Res.*, 115:A00E31, 2010.

T. Farges, A. Le Pichon, E. Blanc, S. Perez et B. Alcoverro : Response of the lower atmosphere and the ionosphere to the eclipse of August 11, 1999. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 65:717–726, 2003.

R. Fovell, D. Durran et J. R. Holton : Numerical simulations of convectively generated stratospheric gravity-waves. *J. Atmos. Sci.*, 49:1427–1442, 1992.

D. C. Fritts : Shear excitation of atmospheric gravity waves. Part II : Nonlinear radiation from a free shear layer. *J. Atmos. Sci.*, 41:524–537, 1984.

D. C. Fritts et M. J. Alexander : Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere. *Rev. Geophys.*, 41:1003, 2003.

D. C. Fritts et Z. G. Luo : Gravity-wave excitation by geostrophic adjustment of the jet-stream. Part 1 : Two-dimensional forcing. *J. Atmos. Sci.*, 49:681–697, 1992.

D. C. Fritts et Z. G. Luo : Gravity-wave forcing in the middle atmosphere due to reduced ozone heating during a solar eclipse. *J. Geophys. Res.*, 98:3011–3021, 1993.

D. C. Fritts et T. E. VanZandt : Effects of Doppler shifting on the frequency spectra of atmospheric gravity waves. *J. Geophys. Res.*, 92:9723–9732, 1987.

M. Garcés, M. Willis, C. Hetzer, A. Le Pichon et D. Drob : On using ocean swells for continuous infrasonic measurements of winds and temperature in the lower, middle, and upper atmosphere. *Geophys. Res. Lett.*, 31:L19304, 2004.

A.E. Gill : *Atmosphere-Ocean Dynamics*. Academic Press, 1982.

G. L. Goodwin et G. J. Hobson : Atmospheric gravity-waves generated during a solar eclipse. *Nature*, 275:109–111, 1978.

E.E. Gossard et W.H. Hooke : *Waves in the Atmosphere*. Elsevier, Amsterdam, Oxford, New York, 1975.

S. Grivet-Talocia et F. Einaudi : Wavelet analysis of a microbarograph network. *IEEE Trans. Geosc. Rem. Sens.*, 36:418–433, 1998.

J. Guilbert, J. Vergoz, E. Schissele, A. Roueff et Y. Cansi : Use of hydroacoustic and seismic arrays to observe rupture propagation and source extent of the m-w=9.0 Sumatra earthquake. *Geophys. Res. Lett*, 32:L15310, 2005.

A. Hauchecorne, P. Keckhut et M.-L. Chanin : *Infrasound Monitoring for Atmospheric Studies*, chapitre Dynamics and Transport in the Middle Atmosphere Using Remote Sensing Techniques from Ground and Space, pages 665–684. Springer, 2010.

T. Hauf, U. Finke, J. Neisser, G. Gull et J. G. Stangenberg : A ground-based network for atmospheric pressure fluctuations. *J. Atmos. Oce. Tech.*, 13:1001–1023, 1996.

B. Haurwitz et D. Cowley : The diurnal and semidiurnal barometric oscillations, global distribution and annual variation. *Pure Appl. Geophys.*, 102:193–222, 1973.

P. Heinrich et X. Blanchard : Simulation of atmospheric circulation over Tahiti and of local effects on the transport of $^{210}$Pb. *Mon. Weather Rev.*, 137: 1863–1880, 2009.

P. Heinrich, O. Coindreau, Y. Grillon, X. Blanchard et P. Gross : Simulation of the atmospheric concentrations of $^{210}$Pb and $^{7}$Be and comparison with daily observations at three surface sites. *Atmos. Geophys. Res.*, 41:6610–6621, 2007.

T. J. Herron et I. Tolstoy : Tracking jet stream winds from ground level pressure signals. *J. Atmos. Sci.*, 26:266–269, 1969.

