



**HAL**  
open science

# Écouter les volcans pour mieux les comprendre : volcans de la zone de subduction du Vanuatu

Christelle Zielinski

## ► To cite this version:

Christelle Zielinski. Écouter les volcans pour mieux les comprendre : volcans de la zone de subduction du Vanuatu. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Paris Diderot (Paris 7), Sorbonne Paris Cité, 2012. Français. NNT : 2012PA077110 . tel-03979533

**HAL Id: tel-03979533**

**<https://hal.science/tel-03979533>**

Submitted on 8 Feb 2023

**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.



Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial 4.0 International License



*Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité; Ecole doctorale des Sciences de la Terre*

THÈSE de DOCTORAT  
de l'Université Paris Diderot

Spécialité : Géophysique

présentée par

**Christelle Zielinski**

pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université Paris Diderot

---

Sujet de la thèse :

**Écouter les volcans pour mieux les comprendre :  
volcans de la zone de subduction du Vanuatu**

---

Soutenance effectuée le 10 Mai 2012 à 14h00,  
devant le jury composé de :

Claude Jaupart ..... Examineur  
Alexis Le Pichon ..... Examineur  
Jean-François Lénat ..... Rapporteur  
Philippe Lesage ..... Rapporteur  
Sylvie Vergnolle ..... Directrice de thèse

Équipe de Dynamique des Fluides Géologiques  
Institut de Physique du Globe de Paris  
1, rue Jussieu - 75238 Paris cedex 05



---

## Remerciements

Et voici venu le moment des remerciements, qui clôt cette aventure.

Je remercie vivement les membres du jury pour leur expertise attentive de ce manuscrit, c'est-à-dire mes rapporteurs Jean-François Lénat et Philippe Lesage ainsi que mes examinateurs Alexis Le Pichon et Claude Jaupart, pour leur lecture minutieuse et leurs remarques pertinentes et motivantes. Merci à Sylvie Vergniolle pour m'avoir permis de vivre cette expérience de doctorat au sein de l'Institut de Physique du Globe de Paris, et ainsi de réaliser un rêve en quelque sorte.

Ce travail n'aurait pas vu le jour sans le soutien financier de l'ANR Arc-Vanuatu, le BQR IPGP, le fond pacifique et la convention "infrasons volcaniques" entre le CEA et l'IPGP. Merci également à l'IPGP et au CNRS pour m'avoir financé ces quelques années de thèse.

L'ensemble de cette étude est également le fruit du travail passionné de Michel Lardy sur le terrain au Vanuatu, à l'IRD de Nouméa en Nouvelle-Calédonie, et à Paris lors de ses visites ponctuelles. Je le remercie pour son support scientifique, et aussi pour son enthousiasme et ses encouragements. Merci à Philipson Bani pour cette riche interaction scientifique, son implication et sa contribution indispensable pour le traitement des données du mini-réseau d'Ambrym, ainsi que sur le terrain.

Merci à tous ceux qui ont participé de près et de loin à la mise en place et à la récupération des données des stations du Vanuatu : l'ensemble de l'équipe du DGMWR (Department of Geology, Mines and Water Resources of Vanuatu) supervisée par Esline Garaebiti ; du côté de l'IRD de Nouméa : Francis Gallois et Bernard Pelletier ; et au CEA : Damien Ponceau, Pascal Herry, Yves Cansi et à nouveau Alexis Le Pichon.

Merci à Athanase Worwor pour m'avoir accompagné et épauler lors de cette mission inoubliable de Juin 2009 au Vanuatu sur le Yasur. Au sujet de cette mission, merci également à George Boudon, Hélène Balcone, Anne-Marie Lejeune et encore une fois l'équipe du DGMWR pour leur aide et leur accueil, à Henry le guide incontournable au Yasur, Jordy le conducteur hors pair ; Jimmy, Josès and co à Ambrym ainsi que les habitants de Lailinda.

Merci également à l'équipe de Géoscope pour leur précieuse aide quand à la configuration et aux conseils d'installation des stations Quanterra, en particulier à Sébastien Bonaimé. Toutes mes pensées les plus positives à mes collègues de l'IPGP et notamment ceux de l'équipe de Dynamique des Fluides Géologiques, passionnés par des problématiques diverses et variées concernant le fonctionnement de notre planète. Certains naviguent ainsi sur les rivières, sur les coulées de lave, dans les panaches de cendres tandis que d'autres explorent indirectement ses entrailles jusqu'au noyau. Merci à Stéphanie N'diaye pour son

aide précieuse quant aux préparations des missions et à la gestion du parc instrumental à distance du Vanuatu, à Clément Narteau pour ses vifs encouragements, à Maria Zamora pour son soutien, et à l'ensemble des permanents et des thésards qui ont mis leurs empreintes sur ce chemin. Remerciements spéciaux aux nombreux doctorants du 1er étage de la tour 14 de Jussieu de l'époque, maintenant docteurs et pour la plupart partis pour d'autres horizons : mon cobureau préféré du 10B, Loïc (vive Matlab) ; les voisins du 10A : Emmanuella, Judith et Guillaume, ainsi qu'Arnold et Willy ; Maud (salade va bien) ; le duo de choc Benoît et Florence ; Laura, Benoît, Laurent, Sophie, Luce, Fanny, Deguo. Merci aux autres collègues du labo de Cuvier, Grégoire, Maylis, Morganne. Je remercie Mister Guillaume Landais de l'étage du dessus. Je pense également à tous mes camarades d'études de l'Université Paris 7 (STU) et du Master STEP. Merci spécifique à Laurent, Maud et Timothée qui m'ont fait une belle surprise en venant à ma soutenance.

Un grand merci à Hélène Rouby, pas seulement pour ces très beaux choix de cadeaux de thèse, mais aussi pour son soutien inconditionnel. Merci à Paul Pinzuti pour m'avoir accompagné, et épaulé. Un merci très singulier - à son image - à Cédric Herval pour ces quelques moments mémorables passés en marge de cette thèse, ainsi qu'à Jean-Yves Raffort. Merci à la team du Linné, et à toutes ces personnes qui ont fait partie de cette aventure : Emmelyne, Maudichon, Corinne, Hervé, Charles, Carine, Alexandrine, Benoît, Marc et Maurine, Yoann, Joël et Lydia, l'équipe de l'Observatoire Volcanologique du Piton de la Fournaise, Aline, Anthony, Guillaume, l'équipe de la Soufrière de Guadeloupe, François et Yanti Beauducel, merci à Thierry Kitou, merci également à Jean-Claude Tanguy pour ce tour passionnant de l'Etna, à l'équipe de Saint-Maur, Yves Gamblin, Gérard Bienfait. Merci à François, Hakim, Sam, Lucien et Charlotte pour ces doux souvenirs. Je remercie Gérard pour avoir été mon pivot, et m'avoir supporté ces dernières années.

Un merci tout particulier à Aurélien Dupont à qui je dois l'amorce de cette route au travers le monde fascinant des volcans. A notre image, ce monde n'est pas sans faille, il est ardent, bouillonnant, incoercible. Je te souhaite une belle poursuite sur ton chemin du bonheur.

Je remercie mes parents, pour tout, et mon frère que j'admire infiniment.

Encore merci à tous et bonne(s) route(s) !

---

## Résumé

Depuis une dizaine d'années, les mesures acoustiques s'imposent comme un outil permettant d'étudier les éruptions volcaniques. Dans le cas des éruptions basaltiques, la libération du gaz au niveau de la surface libre magmatique peut se faire de façon continue sous forme de dégazage passif, mais aussi discrète sous forme d'explosion liée à l'éclatement d'une bulle de gaz surpressurisée, formée par coalescence dans le réservoir ou dans le conduit. Ce dégazage actif génère des signaux infrasonores énergétiques, dont la forme d'onde est remarquablement simple et très peu perturbée lors de sa propagation dans l'atmosphère. Une première partie de ce travail de thèse a consisté à la mise au point de programmes entièrement automatisés dédiés au traitement des enregistrements acoustiques effectués à proximité des événements volcaniques actifs. Une méthode de détection automatique des signaux acoustiques a notamment été développée, et des modèles permettant de calculer le volume de gaz libéré à partir des signaux détectés implémentés. Le principe est de pouvoir suivre à partir des données acoustiques, l'évolution de la quantité de gaz libérée par les explosions afin de contraindre les processus magmatiques internes. Ces méthodes ont été utilisées pour étudier l'activité éruptive quasi-permanente de deux volcans du Vanuatu, Ambrym et Yasur. Le suivi acoustique du dégazage d'Ambrym, à partir des données d'un réseau de capteurs triangulaire situé à 3.5 km des cratères actifs entre 2008 et 2010, a ainsi permis d'étudier le système d'alimentation superficiel et d'apporter une hypothèse sur la géométrie du réservoir magmatique sous-jacent. Les enregistrements acoustiques issus d'une station située à 500 m des événements actifs du Yasur ont également été analysés pour suivre de façon précise les fluctuations de volume de gaz libéré par l'activité strombolienne entre 2009 et 2011.



### Abstract

*Acoustic measurements can be a powerful tool to study volcanic eruptions. In the case of basaltic eruptions, the gas is continuously released at the magma free surface (passive degassing). It can also be released during explosive event, due to the bursting of an overpressure bubble of gas, which has been formed by coalescence of smaller bubbles in the magma chamber or in the conduit. This active degassing generates very energetic infrasonic signals whose waveform is remarkably simple and undisturbed during its atmospheric propagation. The first part of this thesis concerned the development of a program which automatically detects acoustic signals produced by basaltic eruptions, and calculates the associated gas volume. The principle is to follow from acoustic data the evolution of the amount of gas released by the explosions, in order to constrain the dynamic of the magmatic reservoir. These methods were then used to study the almost permanent eruptive activity of two volcanoes in Vanuatu, Ambrym and Yasur. Acoustic monitoring of the active degassing of Ambrym, using data from a triangular network located at 3.5 km from the active craters between 2008 and 2010, has enabled to study the superficial plumbing system and to provide an assumption concerning the geometry of the magma chamber. Acoustics recordings from a station located at 500 m from the active vents of Yasur volcano were also analyzed to accurately follow the fluctuations of gas volume released by Strombolian activity between 2009 and 2011.*



# Table des matières

<b>Introduction générale</b>	<b>23</b>
<b>1 De la détection automatique des signaux acoustiques au calcul du volume de gaz</b>	<b>35</b>
1.1 Introduction . . . . .	36
1.2 Mise au point d'un programme de détection automatique des signaux acoustiques générés par les explosions volcaniques . . . . .	40
1.2.1 Principe de la décomposition en ondelette . . . . .	41
1.2.2 Algorithme de détection automatique basé sur la décomposition en ondelette . . . . .	55
1.2.3 Méthodes de détection supplémentaires . . . . .	65
1.2.4 Exemples de détection par l'algorithme basé sur la décomposition en ondelette . . . . .	67
1.3 Calcul du volume de gaz à partir des données acoustiques . . . . .	69
1.3.1 Estimation du volume de gaz à partir de la puissance acoustique . . . . .	70
1.3.2 La méthode de Johnson ( <i>Johnson, 2003</i> ) . . . . .	73
1.3.3 Le modèle de vibration de bulle . . . . .	78
1.3.4 Le modèle de résonateur de Helmholtz . . . . .	83
1.3.5 Localisation des limites du signal . . . . .	88
1.4 Discussion . . . . .	91
1.4.1 Choix de la méthode de détection des signaux acoustiques . . . . .	91
1.4.2 Choix du modèle pour l'estimation du volume de gaz . . . . .	92
1.5 Conclusion . . . . .	93
<b>2 Exploration du système magmatique du volcan d'Ambrym (Vanuatu) par un mini-réseau acoustique triangulaire</b>	<b>95</b>
2.1 Introduction . . . . .	96
2.2 Présentation du volcan d'Ambrym . . . . .	98
2.2.1 Caractéristiques générales . . . . .	98

2.2.2	Activité capturée par le capteur MODIS . . . . .	103
2.3	Le mini-réseau acoustique d'Ambrym : présentation et méthode d'analyse des données . . . . .	107
2.3.1	Configuration du mini-réseau acoustique . . . . .	107
2.3.2	Méthode d'analyse des données du mini-réseau . . . . .	109
2.3.3	Choix des paramètres et automatisation du calcul . . . . .	112
2.4	Application aux enregistrements du mini-réseau de la période du 24 Août au 29 Décembre 2008 . . . . .	122
2.4.1	Evolution temporelle des résultats de la détection PMCC . . . . .	122
2.4.2	Evolution temporelle du volume de gaz . . . . .	134
2.4.3	Phases d'activité strombolienne intense . . . . .	142
2.4.4	Détection des signaux impulsifs et volume de gaz associé . . . . .	144
2.4.5	Activité de la période d'étude vue par le capteur MODIS . . . . .	164
2.5	Discussion . . . . .	165
2.5.1	Le réseau acoustique et l'activité volcanique des cratères d'Ambrym	165
2.5.2	Benbow et Marum : deux cônes et une unique source magmatique .	166
2.5.3	Les phases d'activité stromboliennes : une fenêtre dans le réservoir magmatique . . . . .	168
2.5.4	Les signaux précurseurs aux phases stromboliennes . . . . .	170
2.5.5	Apparition d'une activité liée aux lacs de lave . . . . .	171
2.6	Conclusion . . . . .	172
<b>3</b>	<b>Variations de l'intensité du dégazage actif vues par le mini-réseau acous- tique d'Ambrym</b>	<b>173</b>
3.1	Introduction . . . . .	174
3.2	Résultats de la détection PMCC sur les données du mini-réseau de la période continue 2009-2010 . . . . .	175
3.2.1	Azimut et vitesse de propagation des détections continues . . . . .	176
3.2.2	Durée normalisée et nombre de détections continues par heure . . .	179
3.2.3	Amplitude maximale des détections continues . . . . .	182
3.2.4	Évolution des principales caractéristiques des détections continues par 12 h . . . . .	183
3.2.5	Volumes de gaz calculés à partir des détections continues . . . . .	185
3.2.6	Identification des signaux impulsifs . . . . .	190
3.3	Détection des signaux impulsifs et volume de gaz associé pour la période 2009-2010 . . . . .	195
3.3.1	Choix des paramètres . . . . .	195

3.3.2	Résultats de la détection des signaux impulsifs à 1 Hz générés par Benbow et Marum . . . . .	196
3.3.3	Volumes de gaz associés aux phases d'activité strombolienne et explosion isolée de Marum . . . . .	205
3.3.4	Bilan des volumes de gaz . . . . .	209
3.4	Étude des variations de volumes de gaz de la période 2009–2010 . . . . .	210
3.4.1	Détails de certaines périodes . . . . .	212
3.4.2	Caractéristiques des périodes à fort volume de gaz . . . . .	215
3.5	Comparaison des détections et volumes de gaz sur les mesures acoustiques rapprochées (cratère de Benbow) et éloignées (mini-réseau) . . . . .	217
3.5.1	Observations de l'activité dans le cratère de Benbow . . . . .	218
3.5.2	Acquisition des données dans le cratère de Benbow . . . . .	220
3.5.3	Caractéristiques des détections continues du mini-réseau acoustique . . . . .	221
3.5.4	Analyse comparative des données de la station du cratère et du mini-réseau . . . . .	225
3.5.5	Volumes de gaz calculés à partir des signaux impulsifs détectés . . . . .	243
3.5.6	Résumé et lien avec les variations de volumes de gaz étudiées sur la période de 2009–2010 . . . . .	251
3.6	Discussion . . . . .	254
3.6.1	Détectabilité de l'activité volcanique d'Ambrym par le mini-réseau acoustique . . . . .	254
3.6.2	Variations de volumes de gaz mesurées à partir du mini-réseau acoustique . . . . .	255
3.6.3	Phases d'activité stromboliennes intenses de Marum . . . . .	256
3.6.4	Modification de la forme d'onde des signaux infrasonores impulsifs . . . . .	257
3.7	Conclusion . . . . .	258
<b>4</b>	<b>À l'écoute de l'activité strombolienne permanente du volcan Yasur par une station microbarométrique</b> . . . . .	<b>259</b>
4.1	Introduction . . . . .	260
4.2	Caractéristiques générales du volcan Yasur . . . . .	262
4.3	Suivi de l'activité par les comptages sismiques . . . . .	264
4.4	Suivi du dégazage actif par les mesures acoustiques . . . . .	267
4.4.1	Présentation de la station microbarométrique . . . . .	267
4.4.2	Signature acoustique du dégazage actif . . . . .	269
4.4.3	Évolution du dégazage calculé à partir de la puissance acoustique sur le signal explosif et inter-explosif . . . . .	269
4.4.4	Paramètres de détection des signaux impulsifs . . . . .	272