A. Hertzog, P. Cocquerez, C. Basdevant, G. Boccara, J. Bordereau, B. Broit, A. Cardonne, R. Guilbon, A. Ravissot, E. Schmitt, J.-N. Valdivia, S. Venel et F. Vial : Stratéole/vorcore-long-duration, superpressure balloons to study the Antarctic lower stratosphere during the 2005 winter. *J. Atmos. Ocean. Technol.*, 24:2048–2061, 2007.

D. Hestroffer et C. Magnan : Wavelength dependency of the solar limb darkening. *Astron. Astrophys.*, 333(1):338–342, mai 1998.

C. O. Hines : Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights. *Canadian J. Phys.*, 38:1441–1481, 1960.

L. G. Holcomb : A direct method for calculating instrument noise levels in side-by-side seismometer evaluations. *U.S. Geol. Surv. Open-File Rept.*, pages 89–214, 1989.

J.R. Holton : *An Introduction to Dynamic Meteorology*. Academic Press, 2004.

B. W. Jones : Search for lamb waves generated by solar eclipse of 11 May 1975. *J. Atmos. Sci.*, 33:1820–1823, 1976.

B. W. Jones : A search for atmospheric pressure waves from the total solar eclipse of 9 March 1997. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 61:1017–1024, 1999.

B. W. Jones et R. S. Bogart : Eclipse induced atmospheric gravity-waves. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 37:1223–1226, 1975.

B. W. Jones, G. J. Miseldine et R. J. A. Lambourne : A possible atmospheric-pressure wave from the total solar eclipse of 22 July 1990. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 54:113–115, 1992.

D. J. Karoly, G. L. Roff et M. J. Reeder : Gravity wave activity associated with tropical convection detected in TOGA COARE sounding data. *Geophys. Res. Lett.*, 23:261–264, 1996.

O. Kjeldseth Moe et E. F. Milone : Limb darkening 1945–3245 å for the quiet sun from SKYLAB data. *Astrophys. J.*, 226:301–314, novembre 1978.

P. Koepke, J. Reuder et J. Schween : Spectral variation of the solar radiation during an eclipse. *Meteorol. Z.*, 10(3):179–186, 2001.

C.-W. Kong : Diurnal pressure variations over continental Australia. *Aust. Meteor. Mag.*, 44:165–175, 1995.

M. Krebsbach et P. Preusse : Spectral analysis of gravity wave activity in SABER temperature data. *Geophys. Res. Lett.*, 34:L03814, 2007.

S. Kulichkov : *Infrasound Monitoring for Atmospheric Studies*, chapitre On the Prospects for Acoustic Sounding of the Fine Structure of the Middle Atmosphere, pages 511–540. Springer, 2010.

D. P. Lalas et F. Einaudi : On characteristics of gravity waves generated by atmospheric shear layers. *J. Atmos. Sci.*, 33:1248–1259, 1976.

T. P. Lane, M. J. Reeder et T. L. Clark : Numerical modeling of gravity wave generation by deep tropical convection. *J. Atmos. Sci.*, 58:1249–1274, 2001.

A. Le Pichon, E. Blanc et D. Drob : Probing high-altitude winds using infrasound. *J. Geophys. Res.*, 110:D20104, 2005a.

A. Le Pichon, E. Blanc et A. Hauchecorne : *Infrasound Monitoring for Atmospheric Studies*. Springer, 2010.

A. Le Pichon et Y. Cansi : PMCC for infrasound data processing. *Inframatics*, 2:1–9, 2003.

A. Le Pichon, J. M. Guérin, E. Blanc et D. Reymond : Trail in the atmosphere of the 29 December 2000 meteor as recorded in Tahiti : Characteristics and trajectory reconstitution. *J. Geophys. Res.*, 107(D23):4709, 2002.