4.4.5	Résultats de la détection automatique des signaux acoustiques . . .	273
4.4.6	Évolution du volume de gaz calculé à partir des signaux acoustiques impulsifs . . . . .	282
4.5	Etude de l'activité du Yasur sur la période de 2009–2011 . . . . .	284
4.5.1	Période du 18 Mars au 3 Novembre 2009 . . . . .	284
4.5.2	Période du 3 Novembre 2009 au 26 Mai 2010 . . . . .	288
4.5.3	Période du 22 Juin au 24 Novembre 2010 . . . . .	291
4.5.4	Période du 9 Janvier au 31 Mai 2011 . . . . .	296
4.5.5	Tendances globales de l'activité volcanique sur la période 2009–2011	301
4.6	Discussion . . . . .	306
4.7	Conclusion . . . . .	308
<b>Conclusion générale</b>		<b>309</b>
<b>Appendices</b>		<b>313</b>
<b>A Description des programmes et des principales fonctions utilisées</b>		<b>315</b>
A.1	Les principaux programmes de traitement automatique . . . . .	315
A.1.1	signal_proc.m : traitement général des données . . . . .	316
A.1.2	detection_explo.m : détection des signaux impulsifs et traitements des détections . . . . .	321
A.2	Les fonctions . . . . .	325
A.2.1	Opérations générales sur les dossiers et les données . . . . .	325
A.2.2	Opérations sur les figures . . . . .	328
A.2.3	Analyse de la forme d'onde du signal . . . . .	330
A.2.4	Calculs de cross-corrélation . . . . .	334
<b>Bibliographie</b>		<b>337</b>

# Table des figures

1	Zone du subduction du Vanuatu et archipel du Vanuatu . . . . .	26
2	Régimes d'écoulement biphasique gaz-liquide et éruptions basaltiques . . .	28
3	Modèle de coalescence forcée . . . . .	29
4	Exemple de signal acoustique généré par une explosion strombolienne . . .	30
5	Exemple de signaux générés lors de la montée du slug dans le conduit . . .	31
1.1	Exemples d'enregistrements acoustiques d'éruptions basaltiques . . . . .	38
1.2	Exemples de formes d'onde moyennes générés par des explosions strombo- liennes . . . . .	39
1.3	Représentations temps-fréquence-échelle . . . . .	41
1.4	Quelques fonctions ondelettes . . . . .	42
1.5	Ondelette dilatée et translatée . . . . .	43
1.6	Principe de la transformée en ondelette . . . . .	44
1.7	Représentation dans l'espace vectoriel . . . . .	46
1.8	Divisions de l'espace fréquentiel . . . . .	48
1.9	Décomposition en ondelette et reconstruction d'un signal . . . . .	50
1.10	Schéma de la décomposition en ondelette . . . . .	50
1.11	Exemples d'ondelettes et de fonctions d'échelles de Daubechies . . . . .	52
1.12	Décomposition d'un échantillon de données acoustiques volcaniques . . . .	54
1.13	Algorithme de détection automatique . . . . .	57
1.14	Test de l'algorithme sur un signal entouré par un fort bruit . . . . .	67
1.15	Exemple de détection automatique sur les données du Shishaldin . . . . .	69
1.16	Exemple de calcul de volume de gaz à partir de la puissance acoustique et par bandes de fréquences . . . . .	72
1.17	Modélisation de Lighthill : flux de masse et onde de pression acoustique associée . . . . .	75
1.18	Exemples de calculs de volumes de gaz à partir de la méthode adaptée par Johnson . . . . .	77
1.19	Modèle de vibration de bulle . . . . .	78
1.20	Exemple de modélisation de la vibration de la tête hémisphérique du slug .	81

1.21	Exemples de calculs de volumes de gaz à partir du modèle de vibration de bulle . . . . .	82
1.22	Modèle du résonateur de Helmholtz . . . . .	83
1.23	Exemples de calculs de volumes de gaz à partir du modèle du résonateur de Helmholtz . . . . .	86
1.24	Exemple de localisation automatique des bornes d'un signal acoustique, à partir de l'enveloppe du signal . . . . .	89
1.25	Exemple de localisation des bornes d'un signal à partir de la dérivée seconde	90
1.26	Résultats de la méthode de localisation dite mixte sur le calcul de volume de gaz des explosions stromboliennes d'Ambrym . . . . .	91
2.1	Carte géologique de la caldeira d'Ambrym . . . . .	99
2.2	Différentes manifestations volcaniques photographiées sur Benbow et Marum	104
2.3	Localisation des anomalies MODIS reportées par le programme MODVOLC sur la période du 14 Avril 2006 au 16 Novembre 2011, sur l'île d'Ambrym . . . . .	106
2.4	Anomalies MODIS reportées par MODVOLC pour la période d'Avril 2006 à Novembre 2011 sur Benbow et Marum . . . . .	106
2.5	Schéma du montage du mini-réseau acoustique d'Ambrym . . . . .	108
2.6	Positionnement des trois microbaromètres en fonction du barycentre du mini-réseau . . . . .	108
2.7	Position du mini-réseau acoustique dans la caldeira d'Ambrym et profils topographiques entre le mini-réseau et les cratères actifs . . . . .	109
2.8	Durée de recouvrement effective des données du mini-réseau . . . . .	114
2.9	Azimut en fonction de la vitesse de l'onde pour l'ensemble des détections continues du mini-réseau (2008-2010) . . . . .	116
2.10	Histogramme des azimuts compris entre 290 et 40°N des familles détectées sur l'ensemble des données . . . . .	116
2.11	Exemple de suppression de la simultanéité des détections continues . . . . .	117
2.12	Histogramme des vitesses de propagation des familles détectées en provenance des édifices d'Ambrym à partir de l'ensemble des données . . . . .	118
2.13	Exemple de mise en phase des trois voies acoustiques pour deux détections continues . . . . .	120
2.14	Vitesses de propagation des détections PMCC attribuées à Benbow et Marum	123
2.15	Azimut des détections continues provenant de Benbow et de Marum . . . . .	124
2.16	Amplitude maximale et fréquence moyenne PMCC des détections continues	125
2.17	Signaux caractéristiques repérés dans les stacks des détections continues de Benbow et de Marum . . . . .	128

2.18	Nombres relatifs par heure et durées normalisées des détections continues . . . . .	130
2.19	Caractéristiques des détections continues moyennées par 12h . . . . .	133
2.20	Volume de gaz par détection continue calculé à partir de la puissance acoustique . . . . .	135
2.21	Volume de gaz par 10 s calculé à partir de la puissance acoustique . . . . .	136
2.22	Volume de gaz par heure et par bande de fréquence calculé à partir de la puissance acoustique . . . . .	138
2.23	Signaux acoustiques de forte amplitude enregistrés sur le mini-réseau acoustique d'Ambrym . . . . .	143
2.24	Exemple de signaux à 0.5 Hz ayant une forme de type vibration de bulle, contenus dans les détections continues de Benbow . . . . .	146
2.25	Caractéristiques des signaux de type résonateur de Helmholtz à 0.5 Hz émis par l'activité du Benbow . . . . .	147
2.26	Détections continues trouvées le 19/10/2008 entre 04 :19 :18 et 12 :02 :07 et gap de données effectives . . . . .	147
2.27	Détection des signaux de type vibration de bulle parmi les signaux de type résonateur de Helmholtz . . . . .	148
2.28	Résultats des détections des signaux à 0.5 Hz de Benbow . . . . .	149
2.29	Quelques exemples d'ajustements de formes d'onde synthétique du modèle du résonateur de Helmholtz . . . . .	151
2.30	Volumes de gaz calculés sur les stacks par heure des signaux de type vibration de bulle à 0.5 Hz de Benbow . . . . .	153
2.31	Aperçu de la détection par ondelette des signaux à 4 Hz de Marum . . . . .	154
2.32	Résultats des détections des signaux impulsifs à 4 Hz détectés dans les stacks de Marum . . . . .	155
2.33	Illustration de la détection automatique par la décomposition en ondelette des signaux impulsif d'une fréquence de 1 Hz . . . . .	157
2.34	Résultats de la détection des signaux impulsifs à 1 Hz . . . . .	158
2.35	Formes d'onde moyennées des signaux impulsifs à 1 Hz . . . . .	159
2.36	Comparaison entre les volumes de gaz calculés par la méthode de Johnson et ceux calculés à partir de la puissance acoustique . . . . .	160
2.37	Volumes de gaz calculés sur les signaux acoustiques des explosions stromboliennes de forte intensité . . . . .	161
2.38	Valeurs NTI des anomalies MODIS détectées au niveau de Benbow et de Marum pour la période de 2008 . . . . .	164
2.39	Schéma du système d'alimentation d'Ambrym . . . . .	169

3.1	Valeurs NTI des anomalies MODIS détectées pendant la période d'Avr. 2009 à Fév. 2010 . . . . .	175
3.2	Azimuths correspondant aux cratères d'Ambrym . . . . .	177
3.3	Vitesses de propagations calculées pour chaque détection par l'algorithme PMCC . . . . .	178
3.4	Durée normalisée par détection continue et nombre de détections continues par heure . . . . .	180
3.5	Superposition des nombres de détections par jour et durées normalisées totales par jour . . . . .	181
3.6	Amplitude maximale par détection continue . . . . .	182
3.7	Caractéristiques des détections continues par 12 h . . . . .	184
3.8	Volume de gaz total par heure calculé à partir de la puissance acoustique sur les détections continues . . . . .	186
3.9	Volume de gaz par heure et par bande de fréquence . . . . .	187
3.10	Volume de gaz moyen par heure et par bande de fréquence . . . . .	188
3.11	Volume de gaz par 10 s et par bande de fréquence . . . . .	189
3.12	Exemples de signaux impulsifs visualisés dans les détections continues de Benbow . . . . .	191
3.13	Exemples de signaux impulsifs visualisés dans les détections continues de Marum . . . . .	192
3.14	Extraits des signaux acoustiques de forte amplitude enregistrés sur le mini-réseau acoustique d'Ambrym . . . . .	194
3.15	Résultats de la détection automatique des signaux impulsifs d'une fréquence d'environ 1 Hz dans les détections continues de Benbow . . . . .	197
3.16	Résultats de la détection automatique des signaux impulsifs d'une fréquence d'environ 1 Hz dans les détections continues de Marum . . . . .	198
3.17	Écart temporel entre le maximum de l'impulsion positive détectée et le minimum de l'impulsion négative qui le suit . . . . .	200
3.18	Nombre de stack par jour pour les deux populations de forme d'onde selon la position du pic négatif et spectres fréquentiels de chaque population . . . . .	201
3.19	Calculs du volume de gaz par la méthode de Johnson sur les deux populations de forme d'onde . . . . .	202
3.20	Volumes de gaz totaux par heure calculés à partir du volume par la puissance acoustique obtenus par stack horaire . . . . .	204
3.21	Résultats de la détection des signaux acoustiques et des calculs de volumes de gaz pour les deux phases stromboliennes enregistrées par le mini-réseau acoustique d'Ambrym . . . . .	206

---

3.22	Formes d'onde moyennées et spectres fréquentiels moyennés des signaux impulsifs générés par les explosions stromboliennes de Marum . . . . .	208
3.23	Exemple d'oscillations journalières du nombre de signaux impulsifs détectés par heure et du volume de gaz sur Marum . . . . .	213
3.24	Exemples d'augmentations plus ou moins cycliques de volume de gaz . . .	214
3.25	Détail d'une période à fort volume de Benbow . . . . .	215
3.26	Caractéristiques des périodes à fort dégazage actif pour Benbow et Marum	216
3.27	Photographies illustrant l'état de l'activité volcanique observé lors de la mission de Juillet 2009 . . . . .	219
3.28	Visualisation d'un échantillon de données acoustiques enregistrées en bordure de cratère . . . . .	221
3.29	Principaux résultats PMCC pendant la période de mesures temporaires (1)	222
3.30	Principaux résultats PMCC pendant la période de mesures temporaires (2)	223
3.31	Visualisation d'un échantillon de détections continues attribuées au cratère de Benbow . . . . .	224
3.32	Spectre fréquentiel obtenu à partir des données de la station du cratère et des détections continues du mini-réseau acoustique . . . . .	226
3.33	Volumes de gaz par 10 s et par bandes de fréquence . . . . .	228
3.34	Volumes de gaz par 30 min et par bandes de fréquence . . . . .	229
3.35	Exemple de détection utilisant la décomposition en ondelette sur les données de la station cratère de Benbow . . . . .	230
3.36	Résultats de la détection des signaux impulsifs des données de la station du cratère de Benbow . . . . .	231
3.37	Résultats de la détection des signaux impulsifs à partir des stacks des détections continues trouvées en provenance de Benbow sur les données du mini-réseau . . . . .	232
3.38	Histogramme de l'écart temporel entre l'amplitude maximale de la première impulsion positive détectée et le pic négatif qui suit . . . . .	234
3.39	Quelques exemples de formes d'ondes impulsives détectées sur les données de la station du cratère et en parallèle sur les détections continues du mini-réseau . . . . .	235
3.40	Exemple de mise en phase des données de la station du cratère avec celles des détections continues du mini-réseau . . . . .	236
3.41	Formes d'onde moyennées des signaux impulsifs détectés par fenêtre de 30 min . . . . .	237

3.42	Résultats de la recherche du pic d'amplitude maximale dans les détections continues du mini-réseau dans une fenêtre de 2 s encadrant le signal impulsif détecté sur les données de la station du cratère . . . . .	240
3.43	Résultats de la recherche de la détection des données de la station du cratère commune à celle des données correspondant aux détections continues du mini-réseau en provenance de Benbow . . . . .	241
3.44	Formes d'onde stackées obtenus à partir de l'ensemble des détections trouvées conjointement sur les données de la station du cratère et sur celles du mini-réseau acoustique . . . . .	242
3.45	Volumes de gaz estimés à partir des stacks par 30 min des signaux impulsifs détectés dans les données de la station temporaire du cratère de Benbow .	245
3.46	Rapport du volume de gaz total par 30 min sur la somme des volumes obtenus sur chaque signal par 30 min . . . . .	247
3.47	Volume de gaz calculé à partir de la méthode de Johnson sur les formes d'onde moyenne obtenues à partir la totalité des signaux impulsifs, détectés dans les données de la station du cratère et dans celles correspondantes aux détections continues en provenance de Benbow du mini-réseau . . . . .	248
3.48	Volumes de gaz totaux par 30 min calculés à partir de la puissance acoustique sur les signaux impulsifs moyennés par 30 min . . . . .	250
3.49	Extrait de l'évolution des volumes de gaz totaux par heure de la période 2009–2010 . . . . .	253
4.1	Bathymétrie de la zone de subduction du Vanuatu et carte de Tanna . . .	262
4.2	Carte géologique de l'île de Tanna établie d'après <i>MacFarlane et al.</i> (1988).	263
4.3	Quelques photographies : cratère, activité du Yasur, bombe et stations . .	265
4.4	Comptages sismiques de niveau 3 de 1993 à 2009 . . . . .	266
4.5	Carte topographique du Yasur et positionnement de la station microbarométrique . . . . .	267
4.6	Exemples de données acoustiques et de signaux impulsifs générés par l'activité du Yasur . . . . .	268
4.7	Volume de gaz calculé à partir de la puissance acoustique (explosive et inter-explosive) et par bandes de fréquence . . . . .	270
4.8	Exemple de données acoustiques bruitées . . . . .	271
4.9	Nombre et amplitude des signaux impulsifs détectés . . . . .	273
4.10	Extraits de données acoustiques du 30 Mars 2010 . . . . .	274
4.11	Extraits de données acoustiques pour les périodes du 15–17 Mai 2010 et 19–21 Oct. 2010 . . . . .	275
4.12	Histogramme des pressions acoustiques maximales des signaux détectés . .	276

---

4.13	Évolution du nombre de signaux impulsifs détectés par heure pour les deux classes de signaux . . . . .	277
4.14	Visualisation des données acoustiques correspondant avec un nombre maximal de détection par heure des signaux inférieurs à 10 Pa . . . . .	279
4.15	Visualisation des données pour la période où le nombre d'explosions générant un pulse de pression acoustique supérieure à 10 Pa est maximum (13 Juil. 2009) . . . . .	279
4.16	Exemple de période où des augmentations du nombre d'explosions de faible pression acoustique se produisent . . . . .	280
4.17	Exemple de période où des augmentations du nombre d'explosions de faible pression acoustique se produisent (suite) . . . . .	281
4.18	Volume de gaz calculé sur chaque signal acoustique détecté pour les deux classes d'explosions . . . . .	282
4.19	Évolution des volumes de gaz totaux par heure associés au dégazage actif .	283
4.20	Volumes de gaz totaux par heure pour la période du 18 Mars au 3 Novembre 2009 . . . . .	285
4.21	Caractéristiques de quelques périodes à fort dégazage par les explosions de faible amplitude . . . . .	287
4.22	Volumes de gaz totaux par jour pour la période du 18 Mars au 3 Novembre 2009 . . . . .	288
4.23	Volumes de gaz totaux par heure pour la période du 3 Novembre 2009 au 26 Mai 2010 . . . . .	289
4.24	Volumes de gaz totaux par jour pour la période du 3 Novembre 2009 au 26 Mai 2010 . . . . .	291
4.25	Volumes de gaz totaux par heure pour la période du 22 Juin au 24 Novembre 2010 . . . . .	292
4.26	Superposition des volumes par jour et des pressions acoustiques maximales pour la période du 22 Juin au 24 Novembre 2010 . . . . .	294
4.27	Volumes de gaz totaux par jour pour la période du 22 Juin au 24 Novembre 2010 . . . . .	296
4.28	Volumes de gaz totaux par heure pour la période du 9 Janvier au 31 Mai 2011 . . . . .	297
4.29	Caractéristiques des périodes à fort dégazage repérées entre le 9 Avr. et le 29 Mai 2011 . . . . .	299
4.30	Volumes de gaz totaux par jour pour la période du 9 Janvier au 31 Mai 2011	300
4.31	Évolution des résultats de la détection par jour pour la période 2009-2010 (1) . . . . .	302

---

4.32	Évolution des résultats de la détection par jour pour la période 2009-2010 (2) . . . . .	303
4.33	Instabilité décrite par Manga (1996) dans le conduit magmatique . . . . .	307
A.1	Capture écran de la fenêtre de commande Matlab au lancement du programme <i>signal_proc.m</i> . . . . .	316
A.2	Réponse fréquentielle du filtre Butterworth d'ordre 3 . . . . .	320
A.3	Capture écran de la fenêtre de commande Matlab au lancement du programme <i>detection_explo.m</i> . . . . .	321
A.4	Exemple de figure créée par la fonction <code>make_fig</code> . . . . .	329
A.5	Illustration des résultats de localisation des extrema du signal retournés par les fonctions <code>find_extrema</code> et <code>find_firstpeak</code> . . . . .	332

# Liste des tableaux

1.1	Exemple de tableau récapitulatif des paramètres utilisés pour la détection par décomposition en ondelette . . . . .	63
1.2	Paramètres de détection automatique des signaux acoustiques générés par les explosions stromboliennes du Shishaldin . . . . .	68
1.3	Volumes de gaz calculés à partir des trois modèles proposés dans la littérature et pour quatre signaux impulsifs générés par une explosion strombolienne . . . . .	92
2.1	Observations de l'activité éruptive récente à Ambrym . . . . .	103
2.2	Observations détaillées des lacs de laves situés dans le cratère du Mbwelesu . . . . .	103
2.3	Paramètres choisis pour la détection par l'algorithme PMCC . . . . .	113
2.4	Extrait d'un bulletin . . . . .	114
2.5	Durées totales de l'enregistrement effectif, des détections continues et pourcentages de la durée des détections de Benbow et Marum par rapport à la durée totale de l'enregistrement . . . . .	131
2.6	Volumes de gaz totaux par bandes de fréquence, par périodes et par cratère . . . . .	141
2.7	Pourcentage des volumes de gaz par bande de fréquence, par période et par cratère . . . . .	141
2.8	Paramètres utilisés pour la détection par ondelette des signaux de Marum caractérisés par une fréquence de 4 Hz . . . . .	155
2.9	Paramètres utilisés pour la détection par ondelette des signaux caractérisés par une fréquence de 1 Hz . . . . .	156
2.10	Résultats des détections des signaux acoustiques liés au dégazage actif . . . . .	163
2.11	Flux de gaz associé au dégazage actif et pourcentage du volume actif par rapport au volume de gaz total . . . . .	164
3.1	Paramètres utilisés pour la détection par ondelette des signaux de Benbow et de Marum caractérisés par une fréquence de 1 Hz . . . . .	196
3.2	Bilan des volumes de gaz concernant les signaux impulsifs d'une fréquence avoisinant 1 Hz . . . . .	211

3.3	Paramètres utilisés pour la détection par ondelette des signaux impulsifs visualisés sur les données de la station du cratère de Benbow et sur les détections continues . . . . .	228
3.4	Résultats des détections des signaux impulsifs par matrices de données . .	238
4.1	Paramètres de détection automatique des signaux acoustiques générés par l'activité du Yasur . . . . .	272

# Introduction générale

Les volcans sont des systèmes dynamiques complexes au sein desquels de nombreux processus internes coexistent et interagissent pour aboutir à l'éruption volcanique superficielle. Les mesures géophysiques (déformation, sismicité), géochimiques, ainsi que les études géologiques des dépôts contribuent à améliorer notre compréhension des phénomènes pré-éruptifs et éruptifs. Ces mesures peuvent permettre de contraindre la dynamique d'une éruption, par l'estimation des paramètres physiques fondamentaux, comme la quantité des produits émis, et le suivi de leurs évolutions au cours de l'éruption. Depuis plusieurs années, les mesures acoustiques s'imposent comme une méthode permettant d'étudier les mécanismes de dégazage ainsi que d'estimer le volume de gaz libéré au cours d'une éruption.

La diversité des comportements éruptifs peut être attribuée à la variabilité de la chimie des magmas, gouvernant le contenu en volatile et la viscosité de ces derniers. Les volcans de zone de subduction sont généralement associés à des laves riches en silice, à l'origine d'une activité explosive. La particularité des volcans de la zone de subduction du Vanuatu située au Sud-Ouest de la plaque Pacifique, est d'être de composition basaltique à andésitique. Le magma à l'origine de ces volcans est en effet produit par la subduction de croûtes océaniques ce qui explique la nature basique de leurs laves. L'activité éruptive de ces volcans s'exprime sous de multiples formes (*BGVN*, 2011). Le volcan Yasur par exemple, est en activité strombolienne permanente depuis plusieurs siècles. Tout comme pour le Stromboli (Italie), cette activité est marquée par des transitions plus ou moins brutales entre des périodes caractérisées par une activité faible (peu d'explosions stromboliennes, faible intensité) et des périodes plus vigoureuses (explosions de forte intensité, panaches, émission de bombes métriques). Le complexe volcanique de l'île d'Ambrym fait partie des rares volcans présentant régulièrement des lacs de lave. Ces lacs sont visibles au niveau de deux édifices imposants situés dans la caldeira d'Ambrym, Benbow et Marum, distants de 3 km. D'autres manifestations éruptives sont observées sur ce volcan, telles que des panaches de cendres de plusieurs kilomètres de hauteur, des coulées de lave ainsi que des explosions stromboliennes à vulcaniennes.

L'étude de l'activité quasi-permanente de ces deux volcans, Yasur et Ambrym, est le sujet central de cette thèse. La cyclicité entre les périodes plus ou moins fortes de l'activité éruptive du Yasur fait de ce volcan un site privilégié pour étudier le comportement du réservoir magmatique sous-jacent. Les lacs de laves d'Ambrym constituent quant à eux des analogues naturels de réservoirs magmatiques. Deux stations acoustiques installées sur chacun de ces volcans ont permis d'obtenir des enregistrements de qualité des signaux infrasonores produits par l'activité volcanique, sur une durée de plusieurs années.

Les signaux acoustiques associés aux explosions stromboliennes ou bien au dégazage d'un lac de lave sont généralement caractérisés par un démarrage impulsif simple. Ces signaux, énergétiques dans la gamme de fréquence des infrasons (0–20 Hz), sont particulièrement bien repérables sur les données enregistrées par une station acoustique installée à quelques centaines de mètres, voir quelques kilomètres, de l'éruption. Ils sont le résultat d'une brusque perturbation du champ de pression atmosphérique, créée par l'arrivée en surface d'un volume de gaz surpressurisé à l'origine des manifestations explosives du volcan. La propagation de cette perturbation infrasonore dans l'atmosphère est particulièrement efficace, ce milieu étant généralement relativement homogène entre la source explosive et le capteur, et les phénomènes de réflexion étant minimisés du fait de la longueur d'onde élevée du signal acoustique. Ainsi, le signal généré par le dégazage actif et enregistré à proximité des événements peut être utilisé pour étudier la source du dégazage. Plusieurs modèles ont été proposés dans la littérature pour estimer le volume de gaz libéré par l'explosion à partir du signal acoustique émis.

De la même façon que les données sismiques sont utilisées pour suivre l'activité volcanique interne, nous utilisons les mesures acoustiques pour suivre l'activité de surface, liée au dégazage. Nous nous intéressons plus particulièrement au dégazage se produisant lors des éruptions basaltiques à conduit ouvert : explosions stromboliennes, fontaines de lave, lacs de lave. Le suivi en continu de ce dégazage actif par l'intermédiaire des mesures acoustiques constitue en effet une fenêtre sur la dynamique du réservoir magmatique. Nous présentons dans le premier chapitre les modèles et techniques permettant d'obtenir le volume de gaz à partir des données acoustiques. L'estimation précise des volumes de gaz à partir des données acoustiques enregistrées sur de longues périodes temporelles a nécessité entre autres la mise au point d'un programme de détection automatique des signaux acoustiques. Ces modèles et outils sont appliqués tout d'abord à l'étude de la dynamique éruptive du volcan d'Ambrym, réalisée à partir des données d'un réseau acoustique à trois capteurs positionné à 3500 m des événements actifs. La méthode de traitement de

ces données particulières et les résultats obtenus sur une période d'enregistrement quasi-continu de 4 mois en 2008 sont présentés en chapitre 2. Le chapitre 3 présente l'analyse des données acoustiques enregistrées par la même station sur une durée continue de 9 mois, en 2009–2010. Le chapitre 4 est réservé à l'étude du volcan Yasur à partir du traitement des données acoustiques enregistrées de 2009 à 2011 au niveau d'une station acoustique située à 500 m du cratère sommital.

Quelques notions sont avant tout abordées dans cette introduction générale, pour présenter le cadre général de l'étude et préciser les mécanismes associés aux éruptions basaltiques.

### Contexte géodynamique de l'étude

L'arc insulaire du Vanuatu (ex-Nouvelles Hébrides) s'étend sur 1500 km depuis l'arc Salomon au Nord jusqu'à la ride Matthew-Hunter au Sud, entre 10°S et 22°S de latitude et 166°E-170°E de longitude (fig. 1-A). Il est orienté NNE-SSO, est bordé à l'Ouest par le bassin Nord-Loyauté et à l'Est par le bassin Nord-Fidjien. Cet arc est lié à la subduction de la plaque australienne sous la plaque pacifique, à des vitesses de convergence variées : jusqu'à 17 cm an<sup>-1</sup> environs au Nord de l'arc, 3.5 cm an<sup>-1</sup> en moyenne au centre de l'arc au niveau de la ride d'Entrecasteaux et 8 à 12 cm an<sup>-1</sup> au Sud de l'arc (*Bergeot et al.*, 2009). Ces vitesses variables sont accommodées par des zones de déformations actives au niveau de l'arc et du bassin Nord Fidjien. La profondeur maximale de la fosse de subduction du Vanuatu est atteinte au Sud-Ouest de l'arc avec une valeur de 7570 m. Les données de sismicité révèlent une zone de Benioff orientée Est et qui plonge fortement avec un angle de 70° (*Dugas et al.*, 1977). Le front volcanique actif est situé entre 100 et 150 km de la fosse de subduction, cette faible distance étant caractéristique d'un jeune arc de subduction (*Dugas et al.*, 1977). Cet arc peut être divisé en trois parties longitudinales, d'âges de formation et de stratigraphies différentes (*Mitchell and Warden*, 1971) :

- la ceinture Ouest comprenant les îles Espiritu Santo et Mallicolo (fig. 1-B), et correspondant à une activité volcanique andésitique et basaltique débutée au début du Miocène (23 à 20 Ma) ;
- la chaîne centrale, contenant l'ensemble des volcans actifs ou récemment éteints, aériens et sous-marins. Cette chaîne s'étend de l'île d'Anatom au Sud aux îles Torrès au Nord. L'activité volcanique, basaltique et andésitique, s'y exprime depuis le Pliocène (5.3 à 3.6 Ma).
- la ceinture Est composée des îles Maewo et Pentecôte, dont l'activité volcanique andésitique et basaltique a pris place avant le milieu du Miocène (15 Ma), suivi par une activité basaltique durant la fin du Miocène au début du Pliocène (10 à 4

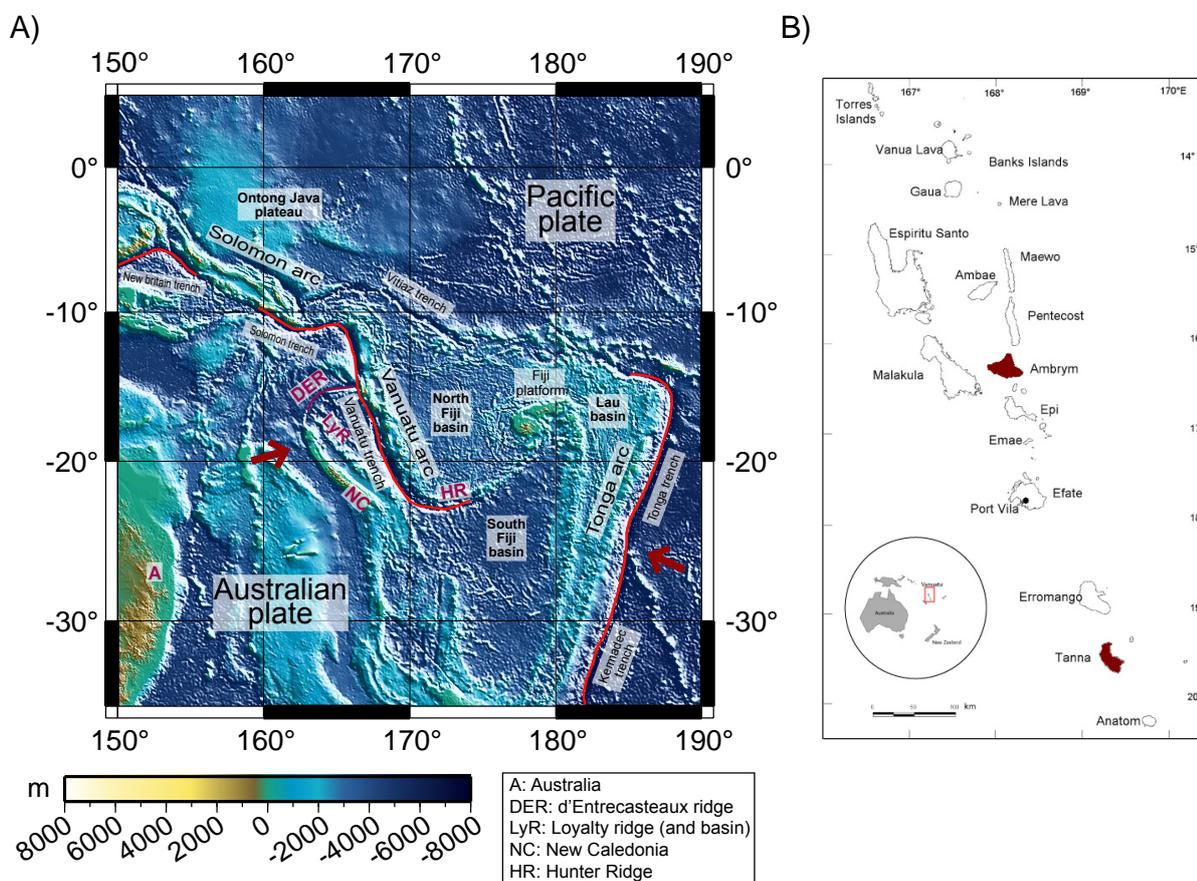


FIGURE 1 – (A) Carte topographique de la région du Sud-Ouest Pacifique (-35 à 5°N de latitude, 150 à 190°E de longitude), centrée sur l’arc du Vanuatu, réalisée à l’aide de *Generic Mapping Tools* avec la projection cylindrique de Mercator à partir des données ETOPO2v2 (fournies par la NOAA, *National Oceanic and Atmospheric Administration*, et d’une précision de 2 minutes d’arc). Les fosses de subductions sont mises en valeur par des lignes rouges, soit du Nord-Ouest au Sud-Est : la fosse de Nouvelle-Bretagne, la fosse des Salomons suivie par celle du Vanuatu, puis à l’Est du bassin de Fidji et de Lau, la fosse des Tonga-Kermadec. Les fosses Salomons-Vanuatu, et les archipels associés, résultent de la subduction de la plaque australienne sous la plaque pacifique, tandis que celles des Tonga-Kermadec sont liées à la subduction de la plaque pacifique sous la plaque australienne. Cette configuration à deux subductions de sens opposé donne lieu à une vaste zone de déformation active et complexe entre les deux fosses, au niveau du bassin Nord-Fidjien et du bassin de Lau, et délimitée au Nord par la fosse du Vitiaz. (B) Archipel du Vanuatu (P. Bani), avec les îles volcaniques d’Ambrym au centre et de Tanna au Sud dont les volcans actifs, respectivement le complexe volcanique d’Ambrym et le volcan Yasur, sont étudiés dans cette thèse.