A. Le Pichon, P. Herry, P. Mialle, J. Vergoz, N. Brachet, M. Garcés, D. Drob et L. Ceranna : Infrasound associated with 2004–2005 large Sumatra earthquakes and tsunami. *Geophys. Res. Lett.*, 32:L19802, 2005b.

A. Le Pichon, J. Vergoz, E. Blanc, J. Guilbert, L. Ceranna, L. Evers et N. Brachet : Assessing the performance of the international monitoring system's infrasound network : Geographical coverage and temporal variabilities. *J. Geophys. Res.*, 114:D08112, 2009.

A. Le Pichon, J. Vergoz, P. Herry et L. Ceranna : Analyzing the detection capability of infrasound arrays in central Europe. *J. Geophys. Res.*, 113:D12115, 2008.

M. Leutbecher et H. Volkert : The propagation of mountain waves into the stratosphere : Quantitative evaluation of three-dimensional simulations. *J. Atmos. Sci.*, 57:3090–3108, 2000.

J. Lighthill : *Waves in Fluids*. Cambridge University Press, 1 édition, 1978.

D. K. Lilly et P. J. Kennedy : Observations of a stationary mountain wave and its associated momentum flux and energy dissipation. *J. Atmos. Sci.*, 30:1135–1152, 1973.

R. S. Lindzen : Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown. *J. Geophys. Res.*, 86:9707–9714, 1981.

F. Lott : Linear mountain drag and averaged pseudo-momentum flux profiles in the presence of trapped lee waves. *Tellus, Ser. A*, 50:12–25, 1998.

H. Luce, M.Crochet et F. Dalaudier : Temperature sheets and aspect sensitive radar echoes. *Annales Geophysicae*, 19:899–920, 2001.

Z. Luo et D. C. Fritts : Gravity-wave excitation by geostrophic adjustment of the jet stream. Part II : Three-dimensional forcing. *J. Atmos. Sci.*, 50:105–115, 1993.

L. R. M. Maas, D. Benielli, Sommeria J. et F.-P. A. Lam : Observation of an internal wave attractor in a confined, stably stratified fluid. *Nature*, 388:557, 1997.

E. Manzini et K. Hamilton : Middle atmospheric traveling waves forced by latent and convective heating. *J. Atmos. Sci.*, 50:2180–2200, 1993.

J-L. Mari, F. Glangeaud et F. Coppens : *Traitement du signal pour géologues et géophysiciens 2*. Technip, 2001.

C. J. Marks et S. D. Eckermann : A three-dimensional nonhydrostatic ray-tracing model for gravity waves : Formulation and preliminary results for the middle atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 52:1959–1984, 1995.

J. Marty et F. Dalaudier : Linear spectral numerical model for internal gravity wave propagation. *J. Amos. Sci.*, 67:1632–1642, 2010.

J. Marty, F. Dalaudier, D. Ponceau, E. Blanc et U. Munkhuu : Surface pressure fluctuations produced by the total solar eclipse of 1 august 2008. *J. Geophys. Res.*, (soumis prochainement), 2010a.

J. Marty, D. Ponceau et F. Dalaudier : Using the international monitoring system infrasound network to study gravity waves. *Geophys. Res. Lett*, (accepté), 2010b.

G. Mastrantonio, F. Einaudi, D. Fua et D. P. Lalas : Generation of gravity waves by jet streams in the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 33:1730–1738, 1976.

B. A. McIntosh et D. O. Revelle : Traveling atmospheric-pressure waves measured during a solar eclipse. *J. Geophys. Res.*, 89:4953–4962, 1984.

C. McLandress, M. J. Alexander et D. L. Wu : Microwave limb sounder observations of gravity waves in the stratosphere : A climatology and interpretation. *J. Geophys. Res.*, 105:11,947–11,967, 2000.

M. J. Mercier, N. B. Garnier et T. Dauxois : Reflection and diffraction of internal waves analyzed with the Hilbert transform. *Phys. Fluids*, 20:086601, 2008.