Ma).

Yasur et Ambrym font partie des volcans les plus actifs de la chaîne centrale. Parmi d'autres volcans régulièrement en éruption, l'île-volcan Lopevi a la particularité d'émettre parfois des panaches basaltiques atteignant une dizaine de km de hauteur, comme observé en Juin 2003. L'imposant volcan Aoba possède trois lacs de cratère, dont le lac acide Voui d'une surface de 2 km<sup>2</sup>, d'où ont été générées des explosions phréatiques en 1995 et 2005. Après une période sans activité éruptive d'une durée de 27 ans, le volcan Gaua est entré en éruption en 2009-2010 et en 2011, avec de nombreuses émissions de panaches de cendre et parfois des écoulements pyroclastiques. La présence d'une caldeira sur les volcans actifs aériens de la région, hormis Lopevi, témoigne par ailleurs d'une activité cataclysmique ayant eu lieu sur ces différents volcans dans le passé.

### Dynamique des éruptions basaltiques

Les différents régimes éruptifs observés en surface peuvent s'expliquer dans le cadre d'un écoulement biphasique dans le conduit volcanique (fig. 2), la transition entre ces régimes étant fonction de la proportion de gaz par rapport à celle du liquide (*Vergnolle and Jau-part*, 1986). Le gaz dissout dans le liquide magmatique, s'exsolvé du fait de la diminution de la pression lors de la montée du magma vers la surface, formant des bulles de gaz dans le liquide magmatique.

Les coulées de laves sont associées à une faible proportion en gaz, le liquide magmatique contenant des petites bulles de gaz s'écoulent dans le conduit. Une proportion plus importante de gaz conduit à l'écoulement de type slug : une poche de gaz d'une largeur approchant celle du conduit monte au travers du liquide. La libération du gaz magmatique lors de l'arrivée de cette poche en surface s'exprime sous forme d'une explosion stromboliennne. Les fontaines de lave sont associées à un écoulement annulaire : la proportion de gaz est telle qu'il se forme un jet central de gaz, entraînant le liquide qui l'entoure.

Les larges poches de gaz dans le conduit, à l'origine des explosions stromboliennes, sont formées par coalescence des petites bulles de gaz exsolvées dans le réservoir magmatique. Deux modèles de coalescence sont proposés : l'un impliquant une coalescence libre et l'autre une coalescence forcée. Pour le premier, le slug se forme et augmente de volume au cours de son ascension, par coalescence avec les plus petites bulles du conduit. La vitesse de montée du magma dans le conduit est alors supposée être plus faible que celle des bulles de gaz (*Wilson and Head*, 1981; *Parfitt and Wilson*, 1995). Ce modèle est connu sous le nom *Rise Speed Dependent (RSD) model*. La différence de vitesse de montée entre la phase liquide et la phase gazeuse détermine le régime de l'écoulement. La formation de large poche de gaz par coalescence au cours de l'ascension est possible lorsque le gaz exsolvé est animé d'une vitesse de montée plus élevée que celle du liquide magmatique. Dans le

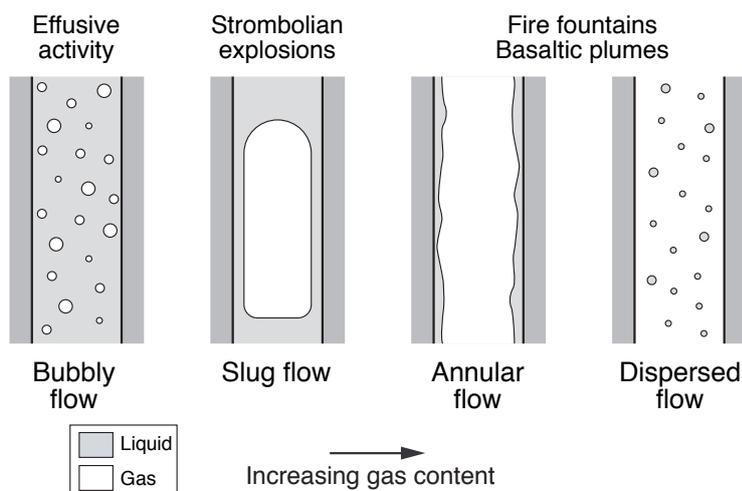


FIGURE 2 – Différents régimes d’écoulement biphasique dans le conduit, à l’origine des diverses manifestations éruptives basaltiques en surface.

second modèle, les petites bulles de gaz du réservoir s’accumulent au niveau d’une barrière physique, comme le toit du réservoir (*Jaupart and Vergnolle, 1989*). Lorsque la mousse ainsi formée atteint une épaisseur critique, les bulles coalescent (fig. 3). Cette coalescence se produit plus précisément lorsque la déformation des bulles, compactées dans la couche de mousse, devient insuffisante pour équilibrer les forces de flottabilité. Selon la viscosité du magma, la quantité de mousse qui coalesce est partielle ou totale. Pour les magmas très fluides, la totalité de la mousse coalesce. La poche de gaz ainsi formée conduit à un écoulement annulaire dans le conduit, dont la manifestation en surface s’exprime par des fontaines de lave qui peuvent durer plusieurs dizaines d’heures (*Vergnolle and Jaupart, 1990*). La coalescence est partielle pour un magma plus visqueux, à l’origine des explosions stromboliennes intermittentes. Ce comportement et la transition entre les deux régimes d’écoulement dans le conduit, slug et annulaire, a été observée au laboratoire, par un modèle analogue de *Jaupart and Vergnolle (1989)*.

Quelque soit le modèle de coalescence, la libération du gaz lors de l’éclatement du slug au toit de la colonne magmatique du conduit est à l’origine de l’explosion strombolienne. Cette dernière est caractérisée en surface par la projection de fragments de lave à quelques centaines de mètre de hauteur. L’intermittence entre deux explosions peut être de quelques minutes à plusieurs heures. Le volcan Stromboli (Italie) a donné son nom à ce type d’activité. Ce volcan, surnommé phare de la Méditerranée, est en activité strombolienne quasi-permanente depuis au moins 1300 ans (*Rosi et al., 2000*). Les explosions stromboliennes se produisent tous les 10 min à 1 h, éjectant gaz et fragments de lave à des hauteurs comprises entre 100-200 m et à des vitesses estimées entre 20 et 100  $\text{m s}^{-1}$  (*Chouet et al., 1974; Weill et al., 1992*). La majorité des éjectas a une taille comprise entre 0.6 et 4.5 cm (*Chouet et al., 1974*), l’ensemble étant constitué de scories noires, de lapillis, de cendres et

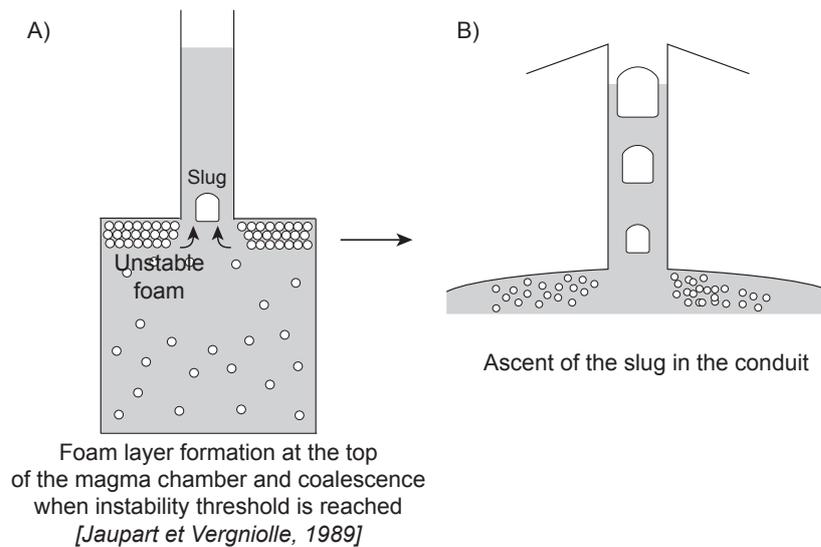


FIGURE 3 – Modèle de coalescence forcée à l’origine de la formation du slug dont l’arrivée en surface produit l’explosion strombolienne de faible à moyenne intensité. Les bulles de gaz s’accumulent au sommet du réservoir, formant une mousse qui s’épaissit jusqu’à ce que les petites bulles de la mousse coalescent. Cette coalescence se produit à partir d’une épaisseur critique (A). Lorsque le slug, initialement surpressurisé lors de sa formation par coalescence d’une grande quantité de petites bulles, remonte dans le conduit, son volume augmente à mesure que la pression diminue (B).

de bombes. La durée de ces explosions est courte, de 5 à 15 s. Le magma est généralement visible à l’intérieur des événements et son niveau demeure remarquablement constant entre deux explosions. Les signaux sismiques enregistrés peu avant l’explosion en surface et corrélés avec cette dernière sont localisés à quelques centaines de mètres de profondeur (*Chouet et al., 1999*), ce qui appuie l’hypothèse d’une coalescence forcée pour ce volcan. Ces explosions sont énergétiques du fait de la surpression des bulles de gaz avant qu’elles n’éclatent. En effet, l’équilibre avec la pression statique du fluide environnant n’a pas le temps de s’accomplir lors de son ascension dans le conduit, du fait des forces visqueuses et inertielles (*Sparks, 1978*).

### Caractéristiques des signaux acoustiques générés par les explosions stromboliennes

Les enregistrements acoustiques sont réalisés à partir d’une station équipée d’un microphone ou d’un microbaromètre. L’explosion associée à l’éclatement d’une bulle de gaz (slug) en surface, génère un signal acoustique énergétique basse-fréquence, tel que celui montré en figure 4. Ce signal a été produit par une explosion strombolienne du Stromboli, enregistré à 250 m de la source explosive.

Ce signal explosif a une signature particulièrement simple, correspondant à une impul-

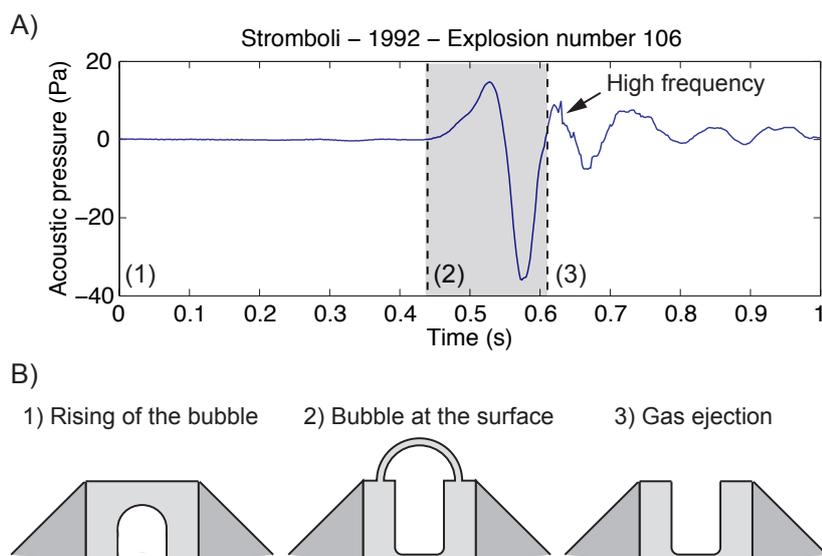


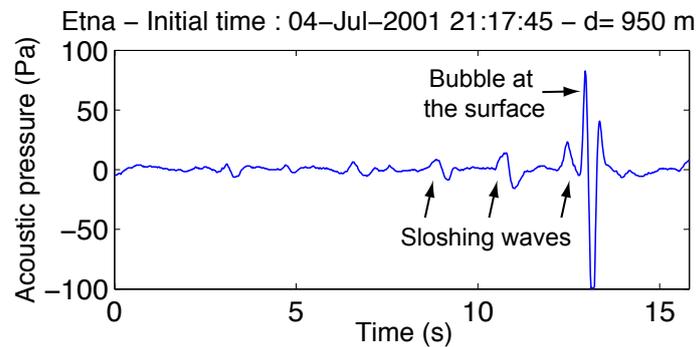
FIGURE 4 – (A) Signal acoustique lors d’une explosion strombolienne au Stromboli, enregistré à l’aide d’un microphone avec une réponse fréquentielle adaptée, à 250 m de l’évent actif, et (B) correspondance avec la dynamique de l’écoulement dans le conduit (*Vergnolle and Brandeis, 1996*). La partie impulsive (A2) est générée lors de l’arrivée du slug de gaz en surface (B2). L’apparition des hautes-fréquences (A3) est associée avec la libération du gaz qui succède l’éclatement de la tête hémisphérique du slug (B3).

sion positive (compression) puis négative (dilatation) suivie par une coda plus ou moins longue. La partie impulsive est associée à l’arrivée du slug de gaz au niveau de la surface libre magmatique, au contact avec l’atmosphère. Les signaux impulsifs sont parfois précédés par des ondes acoustiques successives, dont l’amplitude augmente progressivement jusqu’à l’apparition du signal impulsif lié à l’explosion (fig. 5). Ces ondes sont très vraisemblablement générées par les remous de la surface libre magmatique, en réponse aux oscillations longitudinales du slug lors de sa montée dans le conduit.

### Apport des mesures acoustiques à l’étude des processus éruptifs

Frank A. Perret peut être considéré comme un pionnier dans l’étude acoustique des éruptions volcaniques. Il utilisa des microphones et des sismomètres qu’il confectionna lui-même pour surveiller l’activité croissante du Vésuve (Italie), dès 1905, puis d’un certain nombre d’autres volcans en éruption, tels que l’Etna et le Stromboli en Italie ou le Sakurajima au Japon (*Perret, 1950*). *Wilcox (1947)* proposa un classement très détaillé des types de sons audibles produits lors de l’activité du Paricutin (Mexique). 11 catégories de sons sont définies dans cette étude, désignées par une lettre. Le type E désigne par exemple le bruit ressemblant à un tir d’artillerie souvent accompagné d’ondes atmosphériques de compression ; le type H correspond au bruit intermittent d’un jet de gaz, se répétant tous

## A) Example of acoustic signal at Etna



## B) Longitudinal oscillations of the rising slug

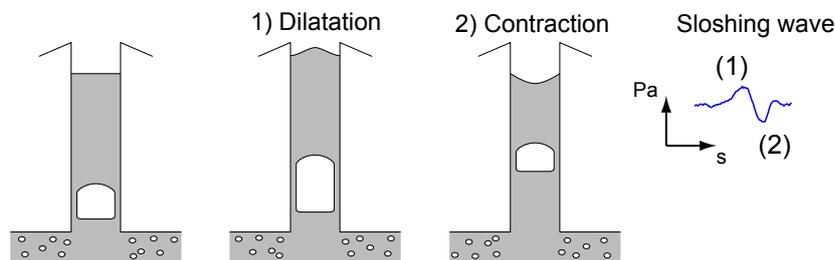


FIGURE 5 – (A) Exemple de signal acoustique généré lors d’une explosion strombolienne de l’Etna, et enregistré par un microphone adapté à 950 m de l’événement (Vergniolle and Ripepe, 2008). Des oscillations acoustiques sont visibles avant le signal impulsif de forte amplitude produit lors de l’explosion (vers 13 s). (B) Ces ondes infrasonores de faible amplitude sont générées par les mouvements de la surface de la colonne magmatique, provoqués par les oscillations longitudinales du slug de gaz qui monte vers la surface.

les 3 à 6 s. Les types de sons prédominants et secondaires ont été reportés tous les jours pendant un mois et demi d’observation, ainsi qu’entre autre la dimension de la colonne éruptive, et les quantités - peu, moyennes, importantes ou très importantes - de cendre et de lapilli, de bombes et de lave émise. Richards (1963) a par la suite étudié de façon plus détaillée des enregistrements de son, effectués à 10 reprises pendant la période 1950 à 1960 à proximité de différents volcans en activité, par exemple O Shima (Japon) en 1950 et 1954, Izalco (El Salvador) en 1956 ou encore Capelinho (Açores) en 1958. Il caractérise le son produit par les différents types d’activité à partir de l’analyse des spectres et spectrogrammes des enregistrements. L’activité strombolienne par exemple est caractérisée par un bruit large bande possédant une fréquence fondamentale et des harmoniques de faible intensité, tandis qu’une fréquence fondamentale plus marquée et des harmoniques bien développés définissent le son de l’activité vulcanienne.

À ces premières études plutôt qualitatives se sont succédées les études quantitatives. Woulff and McGetchin (1976) ont proposé d’utiliser les mesures acoustiques sur les volcans en activité pour étudier la dynamique éruptive en complément des autres méthodes

telles que les mesures sismiques. Ces auteurs établissent des lois de proportionnalité, reliant le son produit par le dégazage et exprimé sous forme de puissance acoustique, à la vitesse du gaz éjecté. Les lois sont déterminées à partir d'approximation des équations d'écoulement de Navier-Stokes selon la nature de la source sonore (monopôle, dipôle, quadripôle), puis d'une analyse aux dimensions. Ils ont ainsi déterminé la vitesse des fumerolles de l'Acatenango (Guatemala) à partir de leurs enregistrements à l'aide d'un microphone; et conclu que la source sonore générée par les fumerolles était majoritairement de nature dipolaire.

Les signaux acoustiques générés par de puissantes explosions et enregistrés dans l'infrason sur les microbarographes ont par ailleurs été utilisés pour estimer l'énergie libérée par ces éruptions. À partir de l'équation de Bernoulli, *Gorshkov* (1960) a exprimé le champ de pression lointain en fonction de la vitesse initiale de la source et donc de l'énergie thermique et cinétique libérée par l'éruption. Les énergies associées entre autres aux éruptions de 1883 du Krakatoa en Indonésie, du Bezymianny (1956) et du Shiveluch (1965) au Kamchatka, et de la Montagne Pelée de 1902, ont ainsi été évaluées (*Gorshkov*, 1960; *Gorshkov and Dubik*, 1970). *Goerke et al.* (1965) ont étudié la propagation des ondes infrasonores produites par l'éruption du mont Agung (Indonésie) du 16 Mai 1963 et enregistrées sur des réseaux de microbaromètres situés à des distances de plus de 14500 km de la source explosive, aux États-Unis. Ces ondes se propagent le long de chemins acoustiques déterminés par les profils de température et de vent de l'atmosphère. *Mauk* (1959) met en avant l'intérêt de l'utilisation des infrasons produits par les fortes explosions et pouvant être enregistrés sur des stations microbarométriques lointaines, pour estimer l'explosivité des éruptions. Une des méthodes couramment utilisée est en effet basée sur l'estimation du volume et de la dispersion des éjectas, à partir de mesures effectuées sur le terrain (surface, épaisseur des dépôts), qui n'est parfois pas évidente du fait de l'accessibilité au volcan considéré. Une autre méthode utilise le calcul de la hauteur de la colonne éruptive (*Settle*, 1978), mais l'observation de l'activité dépend des conditions météorologiques qui ne sont pas toujours favorables. L'utilisation des enregistrements par les microbaromètres pour estimer l'énergie libérée permet de s'affranchir de ces contraintes et de plus de suivre l'évolution d'une éruption, plusieurs explosions pouvant être générées au cours d'une même phase éruptive, comme observé pour l'éruption du El Chichon du 3-4 Avril 1982. 5 explosions en provenance de ce volcan ont ainsi été identifiées sur les traces acoustiques du réseau de microbaromètres situé à une distance d'environ 1800 km au Texas, et leurs énergies calculées (*Mauk*, 1959). Plus récemment, les ondes infrasonores liées à l'éruption du Pinatubo (Philippines) de Juin 1991 et enregistrées à 2770 km au Japon, ont été utilisées pour étudier la séquence explosive de l'éruption (*Tahira et al.*, 1996).

Les signaux infrasonores reçus sur les stations lointaines subissent néanmoins atténuation

et réfractions lors de leur propagation atmosphérique, ne permettant pas d'étudier en détail les mécanismes éruptifs. La forme d'onde des signaux mesurés à proximité des événements actifs peut au contraire apporter des informations sur la physique d'une éruption, même de faible intensité. Les explosions stromboliennes et vulcaniennes génèrent ainsi des signaux dans le domaine des infrasons, généralement caractérisés par une forme simple, un démarrage impulsif correspondant à une compression suivie d'une dilatation puis d'une coda plus ou moins longue. Ces signaux ont été par exemple enregistrés sur le Stromboli (Italie) (*Vergniolle and Brandeis, 1996; Ripepe and Marchetti, 2002*), l'Etna (Italie) (*Vergniolle and Ripepe, 2008*), à proximité du lac de lave de l'Erebus (Antartique) (*Jones et al., 2008*), à l'Arenal (Costa-Rica) (*Hagerty et al., 2000*) ou encore au Sakurajima (Japon) (*Garcés et al., 1999*). Par rapport aux signaux sismiques, dont la forme est fortement complexifiée lors de leur propagation dans le milieu hétérogène de l'édifice volcanique (*Garcés et al., 1999*), les signaux infrasonores offrent une vue peu altérée des processus explosifs de surface, et permettent ainsi une étude de ces processus. L'amplitude, la fréquence et la forme d'onde des signaux acoustiques générés par les explosions dépendent des caractéristiques de la source acoustique créée par la libération du gaz en surface. Deux sortes de signaux infrasonores sont par exemple générés par l'activité strombolienne du Stromboli (Italie), l'une au niveau du cratère Nord-Est, l'autre au cratère Sud-Ouest (*Ripepe and Marchetti, 2002; McGreger and Lees, 2004*). Le premier type de signal est caractérisé par un pulse positif puis négatif simple, de forte amplitude et sans coda. Cette forme a été associée à l'éclatement d'un unique slug en surface. Le second type correspond à un pulse de plus faible amplitude, suivi par une coda longue et complexe. Il a été attribué à un dégazage plus complexe, avec une émission de gaz soutenu, en plusieurs pulses, s'effectuant à partir d'un agrégat de poches de gaz remontant dans le conduit (*Ripepe and Marchetti, 2002*). De même, les signaux infrasonores générés au niveau du lac de lave de l'Erebus, de forme simple et reproductible, ont été associés à l'éclatement des bulles de gaz arrivées sous une forme intacte à la surface du lac (*Johnson et al., 2003*). Les signaux possédant une coda plus complexe, enregistrés à l'Arenal, au Karymsky (Kamtchatka) ou au Sangay (Équateur), lors des éruptions stromboliennes à vulcaniennes, ont été attribués quant à eux à un dégazage au travers d'un conduit en partie obstrué du fait du refroidissement superficiel de la colonne magmatique.

L'utilisation de mesures infrasonores rapprochées de la source explosive, couplées aux mesures sismiques a fait l'objet de nombreuses études. Les délais temporels entre les arrivées d'ondes des signaux sismiques et acoustiques, générés lors d'un événement explosif, peut permettre de distinguer la sismicité produite en sub-surface de celle associée à la libération de gaz en surface, et ainsi de déterminer par exemple la profondeur de coalescence des bulles, à l'origine de la formation du slug (*Ripepe et al., 2002; Harris and Ripepe,*

2007). Dans l'étude de *Ripepe et al.* (2002), l'apport de mesures thermiques, à partir de radiomètres, a également permis de déterminer et de suivre l'évolution de la hauteur de la colonne magmatique, à partir des délais temporels entre le signal acoustique et le signal thermique générés par les explosions stromboliennes de Stromboli. Le rapport entre l'énergie sismique et l'énergie acoustique associé aux explosions peut également être utilisé pour étudier les changements de la profondeur de la source explosive - cette dernière se couplant mieux avec le sol en profondeur - ainsi que la reproductibilité de la source (*Johnson and Aster, 2005*).

Le démarrage impulsif simple des signaux infrasonores des explosions volcaniques permet en outre de localiser efficacement les sources explosives à l'aide d'un réseau de capteurs acoustiques, comme par exemple au Stromboli (*Ripepe and Marchetti, 2002; Johnson, 2005*). Cette localisation n'est pas toujours évidente à partir des signaux sismiques, parfois difficilement détectables du fait d'un fort trémor éruptif.

Au cours de ces 20 dernières années, plusieurs modèles ont été proposés, testés et développés pour expliquer la source des signaux impulsifs infrasonores, et retrouver les caractéristiques de la source explosive en fonction du signal généré (volume, surpression, vitesse du gaz). Différents mécanismes physiques peuvent en effet être à l'origine d'une perturbation atmosphérique se propageant sous la forme d'un signal impulsif bref tel que celui généré lors des explosions stromboliennes à vulcaniennes. Dans le modèle de *Buckingham and Garcés* (1996) ou *Garcés and McNutt* (1997) par exemple, les signaux acoustiques sont attribués à la résonance du magma dans le conduit. L'explosion, qui se produit dans la partie superficielle de la colonne magmatique, correspond à une violente expansion du gaz au niveau du mélange magma-gaz métastable. Ce modèle a été appliqué aux enregistrements acoustiques de l'Arenal (Costa-Rica) (*Garcés et al., 1998*) et de l'éruption strombolienne du Pavlov (Alaska) de 1996 (*Garcés and Hansen, 1998*). D'autres modèles de source acoustique sont adaptés à l'utilisation des signaux générés par les éruptions impliquant un magma plus fluide pour estimer le volume de gaz libéré. Le signal acoustique est alors produit soit par l'expansion rapide du gaz libéré dans l'atmosphère (*Firstov and Kravchenko, 1996; Johnson et al., 2008*), soit par l'oscillation de la bulle de gaz à la surface de la colonne magmatique, avant qu'elle n'éclate (*Vergnolle and Brandeis, 1996*). Ces modèles seront présentés plus en détail dans le chapitre 1. Dans le cas des éruptions basaltiques du Yasur et d'Ambrym, les signaux acoustiques émis sont en effet associés à la rupture d'une bulle de gaz en surface dans le cas, comme observé au Stromboli (*Blackburn et al., 1976*) ou au niveau du lac de lave de l'Erebus (*Johnson et al., 2008*).

# Chapitre 1

De la détection automatique des  
signaux acoustiques au calcul du  
volume de gaz

## Résumé

Les mesures acoustiques sont de plus en plus utilisées pour étudier la dynamique des éruptions volcaniques. Cet outil est particulièrement adapté à l'étude des éruptions basaltiques, caractérisées par des phases d'activité strombolienne ou par le dégazage de lacs de laves. La libération du gaz au niveau de la surface libre magmatique se fait alors de façon continue, sous forme de dégazage passif, mais aussi discrète, sous forme d'explosion créée par la libération de gaz surpressurisé. Ces explosions sont liées à l'éclatement d'une bulle de gaz volumineuse formée dans le réservoir ou dans le conduit. Ce dégazage actif génère des signaux infrasonores énergétiques, dont la forme d'onde est remarquablement simple, et très peu perturbée lors de sa propagation dans l'atmosphère. Plusieurs modèles ont été proposés dans la littérature pour estimer le volume de gaz libéré à partir du signal acoustique émis par ce dégazage explosif. Les enregistrements acoustiques réalisés à proximité des événements actifs (à une distance de quelques centaines de mètres à quelques kilomètres), permettent de suivre le nombre et l'amplitude des explosions, les caractéristiques de la source acoustique liée à l'éclatement de la bulle de gaz, les dimensions et surpression de cette dernière, ainsi que le volume de gaz libéré. Afin de pouvoir étudier les évolutions temporelles de ces paramètres au cours d'une éruption, un ensemble de programmes numériques a été développé. Ces programmes permettent le traitement automatique des données acoustiques enregistrées au cours d'une éruption, c'est-à-dire principalement la détection des signaux explosifs et le calcul du volume de gaz selon différents modèles de source acoustique. Ils sont adaptés au traitement de longues séries temporelles, et ont été testés sur les enregistrements acoustiques de plusieurs volcans actifs.

## 1.1 Introduction

Le signal acoustique généré lors des éruptions volcaniques est souvent particulièrement énergétique dans le domaine des infrasons. Les différentes sources infrasonores, à l'origine de la perturbation atmosphérique, sont liées au dégazage actif. L'expansion rapide du gaz lors des explosions, les mouvements du liquide magmatique ou de fragments solides entraînés par le dégazage au niveau de la surface libre atmosphérique sont des sources possibles d'infrasons. En particulier pour les éruptions basaltiques, ces signaux sont liés à l'éclatement des bulles de gaz au contact avec l'atmosphère (*Vergniolle and Brandeis, 1994, 1996; Jones et al., 2008*). Ces bulles correspondent à des poches de gaz plus ou moins volumineuses et formées au niveau du réservoir ou du conduit. Elles remontent jusqu'à la surface des lacs de lave, ou bien jusqu'au sommet de la colonne de magma de hauteur variable dans le conduit (générant explosions stromboliennes ou fontaines de lave au niveau de l'événement actif (*Vergniolle and Jaupart, 1986*)). L'onde acoustique correspond alors à la propagation de la perturbation atmosphérique générée par l'accélération de la surface de la bulle. La forme d'onde correspondante est particulièrement simple, un démarrage impulsif correspondant à une compression, suivi d'un pulse négatif plus ou

moins symétrique. La coda est généralement courte, indiquant une libération rapide et sans contrainte du gaz, associée aux éruptions de magma peu visqueux à conduit ouvert. Des codas plus longues sont observées sur les signaux générés par l’Arenal (Costa-Rica) (*Hagerty et al.*, 2000), le Karymsky (Kamtchatka) (*Johnson et al.*, 2003) ou encore le Fuego (Guatemala) (*Johnson et al.*, 2004), attribuées au processus de dégazage plus complexe au travers d’une colonne magmatique plus visqueuse et partiellement solidifiée, ou encore à des profondeurs de fragmentation variables (*Johnson et al.*, 2003; *Johnson and Aster*, 2005). Un autre type de forme d’onde est parfois générées lors du dégazage actif : il s’agit de formes plus résonnantes, plusieurs oscillations impulsives positives puis négatives, d’une même fréquence, se suivent et s’atténuent avec le temps. Ces signaux ont par exemple été observés sur les données acoustiques du Shishaldin (Alaska) (*Vergniolle and Caplan-Auerbach*, 2004). Leur forme rappelle celle des résonateurs de Helmholtz, observée également sur les mesures acoustiques de bulles d’air qui éclatent à la surface de l’eau (*Spiel*, 1992).

Des exemples de données acoustiques et signaux impulsifs sont donnés en figure 1.1. Les signaux générés lors des éruptions de l’Etna de Juillet 2001 (fig. 1.1-a2), du Shishaldin d’Avril 1999 (fig. 1.1-b2) et du Yasur de Juin 2008 (fig. 1.1-c2) ont une forme impulsive et brève, tandis que ceux associés à l’activité du Benbow (Ambrym, Vanuatu) d’Octobre 2008 (fig. 1.1-d2) ont une forme résonnante de type résonateur de Helmholtz. En complément, les formes d’onde correspondant au stack des événements impulsifs ainsi que leur contenu fréquentiel sont montrés en figure 1.2. Deux groupes de stacks ont été réalisés selon la gamme de pression acoustique pour montrer que la source sonore génère les forts pics de pression acoustique visibles sur les données de la figure 1.1, mais également des signaux de plus faible amplitude mais de forme et de fréquence comparables. Les capteurs utilisés pour enregistrés ces données, microphones ou microbaromètres, ont une réponse fréquentielle adaptée à l’enregistrement des signaux explosifs basse-fréquence.

D’autres exemples de signaux infrasonores similaires, impulsifs et brefs, ont été enregistrés par exemple sur l’Erebus (Antartique) (*Johnson et al.*, 2003, 2004), le Stromboli (Italie) (*Vergniolle and Brandeis*, 1996; *Ripepe and Marchetti*, 2002) ou le Kliuchevskoi (Kamtchatka) (*Firstov and Kravchenko*, 1996). Différents modèles permettent d’estimer le volume de la bulle de gaz à partir du signal acoustique qu’elle produit en surface : (1) le volume calculé à partir de la puissance acoustique (*Woulff and McGetchin*, 1976; *Vergniolle et al.*, 2004); (2) la méthode de Johnson (*Johnson*, 2003); (3) le modèle de vibration de bulle (*Vergniolle and Brandeis*, 1996) et (4) le modèle du résonateur de Helmholtz (*Spiel*, 1992).