S. D. Meyers, B. G. Kelly et J. J. O'Brien : An introduction to wavelet analysis in oceanography and meteorology : With application to the dispersion of Yanai wave. *Mon. Wea. Rev.*, 121:2858–2866, 1993.

R. J. Murgatroyd et R. M. Goody : Sources and sinks of radiative energy from 30 to 90 km. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 84:225–234, 1958.

T. Nakamura, T. Tsuda, S. Fukao, S. Kato, A. H. Manson et C. E. Meek : Comparative observations of short-period gravity waves (10-100 min) in the mesosphere in 1989 by Saskatoon MF radar (52 °N), Canada and the MU radar (35 °N), Japan. *Radio Sci.*, 28:729–746, 1993.

G. D. Nastrom et D. C. Fritts : Sources of mesoscale variability of gravity-waves 1. Topographic excitation. *J. Atmos. Sci.*, 49:101–110, 1992.

H. Neckel et D. Labs : Solar limb darkening 1986-1990 - (303 to 1099 nm). *Sol. Phys.*, 153:91–114, 1994.

D. O'Sullivan et T. J. Dunkerton : Generation of inertiagravity waves in a simulated life cycle of baroclinic instability. *J. Atmos. Sci.*, 52:3695–3716, 1995.

G. W. Paltridge et C. M. R. Platt : *Radiative Processes in Meteorology and Climatology*. Elsevier, Amsterdam, 1976.

H. A. Panofsky et G. W. Brier : *Some Applications of Statistics to Meteorology*. Penn. State University, University Park, Pennsylvania, 1958.

L. Pfister, K. R. Chan, T. P. Bui, S. Bowen, M. Legg, B. Gary, K. Kelly, M. Proffitt et W. Starr : Gravity waves generated by a tropical cyclone during the STEP tropical feild program : A case study. *J. Geophys. Res.*, 98:8611–8638, 1993b.

L. Pfister, S. Scott, M. Loewenstein, S. Bowen et M. Legg : Mesoscale disturbances in the tropical stratosphere excited by convection : Observations and effects on the stratospheric momentum budget. *J. Atmos. Sci.*, 50:1058–1075, 1993a.

L. Pfister, W. Starr, R. Craig et M. Loewenstein : Small-scale motions observed by aircraft in the tropical lower stratosphere : Evidence for mixing and its relationship to largescale flows. *J. Atmos. Sci.*, 43:3210–3225, 1986.

C. Piani, D. Durran, M. J. Alexander et J. R. Holton : A numerical study of three-dimensional gravity waves triggered by deep tropical convection and their role in the dynamics of the QBO. *J. Atmos. Sci.*, 57:3689–3702, 2000.

D. Ponceau et L. Bosca : *Infrasound Monitoring for Atmospheric Studies*, chapitre Specifications of Low-Noise Broadband Microbarometers, pages 119–140. Springer, 2010.

R. S. Quiroz et R. M. Henry : Stratospheric cooling and perturbation of meridional flow during solar eclipse of 7 March 1970. *J. Atmos. Sci.*, 30(3):480–488, 1973.

J. S. Randhawa : Investigation of solar eclipse effect on subpolar stratosphere. *J. Geophys. Res.*, 78(30):7139–7144, 1973.

J. S. Randhawa : Partial solar eclipse effects on temperature and wind in an equatorial atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 79(33):5052–5054, 1974.

J. M. Rees, J. C. W. Denholm-Price, J. C. King et P. S. Anderson : A climatological study of internal gravity waves in the atmospheric boundary layer overlying the brunt ice shelf, Antarctica. *J. Atmos. Sci.*, 57:511–526, 2000.

J. M. Rees, W. J. Staszewski et J. R. Winkler : Case study of a wave event in the stable atmospheric boundary layer overlying an Antarctic ice shelf using the orthogonal wavelet transform. *Dyn. Atmos. Oceans*, 34:245–261, 2001.