Afin d’obtenir une estimation du volume de gaz lié uniquement à ce dégazage actif, nous avons développé différents programmes pour : (1) détecter de façon automatique les si-

1) Some acoustic data examples (30 min duration) 2) Focus on infrasonic pulses

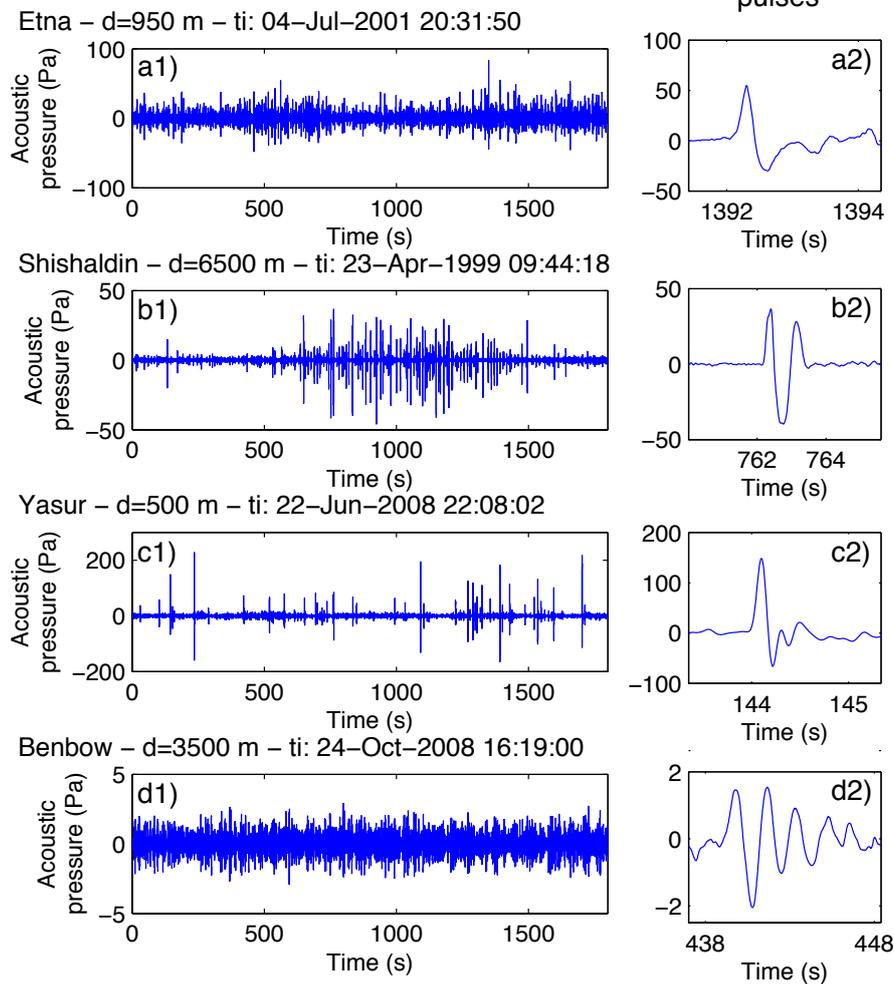


FIGURE 1.1 – Quelques exemples de données acoustiques d'éruptions volcaniques. Les données sont présentées en colonne 1 avec une durée de 30 minutes. Un agrandissement sur un pic de pression acoustique est montré pour chaque échantillon de données en colonne 2. (a1, a2) : données acoustiques enregistrées à l'Etna (Italie) le 4 Juillet 2001, pendant un épisode d'explosions stromboliennes au niveau du cratère Sud-Ouest et à 950 m de l'évent actif (*Vergniolle and Ripepe, 2008*). La forme d'onde générée par les explosions stromboliennes (a2) correspond à une impulsion infrasonore simple, d'une seule période, et d'une fréquence de 1.5 Hz. (b1, b2) : données du volcan Shishaldin (Alaska), pendant l'éruption de 1999 (*Vergniolle et al., 2004*). Les signaux associés à l'activité strombolienne sont bien visibles, leur pression acoustique dépassant 10 Pa à une distance de 6.5 km de la bouche éruptive. La fréquence est d'environ 1.5 Hz et l'oscillation dure une période et demie. L'amplitude du pic négatif est supérieure à celles des pics positifs. (c1, c2) : données acoustiques au volcan Yasur (Vanuatu), enregistrées à 500 m des événements. Le pic de pression d'une fréquence de 3 Hz est dissymétrique. (d1, d2) : données provenant du mini-réseau acoustique installé sur Ambrym (Vanuatu), à environ 3.5 km des bouches actives. Le signal (d2) contient plusieurs périodes d'oscillations de 0.5 Hz.

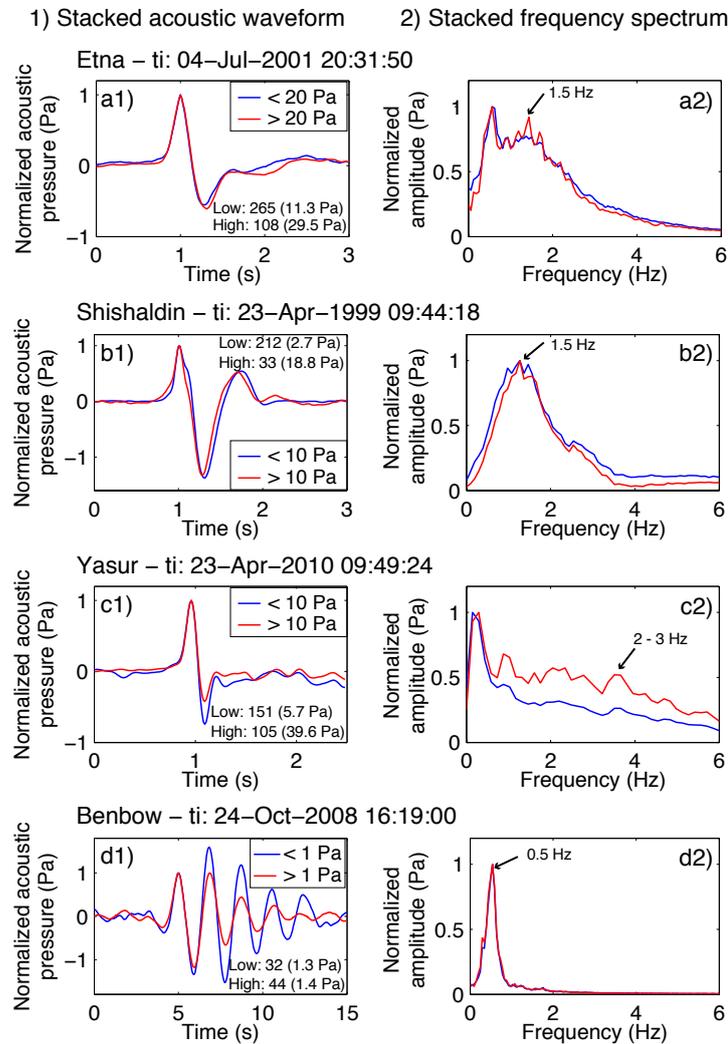


FIGURE 1.2 – (1) Stacks des signaux acoustiques impulsifs, détectés dans les échantillons de données présentés en figure 1.1 (la détection a été réalisée à partir de l’algorithme basé sur la décomposition en ondelette développé au cours de la thèse, présenté en détail dans ce chapitre). Les signaux de faible pression acoustique et ceux de plus forte pression ont été moyennés séparément et l’amplitude des stacks obtenus a été normalisée. Pour chaque forme d’onde sont indiqués le nombre des signaux stackés et la pression acoustique maximale (non normalisée) de la forme d’onde stackée. Les formes d’ondes des groupes de faible et forte amplitude sont sensiblement identiques. (2) Stacks des spectres de fréquence calculés sur chaque signal acoustique et pour les deux groupes de pression acoustique.

gnaux acoustiques impulsifs et (2) calculer le volume de gaz associé à chaque détection. Ces signaux présentent généralement une forme impulsive avec une fréquence particulière (figure 1.2), ce qui a conduit à développer un algorithme simple de détection, basé sur l'analyse de l'énergie des données préalablement décomposées dans une base d'ondelette. Après avoir exposé dans une première partie le principe de la détection automatique des signaux acoustiques, nous présenterons dans une seconde partie les différents modèles permettant de quantifier le volume de gaz à partir des mesures acoustiques.

## 1.2 Mise au point d'un programme de détection automatique des signaux acoustiques générés par les explosions volcaniques

Les signaux acoustiques générés par le dégazage actif correspondant à la libération en surface de gaz surpressurisé, sont généralement bien repérables sur les données acoustiques infrasonores enregistrées à proximité des événements actifs (fig. 1.1). La signature acoustique des explosions stromboliennes est particulièrement simple et identifiable sur les données. Il s'agit d'un signal infrasonore impulsif, dont la forme est celle d'un pic positif (compression) avec une fréquence caractéristique, suivi d'un pic négatif plus ou moins symétrique avec le pic positif, puis par une coda plus ou moins longue. Au cours d'une phase d'activité strombolienne, la fréquence des signaux produits au niveau d'un événement particulier varie peu. Pour détecter ces signaux transitoires bien marqués en fréquence, nous effectuons la décomposition en ondelette des données, ce qui permet d'augmenter au maximum le rapport signal sur bruit. Nous appliquons ensuite un algorithme simple de détection basé sur l'analyse de l'énergie, appelé communément STA/LTA (Short Term Average/Long Term average). L'amplitude des signaux explosifs est généralement bien supérieure à celle du bruit dans le cas des enregistrements effectués à proximité des événements actifs. La décomposition en ondelette est d'avantage utile dans le cas des données enregistrées à plusieurs kilomètres des événements, mais aussi pour faire ressortir les signaux de faible amplitude qui sont enregistrés en champ proche. Ces derniers peuvent être par exemple générés par l'éclatement des petites bulles, peu surpressurisées et formées dans le conduit (associées au phénomène de *puff* à Stromboli, *Ripepe and Gordeev (1999); Ripepe et al. (2002)*). Ils peuvent aussi correspondre aux signaux précurseurs à l'explosion strombolienne. En effet, le sommet de la colonne magmatique se met à osciller du fait de l'approche de la poche de gaz qui monte dans le conduit et qui est animée par des oscillations longitudinales (fig. 5 en p.31).

Nous rappellerons tout d'abord le principe de la décomposition en ondelette, puis nous

détaillerons l'algorithme de détection automatique.

### 1.2.1 Principe de la décomposition en ondelette

La transformée en ondelette est adaptée pour l'étude des signaux non stationnaires. Elle a été introduite par *Grosmann and Morlet* (1984) dans le domaine des sciences de la Terre, plus particulièrement pour le traitement des signaux sismiques. L'objectif de l'analyse par ondelette est de pouvoir déterminer le contenu fréquentiel d'un signal et d'en suivre les variations temporelles. La transformée de Fourier donne le contenu fréquentiel d'un signal mais sans l'information temporelle. L'analyse par transformée de Fourier fenêtrée mise au point par Denis Gabor en 1940 permet d'obtenir une représentation temps-fréquence (fig. 1.3), en multipliant le signal par une fonction localisée dans le temps puis en effectuant sa transformée de Fourier. Le principal inconvénient de cette analyse provient de la taille fixe de la fenêtre, qui oblige à un compromis entre la résolution fréquentielle et temporelle pour la représentation du signal. La particularité de l'analyse par ondelettes est d'adapter la taille des fenêtres analysantes aux caractéristiques du signal : les hautes fréquences sont localisées avec des fenêtres étroites et les basses fréquences avec des fenêtres plus larges.

Afin de se familiariser avec cet outil du traitement du signal, nous présenterons brièvement

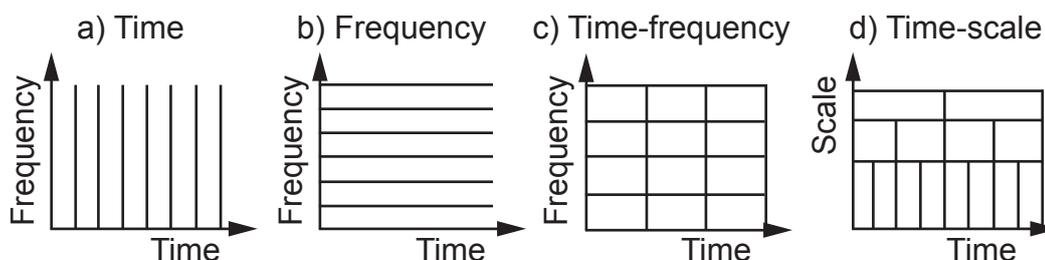


FIGURE 1.3 – (a) Représentation dans le domaine temporel; (b) représentation fréquentielle, dans l'espace de Fourier, ne contenant pas d'information sur le temps; (c) représentation temps-fréquence par transformée de Fourier fenêtrée et (d) représentation temps-échelle dans l'espace des ondelettes. L'échelle est proportionnelle à l'inverse de la fréquence.

le principe de la transformée en ondelette. L'espace temps-fréquence de la transformée de Fourier devient dans le monde des ondelettes l'espace temps-échelle. Nous introduirons ensuite l'analyse multirésolution. Utilisée notamment dans le traitement des images, elle a permis la mise au point de l'algorithme rapide de décomposition en ondelette, que nous détaillerons et utiliserons par la suite.

### 1.2.1.1 La transformée en ondelette

De la même façon que la transformée de Fourier décompose un signal en fonctions exponentielles complexes de différentes fréquences, la transformée en ondelette le décompose en fonctions ondelettes. La sinusoïde de la transformée de Fourier est remplacée par une famille de translations et de dilatations d'une fonction appelée ondelette mère. Cette fonction ressemble à une petite onde : elle est de dimension finie (à support compact), de moyenne nulle et oscillante (fig. 1.4).

La transformée en ondelette continue d'une fonction  $f$  dans l'espace  $L^2(\mathbb{R})$  (de carré

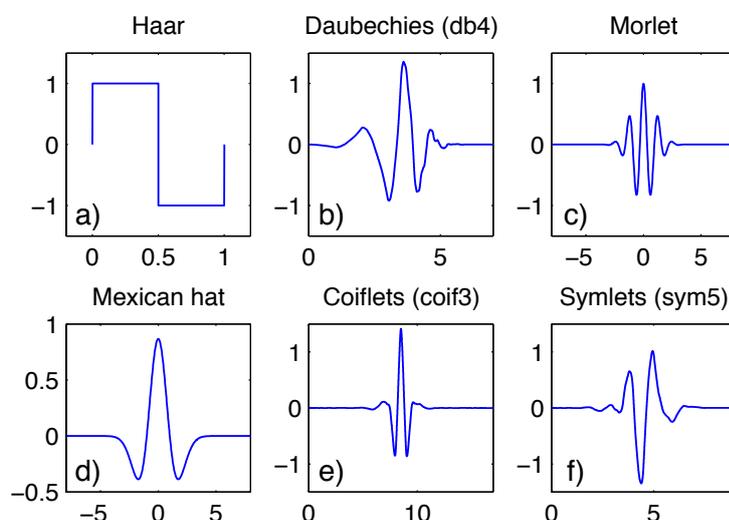


FIGURE 1.4 – Quelques fonctions ondelettes. (a) L'ondelette de Haar, la plus simple et la première connue, créée par Alfred Haar en 1909. (b) Un exemple d'ondelette de Daubechies, l'ondelette d'ordre 4. Les ondelettes de Daubechies sont orthogonales et ont la particularité de présenter un support minimum pour un nombre de moment nul donné. L'ondelette de Daubechie d'ordre 1 correspond à l'ondelette de Haar. (c) L'ondelette de Morlet s'exprimant par :  $\psi_{0,0} = \exp(-x^2/2) \cos(5x)$ . Cette ondelette n'est pas orthogonale et ne satisfait pas totalement la condition d'admissibilité puisque son support est infini. (d) Le chapeau mexicain, correspondant à la dérivée seconde d'une gaussienne. (e) L'ondelette de Coiflet d'ordre 3. Les coiflets ont été construites par Ingrid Daubechies selon la suggestion de Ronald Coifman d'avoir des fonctions d'échelles (fonction à partir de laquelle il est possible de construire une ondelette, voir section 1.2.1.2). (f) Symlet d'ordre 5. La famille des Symlets a également été créée par I. Daubechies, les ondelettes sont à support compact et les plus symétriques possibles.

intégrable) est définie par *Mallat* (1989) :

$$\Psi_f^\psi(s, \tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \psi_{\tau,s}^*(t) dt \tag{1.1}$$

avec  $\psi_{s,\tau}$  la fonction ondelette ( $\star$  indique le complexe conjugué) :

$$\psi_{s,\tau}(t) = \frac{1}{\sqrt{|s|}} \psi \left( \frac{t - \tau}{s} \right) \quad (1.2)$$

Le signal transformé est une fonction des deux variables réelles  $\tau$  et  $s$ .  $\tau$  est le paramètre de translation et  $s$  celui de dilatation ou facteur d'échelle ( $s \geq 0$ ). La fonction  $\psi((t - \tau)/s)$  est donc obtenue à partir de la fonction mère  $\psi$  par une dilatation d'un facteur  $s$  et un décalage temporel de  $\tau$  (fig. 1.5). Le facteur  $\frac{1}{\sqrt{s}}$  permet la normalisation des fonctions ondelettes  $\psi_{s,\tau}(t)$ . L'ondelette mère peut être vue comme une fonction de fenêtrage. Le

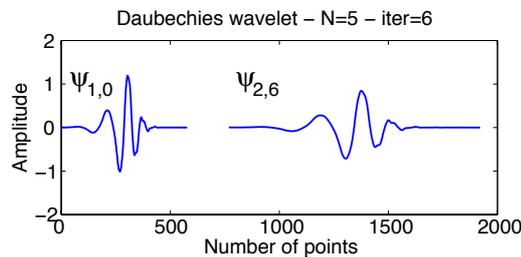


FIGURE 1.5 – L'ondelette mère de Daubechie (db5)  $\psi_{1,0}$  et la même fonction d'ondelette dilatée et translatée  $\psi_{2,6}$ .

facteur d'échelle  $s$  et la taille de la fonction sont dépendants l'un de l'autre : plus l'échelle est petite, plus la fenêtre est de petite taille (autrement dit plus l'ondelette  $\psi((t - \tau)/s)$  est une version compressée de l'ondelette mère  $\psi(t)$ ).

Par définition, l'intégrale du produit de deux fonctions est égale au produit scalaire des deux fonctions. La transformée en ondelette présentée en équation 1.1 correspond donc au produit scalaire du signal  $f(t)$  avec les fonctions de base  $\psi_{s,\tau}(t)$ . Les coefficients d'ondelette  $\Psi_f^\psi$  représentent en d'autres termes la corrélation de  $f$  avec  $\psi_{s,\tau}$ , ils indiquent donc le degré de similitude entre le signal  $f$  et l'ondelette mère dilatée d'un facteur  $s$  et ce au voisinage de  $\tau$ . Si le signal contient une composante importante à la fréquence de celle de l'ondelette à l'échelle  $s$ , le coefficient  $\Psi_f^\psi$  sera particulièrement élevé à cette même échelle et au temps associé. Ce principe est illustré en figure 1.6.

Les petites échelles permettent ainsi d'analyser les composantes de hautes fréquences (les variations rapides) survenant dans le signal tandis que les grandes échelles fournissent une information globale sur le signal, dans les basses fréquences. L'échelle joue le rôle de l'inverse d'une fréquence. Les composantes haute-fréquence seront mieux localisées (ondelette compressée) que les composantes basse-fréquence (ondelette dilatée). C'est ce qui constitue le principal avantage de la transformée en ondelette par rapport à la transformée de Fourier fenêtrée ; la taille de la fenêtre d'analyse et donc la résolution temporelle et fréquentielle demeurant fixes pour cette dernière.

La transformée en ondelette est une transformation réversible. La reconstruction du signal

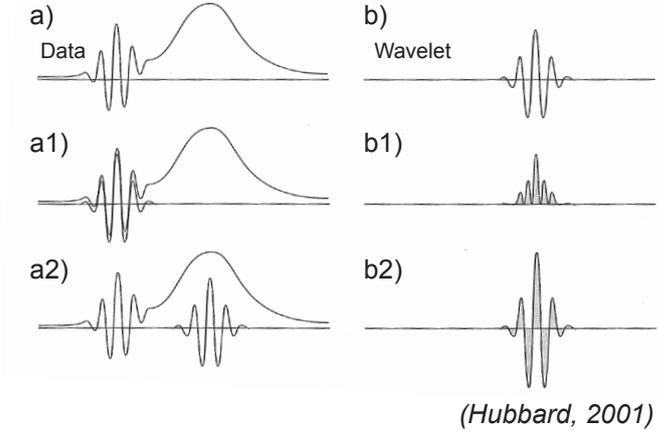


FIGURE 1.6 – Principe de la transformée en ondelette. (a) Données, constituées d'oscillations haute-fréquence puis d'une oscillation plus basse-fréquence. (b) Ondelette analysante. (a1, a2) Illustration de deux calculs de coefficients de la transformée en ondelette des données, avec l'ondelette montrée en (b) et des temps de translations différents. En (a1), l'ondelette est située au niveau de la variation de même fréquence, tandis qu'en (a2), le calcul des coefficients se fait au niveau de l'oscillation basse-fréquence des données. (b1, b2) Illustration du résultat de la transformée en ondelette, correspondant au produit de l'ondelette avec la partie correspondante des données analysées. Les coefficients résultants de la cross-corrélation de l'ondelette (b) avec les données (a) correspondent à la somme des zones grisées. Aux parties des données dont les variations sont semblables à celles de l'ondelette (même fréquence), sera associé un coefficient de cross-corrélation élevé (b1). L'ondelette ne sera à l'inverse pas sensible aux variations de plus basse-fréquences, les parties positives et négatives résultant de la cross-corrélation s'annulent (b2).

représenté par la fonction  $f$  à partir de sa transformée en ondelette  $\Psi_f^\psi$  s'écrit :

$$f(t) = \frac{1}{C_\psi} \int_s \int_\tau \Psi_f^\psi(s, \tau) \frac{1}{s^2} \psi_{s,\tau}(t) d\tau ds \quad (1.3)$$

avec  $s$  variant de  $0$  à  $+\infty$  et  $\tau$  de  $-\infty$  à  $+\infty$ . Le coefficient  $C_\psi$  est une constante qui dépend de l'ondelette utilisée. Il est donné par l'équation :

$$C_\psi = 2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|\hat{\psi}(\omega)|^2}{\omega} d\omega \quad (1.4)$$

Pour que la reconstruction soit possible, c'est-à-dire qu'elle se fasse sans perte d'information, il faut que ce coefficient soit fini. Il doit ainsi satisfaire la relation :

$$\left[ \int_0^{+\infty} \frac{|\hat{\psi}(\omega)|^2}{|\omega|} d\omega = \int_{-\infty}^0 \frac{|\hat{\psi}(\omega)|^2}{|\omega|} d\omega \right] \leq +\infty \quad (1.5)$$

avec  $\hat{\psi}(\omega)$  la transformée de Fourier de  $\psi(t)$ . Cette relation s'appelle condition d'admissibilité : il s'agit de la condition nécessaire pour que l'ondelette mère  $\psi$  puisse être utilisée

comme fonction analysante. Cette relation implique qu'à la fréquence  $\omega = 0$  (correspondant à la fréquence du continu),  $\hat{\psi}$  doit être nul, soit :

$$\hat{\psi}(0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(t) dt = 0 \quad (1.6)$$

La fonction ondelette doit donc être de moyenne nulle, ce qui impose que l'ondelette soit oscillante.

Pour discrétiser la transformée en ondelette, très redondante dans le domaine continu, on doit discrétiser la fonction ondelette donnée en équation 1.2 :

- le paramètre d'échelle  $s$  devient :  $s = s_0^j$  avec  $s_0^j > 1$  et  $j \in \mathbb{Z}$
- le paramètre de translation  $\tau$  s'écrit :  $\tau = k s_0^j \tau_0$  avec  $\tau_0 > 0$  et  $k \in \mathbb{Z}$

La fonction ondelette dans le cas discret devient ainsi :

$$\psi_{j,k}(t) = \frac{1}{\sqrt{s_0^j}} \psi \left( \frac{t - k s_0^j \tau_0}{s_0^j} \right) \quad (1.7)$$

Et la transformée en ondelette discrète se formalise alors :

$$\Psi_f^\psi(j, k) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \psi_{j,k}^*(t) dt \quad (1.8)$$

Pour que l'analyse en ondelettes ne soit pas redondante,  $s_0$  et  $\tau_0$  sont choisis de telle sorte que la famille d'ondelettes, correspondant aux versions dilatées et translatées de l'ondelette mère, constitue une base orthogonale (chaque ondelette  $\psi_{j,k}$  est orthogonale à toutes les autres). Le choix le plus simple pour satisfaire cette condition est  $s_0 = 2$  et  $\tau_0 = 1$ . On a alors :  $s = 2^j$  et  $\tau = k 2^j$ . Cet échantillonnage suit une suite dyadique  $2^j$  ( $j \in \mathbb{Z}$ ), la transformée en ondelette discrétisée et dyadique correspondante s'écrit :

$$\Psi_f^\psi(j, k) = \frac{1}{\sqrt{2^j}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \psi^* \left( \frac{t - 2^j k}{2^j} \right) dt \quad (1.9)$$

Cette transformée peut être calculée par un algorithme rapide de décomposition en ondelettes dans le domaine discret, qui utilise un banc de filtres et des décimations par un facteur 2. Cet algorithme a été introduit par *Mallat* (1989), dans le cadre de l'analyse multirésolution. Les bases de l'analyse multirésolution sont détaillées avec une approche mathématique dans la section suivante, qui permet en outre de mieux saisir le principe de l'analyse par décomposition en ondelette.

### 1.2.1.2 L'analyse multirésolution

L'analyse multirésolution, aussi appelée approximation multirésolution, permet d'obtenir facilement des bases d'ondelettes discrètes orthogonales. Elle consiste à approximer un signal  $f(t)$  à différentes résolutions par projections orthogonales sur une famille

d'espaces vectoriels notés  $V_j$  ( $j \in \mathbb{Z}$ ). La résolution correspond ici à l'inverse du paramètre d'échelle (plus l'échelle est grande, plus la résolution est faible) : elle vaut  $2^{-j}$ . En considérant le signal à la résolution 1,  $f(t)$  de longueur  $L$ , le signal à la résolution  $2^{-j}$  correspondra à une version sous-échantillonnée de  $f(t)$ , de longueur de  $L/2^j$ .

Les projections orthogonales du signal  $f(t)$  se font plus précisément sur une suite de

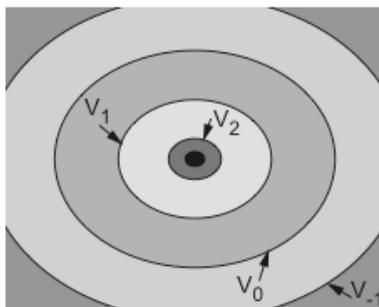


FIGURE 1.7 – Sous-espaces vectoriels fermés et emboîtés dans  $L^2(\mathbb{R})$ . Le signal représenté dans l'espace  $V_1$  contiendra moins d'informations (de points) par rapport à sa représentation initiale dans  $V_0$ . Au contraire, le signal représenté dans l'espace  $V_{-1}$  a une résolution plus fine que le signal initial contenu dans  $V_0$ .

sous-espaces fermés de  $L^2(\mathbb{R})$  (fig. 1.7) qui ont les propriétés suivantes (Mallat, 1989) :

- 1)  $V_{j+1} \subset V_j$  : l'espace est divisé en groupe de sous-espaces emboîtés. L'approximation d'un signal à une résolution donnée contient toute l'information nécessaire pour obtenir les approximations aux résolutions inférieures. Autrement dit, l'approximation du signal  $f(t)$  à la résolution  $2^{-(j+1)}$ , obtenue par projection sur  $V_{j+1}$ , se calcule à partir de l'approximation à la résolution plus fine  $2^{-j}$ .
- 2)  $\lim_{j \rightarrow -\infty} V_j = L^2(\mathbb{R})$  : à mesure que la taille des sous-espaces augmente, jusqu'à inclure l'espace entier (résolution infinie), l'approximation du signal converge vers le vrai signal  $f(t)$ .
- 3)  $\lim_{j \rightarrow +\infty} V_j = \{0\}$  : toute l'information du signal est perdue pour une résolution nulle.
- 4) Si  $f(t) \in V_j$ , alors  $f(2^{-1}t) \in V_{j+1}$  et  $f(2^j t) \in V_0$  : la dilatation du signal par un facteur 2 à la résolution  $2^{-j}$  correspond à l'approximation du signal à une résolution plus grossière  $2^{-(j+1)}$ . Tous les espaces sont ainsi des versions dilatées ou compressées de l'espace central  $V_0$ .
- 5) Si  $f(t) \in V_0$  alors  $f(t - k) \in V_0, k \in \mathbb{Z}$  : l'espace  $V_0$  est invariant par translation. D'où, d'après la propriété (4) : si  $f(t) \in V_j$  alors  $f(2^{-1}t)$  appartient aussi à  $V_j$ .
- 6) Il existe une fonction d'échelle  $\phi(t) \in V_0$  telle que  $\phi(t - m), m \in \mathbb{Z}$ , soit une base orthonormée de  $V_0$ . Cette propriété est généralisée pour tout  $V_j$  en posant :

$$\phi_{j,k}(t) = 2^{-j/2} \phi(2^{-j}t - k) \quad (1.10)$$

L'approximation de  $f(t)$  à la résolution  $2^{-j}$ , qui est la projection orthogonale de  $f(t)$  sur  $V_j$  se calcule alors par :

$$P_{V_j}^f = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \langle f, \phi_{j,k} \rangle \phi_{j,k} \quad (1.11)$$

Comme  $V_1 \subset V_0$ , on peut par exemple écrire la décomposition de  $\phi_{1,0}$  sur la base orthonormée de  $V_0$ , c'est-à-dire sur  $\phi_{0,k} = \phi(t - k)$  :

$$\left[ \phi_{1,0} = \frac{1}{\sqrt{2}} \phi\left(\frac{t}{2}\right) \right] = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} h(k) \phi(t - k) \quad (1.12)$$

avec

$$h(k) = \left\langle \frac{1}{\sqrt{2}} \phi\left(\frac{t}{2}\right), \phi(t - k) \right\rangle \quad (1.13)$$

L'équation 1.12 est appelée équation de dilatation ou équation d'échelle. Elle montre comment la fonction dilatée  $\phi(t/2)$  se construit à partir de la fonction initiale  $\phi(t)$ . La forme de cette équation est similaire à celle d'un filtrage numérique avec  $h$  la réponse impulsionnelle du filtre, qui permet donc de passer d'une résolution  $2^{-j}$  à la résolution plus grossière  $2^{-(j+1)}$ .

La perte d'information entre les approximations aux résolutions  $2^{-j}$  et  $2^{-(j+1)}$ , entraînée par  $h$ , peut se retrouver en introduisant les espaces de détail  $W_j$ , correspondant à l'espace complémentaire de  $V_j$  dans  $V_{j-1}$ . Par exemple  $W_2 = V_1 - V_2$ , est l'espace de détail situé entre les sous-espaces  $V_1$  et  $V_2$ . L'espace de détail contient l'information nécessaire pour passer d'une approximation de résolution plus faible à une approximation de résolution plus élevée. En d'autres termes, l'espace  $V_{j-1}$  peut être décomposé par la somme de l'espace de plus faible résolution  $V_j$  et de l'espace de détail  $W_j$ . L'approximation du signal  $f(t)$  à la résolution  $2^{-(j-1)}$  qui correspond à la projection orthogonale de  $f(t)$  sur  $V_{j-1}$  peut donc s'écrire comme la somme des projections orthogonales sur  $V_j$  et  $W_j$  :  $P_{V_{j-1}}^f = P_{V_j}^f + P_{W_j}^f$ .  $P_{W_j}^f$  représente les détails présents à l'échelle  $2^{j-1}$  mais absent à l'échelle moins fine  $2^j$ . L'espace de détail  $W_j$  a les propriétés suivantes :

- 1) Les sous-espaces sont orthogonaux :  $W_j \perp W_k$  pour  $j \neq k$ .
- 2) L'union de tous les sous-espaces caractérise l'espace entier :  $\sum_{j \in \mathbb{Z}} W_j = L^2(\mathbb{R})$
- 3) Si  $f(t) \in W_j$  alors  $f(2^{-1}t) \in W_{j+1}$  et  $f(2^j t) \in W_0$ .
- 4) Si  $f(t) \in W_0$  alors  $f(t - k) \in W_0$  ( $k \in \mathbb{Z}$ ).
- 5) Il existe une fonction ondelette  $\psi(t) \in W_0$  tel que  $\psi(t - m)$  ( $m \in \mathbb{Z}$ ) soit une base orthonormée de  $W_0$ . Du fait de la propriété (2), l'ensemble de la famille  $\psi_{j,k}(t)$  forme une base orthonormée de  $L^2(\mathbb{R})$ , avec :

$$\psi_{j,k}(t) = 2^{-j/2} \psi(2^{-j}t - k) \quad (1.14)$$

Ainsi, les ondelettes encodent la différence d'information entre deux approximations de résolution successive (fine à plus grossière). En exprimant par exemple la décomposition de  $W_{1,0}$  de l'espace  $W_1$  sur la base orthonormée  $\phi_{0,n}$  de  $V_0$ , comme pour la fonction d'échelle  $\phi_{1,0}$  de  $V_1$  (eq. 1.12), on trouve :

$$\left[ \psi_{1,0} = \frac{1}{\sqrt{2}} \psi \left( \frac{t}{2} \right) \right] = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} g(k) \phi(t - k) \quad (1.15)$$

avec

$$g(k) = \left\langle \frac{1}{\sqrt{2}} \psi \left( \frac{t}{2} \right), \phi(t - k) \right\rangle \quad (1.16)$$

$g$  définit comme pour  $h$  (éq. 1.13), la réponse impulsionnelle d'un filtre numérique. Ces filtres,  $H(\nu)$  et  $G(\nu)$  dans le domaine fréquentiel, sont associés et vérifient la condition d'orthogonalité :  $|H(\nu)|^2 + |G(\nu)|^2 = 1$  ou l'équivalent dans le domaine temporel :  $g(k) = (-1)^k h(1-k)$ . Cette condition assure la réversibilité entre décomposition et reconstruction du signal. Le filtre lié à la fonction d'échelle  $H(\nu)$  joue le rôle de filtre passe-bas : plus l'échelle est élevée, moins l'approximation contient de détails. Le signal d'origine se retrouve alors approximé par sa tendance (basse-fréquence). Le filtre lié à la fonction ondelette est au contraire de type passe-haut. Les coefficients correspondent pour chaque échelle au contenu haute-fréquence qui a été enlevé de l'approximation précédente. La figure 1.8 donne une représentation fréquentielle de l'analyse multirésolution : les différents espaces de fréquence correspondent aux espaces de détail. L'approximation d'un signal peut être vue comme la somme des espaces de détail successifs.