A. D. Richmond et R. G. Roble : Dynamic effects of aurora-generated gravity-waves on the mid-latitude ionosphere. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 41(7–8):841–852, 1979.

F. Samaran, C. Guinet, O. Adam, J.-F. Motsch et Y. Cansi : Source level estimation of two blue whale subspecies in southwestern Indian Ocean. *J. Acous. Soc. Am.*, 127:3800–3808, 2010.

K. Sato : Vertical wind disturbances in the afternoon of mid-summer revealed by the MU radar. *Geophys. Res. Lett.*, 19:1943–1946, 1992.

K. Sato : Small-scale wind disturbances observed by the MU radar during the passage of typhoon Kelly. *J. Atmos. Sci.*, 50:518–537, 1993.

K. Sato, H. Hashiguchi et S. Fukao : Gravity waves and turbulence associated with cumulus convection observed with the UHF/VHF clear-air Doppler radars. *J. Geophys. Res.*, 7111–7120:100, 1995.

J. P. Schödel, J. Klosterm et J. Rottger : Atmospheric gravity wave observations after solar eclipse of June 30, 1973. *Nature*, 245:87–88, 1973.

E Schissele, J Guilbert, S Gaffet et Y Cansi : Accurate time-frequency-wavenumber analysis to study coda waves. *Geophys. J. Intern.*, 158:577–591, 2004.

F. J. Schmidlin et R. O. Olsen : Modification of the strato-mesospheric temperature and wind structure resulting from the 26 February 1979 solar eclipse. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 46(3):273–280, 1984.

R. S. Scorer : Theory of waves in the lee of mountains. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 75:41–56, 1949.

R. D. Sears : Ionospheric hf Doppler dispersion during eclipse of 7 March 1970 and tid analysis. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 34:727, 1972.

E. J. Seykora, A. Bhatnagar, R. M. Jain et J. L. Streete : Evidence of atmospheric gravity-waves produced during the 11 June 1983 total solar eclipse. *Nature*, 313:124–125, 1985.

A. Shimizu et T. Tsuda : Characteristics of Kelvin waves and gravity waves observed with radiosondes over Indonesia. *J. Geophys. Res.*, 102:26,159–26,171, 1997.

R. Sleeman, A. van Wettum et J. Trampert : Three-channel correlation analysis : A new technique to measure instrumental noise of digitizers and seismic sensors. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 96:258–271, 2006.

R. B. Smith : Generation of lee waves by blue ridge. *J. Atmos. Sci.*, 33:507–519, 1976.

S. A. Smith, D. C. Fritts et T. E. Vanzandt : Comparison of mesospheric wind spectra with a gravity-wave model. *Rad. Sci.*, 20:1331–1338, 1985.

V. F. Sofieva, A. S. Gurvich et F. Dalaudier : Gravity wave spectra parameters in 2003 retrieved from stellar scintillation measurements by GOMOS. *Geophys. Res. Lett.*, 36:L05811, 2009.

V. F. Sofieva, A. S. Gurvich, F. Dalaudier et V. Kan : Reconstruction of internal gravity wave and turbulence parameters in the stratosphere using GOMOS scintillation measurements. *J. Geophys. Res.*, 112:D12113, 2007.

N. W. Spencer, R. F. Theis, L. E. Wharton et G. R. Carignan : Local vertical motions and kinetic temperature from AE-C as evidence for aurora-induced gravity-waves. *Geophys. Res. Lett.*, 3(6):313–316, 1976.

C. Staquet et J. Sommeria : Internal waves, turbulence and mixing in stratified flows : A report on Euromech Colloquium 339. *J. Fluid Mech.*, 314:349–371, 1996.

C. Staquet et J. Sommeria : Internal gravity waves : From instabilities to turbulence. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 34:559–593, 2002.

Z. P. Sun, R. P. Turco, R. L. Walterscheid, S. V. Venkateswaran et P. W. Jones : Thermospheric response to morningside diffuse aurora - High-resolution 3-dimensional simulations. *J. Geophys. Res.*, 100:23779–23793, 1995.

G. J. Symons : *The eruption of Krakatoa and subsequent phenomena*. Trübner, London, 1888.

C. Torrence et G. P. Compo : A practical guide to wavelet analysis. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 79:61–78, 1998.

K. E. Trenberth : Surface atmospheric tides in New Zealand. *New Zealand J. Sci.*, 20:339–356, 1977.

T. Tsuda, Y. Murayama, H. Wiryosumarto, S. W. B. Harijono et S. Kato : Radiosonde obserations of equatorial atmosphere dynamics over Indonesia, 2, characteristics of gravity waves. *J. Geophys. Res.*, 99:10,507–10,516, 1994.

T. Tsuda, Y. Murayama, M. Yamamoto, S. Kato et S. Fukao : Seasonal variation of momentum flux in the mesosphere observed with the MU radar. *Geophys. Res. Lett.*, 17:725–728, 1990.

S. L. Vadas et D. C. Fritts : Gravity wave radiation and mean responses to local body forces in the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 58:2249–2279, 2001.

J. Vanneste : The instability of internal gravity waves to localized disturbances. *Ann. Geophys.*, 13:196–210, 1995.

T. E. VanZandt : A universal spectrum of buoyancy waves in the atmosphere. *Geophys. Res. Lett.*, 9:575–578, 1982.

R. Venkatachari, A. K. Saha, C. V. Subrahmanyam et S. K. Chatterjee : Evidence of atmospheric gravity waves in the wake of the eclipse shadow. *Proc. Indian Nat. Sci. Aca.*, 48:370–374, 1982.

R. Venkatachari, V. K. Vohra et V. P. Sachdeva : Observations on infrasonic pressure variations during the total solar eclipse of 24 Oct. 1995. *Indian J. Radio Space Phys.*, 25:61–3, 1996.

R. A. Vincent et M. J. Alexander : Gravity waves in the tropical lower stratosphere : An observational study of seasonal and interannual variability. *J. Geophys. Res.*, 105:17,971–17,982, 2000.

R. A. Vincent et I. M. Reid : HF Doppler measurements of mesospheric gravity wave momentum fluxes. *J. Atmos. Sci.*, 40:1321–1333, 1983.

B. Voisin : Internal wave generation in uniformly stratified fluids. Part 2 : Moving point sources. *J. Fluid Mech.*, 261:333–374, 1994.

K. Wada, T. Nitta et K. Sato : Equatorial inertia-gravity waves in the lower stratosphere revealed by TOGACOARE IOP data. *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, 77: 721–736, 1999.

L. Wang et M. J. Alexander : Gravity wave activity during stratospheric sudden warmings in the 2007–2008 Northern Hemisphere winter. *J. Geophys. Res.*, 114:D18108, 2009.

F. J. W. Whipple : The great Siberian meteor and the waves, seismic and aerial, which it produced. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 56:287–304, 1930.

R. C. Whitten et C. A. Riegel : Internal gravity waves in an atmosphere with wind shear : Validity of WKB approximation at critical layers in the presence of buoyancy forces. *J. Atmos. Sci.*, 30:313–316, 1973.

R. Wilson, M. L. Chanin et A. Hauchecorne : Gravity waves in the middle atmosphere observed by Rayleigh lidar, 2, Climatology. *J. Geophys. Res.*, 96: 5169–5183, 1991.

D. L. Wu, P. Preusse, S. D. Eckermann, J. H. Jiang, M. de la Torre Juarez, L. Coy et D. Wang : Remote sounding of atmospheric gravity waves with satellite limb and nadir techniques. *Adv. Space Res.*, 37:2269–2277, 2006.

Ce document a été préparé à l'aide de l'éditeur de texte TeXnicCenter et du logiciel de composition typographique LaTeX $2_\varepsilon$.