À partir de la réponse  $h$  d'un filtre, il est ainsi possible de construire une base d'ondelettes

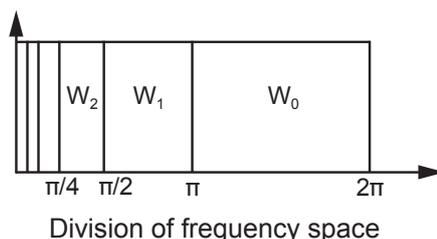


FIGURE 1.8 – Les différents espaces de détail  $W_j$  peuvent être vus comme différents espaces fréquentiels.

orthonormales définie par  $g$  : il s'agit d'un des résultats essentiels provenant de l'analyse multirésolution. D'autre part, l'utilisation de ces filtres a permis la mise en œuvre d'algorithmes rapides de transformations en ondelettes, notamment la transformée en ondelette rapide de S. Mallat, que nous utiliserons par la suite.

### 1.2.1.3 La décomposition en ondelette ou transformée en ondelette discrète rapide

Le signal discrétisé  $x[n]$  est décomposé en coefficients d'approximation et de détail. Les coefficients de détail correspondent aux coefficients d'ondelette. L'approximation est ensuite à son tour décomposée en approximation plus grossière et en coefficient d'ondelette. On note  $a_j[n]$  les coefficients d'approximation obtenus au niveau  $j$  (c'est-à-dire à la résolution  $2^{-j}$ ) : ils sont obtenus par projection sur la base orthonormée  $\{\phi_{j,n}\}_{n \in \mathbb{Z}}$  appartenant à l'espace  $V_j$ . Les coefficients de détail  $d_j[n]$  proviennent de la projection du signal sur la base orthonormée  $\{\psi_{j,n}\}_{n \in \mathbb{Z}}$ . Ainsi :  $a_j[n] = \langle x, \phi_{j,n} \rangle$  et  $d_j[n] = \langle x, \psi_{j,n} \rangle$ . En partant de l'analyse multirésolution expliquée précédemment, *Mallat* (1989) a établi un algorithme rapide de calcul des coefficients, en faisant intervenir les filtres de réponses impulsionnelles  $h$  et  $g$ , respectivement passe-bas et passe-haut. Les coefficients d'approximation et de détail au niveau  $j + 1$  sont calculés à partir des coefficients d'approximation du niveau  $j$ , par une opération de filtrage suivi d'un sous-échantillonnage d'un facteur 2. Cette décomposition (ou analyse) s'écrit comme suit :

$$a_{j+1}[n] = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} h[n - 2p]a_j[n] \quad (1.17)$$

$$d_{j+1}[n] = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} g[n - 2p]a_j[n] \quad (1.18)$$

avec  $(n, p) \in \mathbb{Z}$ . La reconstruction (ou synthèse) des coefficients d'approximation de niveau  $j$  à partir du niveau  $j + 1$  est la somme des coefficients d'approximation et de détail du niveau  $j + 1$  :

$$a_j[p] = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} h[p - 2n]a_{j+1}[n] + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} g[p - 2n]d_{j+1}[n] \quad (1.19)$$

Elle se fait par sur-échantillonnage puis filtrage par  $h$  et  $g$ .

Les schémas de la figure 1.9 illustrent le principe de cet algorithme. Ainsi, partant d'un signal initial discrétisé  $x[n]$ , la décomposition en ondelette donne des versions de détail et d'approximation de ce signal à différentes résolutions, ou niveaux de décomposition (fig. 1.10).

Dans le but de détecter les signaux acoustiques impulsifs liés aux explosions volcaniques, nous utilisons la décomposition en ondelette de nos données afin d'en améliorer le rapport signal sur bruit. La décomposition en coefficients de détail permet de mettre en valeur les signaux dont le contenu fréquentiel se rapproche de celui de l'ondelette, pour un niveau donné. Avant de présenter l'algorithme de détection, il nous reste à répondre à ces questions : (1) quelle ondelette choisir et (2) quel niveau de décomposition ?

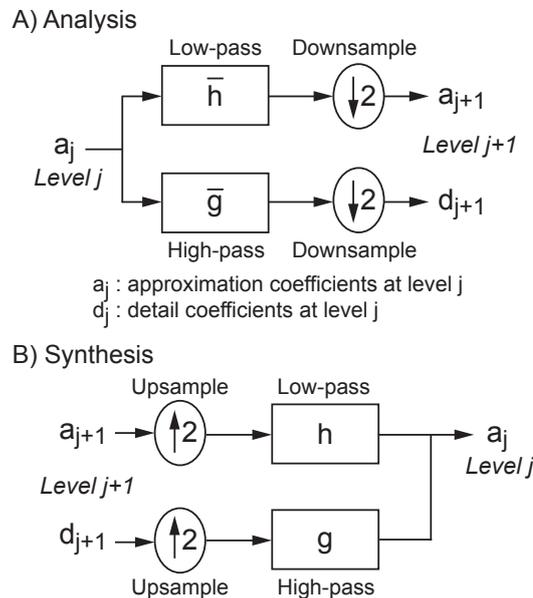


FIGURE 1.9 – Schéma de la décomposition (a) et de la reconstruction (b) à partir des coefficients d'approximation et de détail.

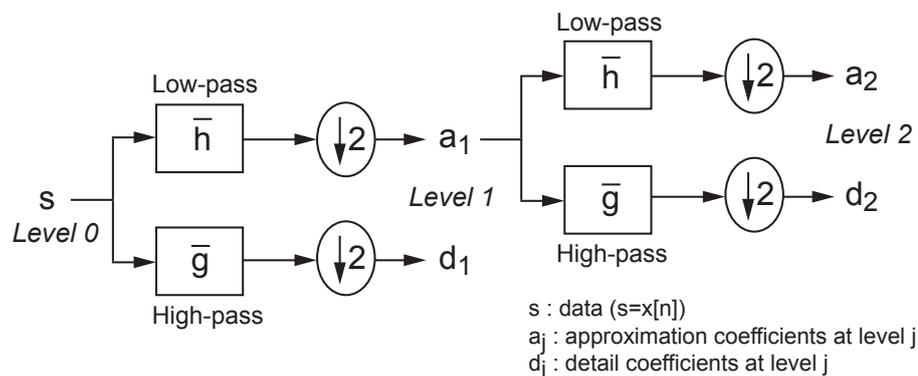


FIGURE 1.10 – Schéma de la décomposition d'un signal  $s$  par l'algorithme de transformée en ondelette rapide. Les coefficients d'approximation et de détail de niveau 1 sont obtenus à partir du signal  $s$  par filtrage, respectivement passe-bas et passe-haut, puis sous-échantillonnage d'un facteur 2. Les coefficients d'approximation, contenant l'ensemble des détails des niveaux suivants, sont ensuite utilisés pour obtenir les coefficients d'approximation et de détail du niveau suivant, par le même processus de filtrage et de sous-échantillonnage.

### 1.2.1.4 Choix de l'ondelette pour la décomposition

$h[n]$  et  $g[n]$  caractérisent les filtres associés aux fonctions échelle et ondelette, qui sont liés par la formule  $g[n] = (-1)^n h[1-n]$ . Le choix de l'ondelette analysante détermine donc la réponse impulsionnelle des filtres utilisés lors de la décomposition. Pour la détection des signaux transitoires tels que nos signaux acoustiques, nous choisirons une ondelette permettant une bonne localisation temporelle. Les propriétés à considérer pour choisir l'ondelette sont le nombre de moments nuls et la taille du support. Le nombre de moments nuls est lié au nombre d'oscillations. Le moment d'ordre  $k$  d'une fonction  $f(t)$  est défini par le produit scalaire de cette fonction avec sa variable élevée à la puissance  $k$ . Pour l'ondelette  $\psi(t)$  le moment d'ordre  $k$ ,  $m_k$ , correspond à :

$$m_k = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(t) t^k dt \quad (1.20)$$

L'ondelette a  $p$  moments nuls si  $m_k = 0$  pour  $0 \leq k \leq p$ . Autrement dit, l'ondelette est orthogonale à tous les polynômes de degré inférieur à  $p$ . Si une ondelette a un seul moment nul, les coefficients de détail approcheront une valeur nulle pour les parties du signal approximables par une fonction linéaire. De même, une ondelette à deux moments nuls ne sera pas sensible aux signaux approximables par des polynômes d'ordre 2 (soit les fonctions quadratiques). Les coefficients d'ondelette seront grands pour un signal qui ne peut être approximé que par des polynômes de degré supérieur à  $p$ . Un grand nombre de moments nuls de l'ondelette convient plutôt pour les signaux comportant peu d'irrégularité.

L'ondelette est nulle partout sauf sur son support. On dit qu'elle est à support compact. La taille du support correspond à la taille du filtre. Si la réponse impulsionnelle  $h$  est de support égal à  $[N_1, N_2]$ ,  $\psi$  aura un support de taille  $N_2 - N_1$  centré en  $1/2$ . La taille du support influe sur le nombre de coefficients significatifs. Si le signal  $f(t)$  a une singularité isolée en  $t_0$  et si le support de l'ondelette passe par  $t_0$ , les coefficients de la transformée en ondelette peuvent être d'amplitude élevée autour de  $t_0$ . En considérant  $\psi$  de support compact de taille  $K$ , il existe à l'échelle  $j$ ,  $K$  coefficients ( $\langle f, \psi_{j,k} \rangle$ ) influencés par le comportement de  $f$  au voisinage de  $t_0$ . La taille du support est préférée courte lorsque le signal contient une densité élevée de singularité, ce qui garantit une meilleure localisation et un temps de calcul plus faible.

Pour des ondelettes orthogonales, le nombre de moments nuls et la taille du support ne sont pas indépendants : si l'ondelette a  $p$  moments nuls, alors son support est au moins de taille  $2p - 1$ . Ingrid Daubechies a construit les ondelettes orthogonales à support compact et dont le support est minimal pour un nombre de moment nul donné. Pour les problèmes de détection, l'ondelette doit avoir un support minimal. Elle est souvent choisie dans la pratique selon sa ressemblance avec le signal transitoire recherché. Nous nous sommes orientés vers la famille d'ondelettes de Daubechies pour la détection des signaux explosifs.

### 1.2.1.5 Les ondelettes de Daubechies

Les ondelettes de Daubechies constituent une famille d'ondelette dont le support est minimal et vaut  $2p - 1$  pour  $p$  moments nuls (*Daubechies*, 1988). Elles sont de dimension finie. Elles sont construites à partir d'itérations et non de formules analytiques. La figure 1.11 montrent quelques ondelettes de Daubechies selon leur nombre de moments nuls, ainsi que la fonction échelle associée.

Les ondelettes de Daubechies présentent un support et un déphasage minimaux, ce qui les

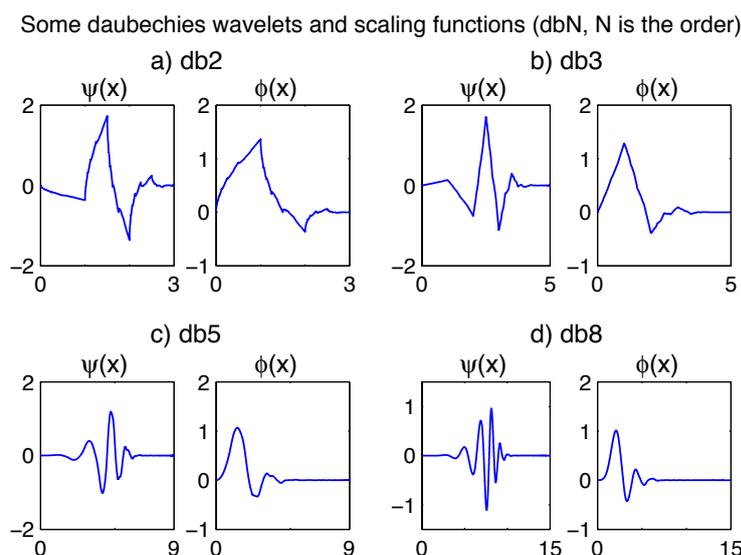


FIGURE 1.11 – Quelques ondelettes  $\psi$  et fonctions d'échelle  $\phi$  de Daubechies. Les ondelettes sont notées dbN avec N l'ordre de l'ondelette. L'ordre mesure la régularité : plus l'ordre est élevé, plus la courbe est régulière.

rend particulièrement bien adaptées à la détection. Pour que la décomposition contribue à la mise en valeur de la plupart des signaux acoustiques étudiés, nous choisissons l'ondelette de Daubechies à 5 moments nuls. Les signaux acoustiques générés par l'arrivée des bulles de gaz et leur éclatement en surface sont en effet généralement caractérisés par une à deux périodes d'oscillations impulsives. Certains signaux peuvent être plus résonnants, avec plus de 2 périodes d'oscillations. L'ondelette db5 est un bon compromis, et se révèle être la plus sensible aux signaux impulsifs explosifs testés, par rapport aux ordres inférieurs à 5 mais aussi à d'autres types d'ondelette (notamment, les symlets). Cette ondelette, db5, peut être changée en début du programme de détection au besoin.

### 1.2.1.6 Choix du niveau de décomposition pour la détection

A chaque niveau de décomposition, les coefficients d'approximation et de détail correspondent à une version « filtrée » des données. Les bandes de fréquence correspondantes dépendent de la fréquence d'échantillonnage des données. Soit  $F_s$  la fréquence

d'échantillonnage. Le sous-échantillonnage étant dyadique, la bande de fréquence de la version détaillée (haute-fréquence) du signal au niveau 1 est comprise entre  $F_s/2$  et  $F_s/4$  Hz.  $F_s/2$  est en effet la fréquence la plus haute pouvant être contenue dans le signal (théorème de Nyquist). La bande de fréquence du niveau 2 correspond à  $[F_s/8 - F_s/4]$  Hz, et ainsi de suite. Par exemple, si la fréquence d'échantillonnage est de 100 Hz, la décomposition donnera une version de détail du signal sensible aux bandes de fréquence :  $[25 - 50]$  Hz pour le niveau 1,  $[12.5 - 25]$  Hz pour le niveau 2,  $[6.25 - 12.5]$  Hz au niveau 3,  $[3.12 - 6.25]$  Hz pour le niveau 4 et  $[1.56 - 3.12]$  Hz pour le niveau 5. Un ou plusieurs niveaux de décomposition peuvent être nécessaires pour la décomposition, selon les fréquences minimale et maximale attendues pour les signaux recherchés. Si les signaux explosifs ont une fréquence comprise entre 2 et 4 Hz, les niveaux de décomposition 4 et 5 pourront être choisis pour la détection.

Il est à noter que les fréquences d'échantillonnage (75 ou 100 Hz) des différentes stations acoustiques du Vanuatu, et la fréquence des signaux infrasonores générés par les explosions (entre 0.3 et 5 Hz), permettent de sélectionner des niveaux de décomposition avec une bande fréquentielle suffisamment étroite pour assurer une augmentation du rapport signal sur bruit par la représentation en ondelette. Si les propriétés de la source et donc la fréquence des événements explosifs varient peu pendant une phase d'activité strombolienne, un seul niveau de décomposition est nécessaire. Signalons également que la réponse fréquentielle de nos capteurs microbarométriques est au minimum de 40 Hz : la qualité des données et de la décomposition dans les niveaux correspondant aux fréquences explosives n'est pas affectée par les limitations instrumentales.

Le sous-échantillonnage réduit la résolution temporelle au fur et à mesure des passages aux niveaux supérieurs. Pour conserver la localisation temporelle, les coefficients de détail du niveau de décomposition sélectionné pour la détection sont reconstruits de sorte que le nombre de coefficients soit le même que la longueur du signal analysé. La version détaillée reconstruite a la même fréquence d'échantillonnage et la même durée que le signal analysé. La version détaillée de niveau  $N$  est d'abord reconstruite au niveau  $N-1$  en suivant la procédure de reconstruction de la transformée en ondelette inverse (fig. 1.9b). Au lieu d'utiliser les coefficients d'approximation de niveau  $N$  pour reconstruire l'approximation au niveau  $N-1$ , un vecteur de zéros de même longueur que le vecteur de coefficients de détail est utilisé. L'opération est répétée  $N$  fois du niveau  $N$  au niveau 1 : pour chaque niveau, les nouveaux coefficients de détail sur-échantillonnés obtenus et le vecteur de coefficients d'approximation nuls de même longueur sont utilisés pour la reconstruction.

Les versions de détail ainsi reconstruites constituent une représentation du signal optimisée pour la détection des signaux explosifs. Le principe de la détection est en effet de pouvoir discerner les signaux parmi le bruit. La version de détail au niveau de décomposition qui

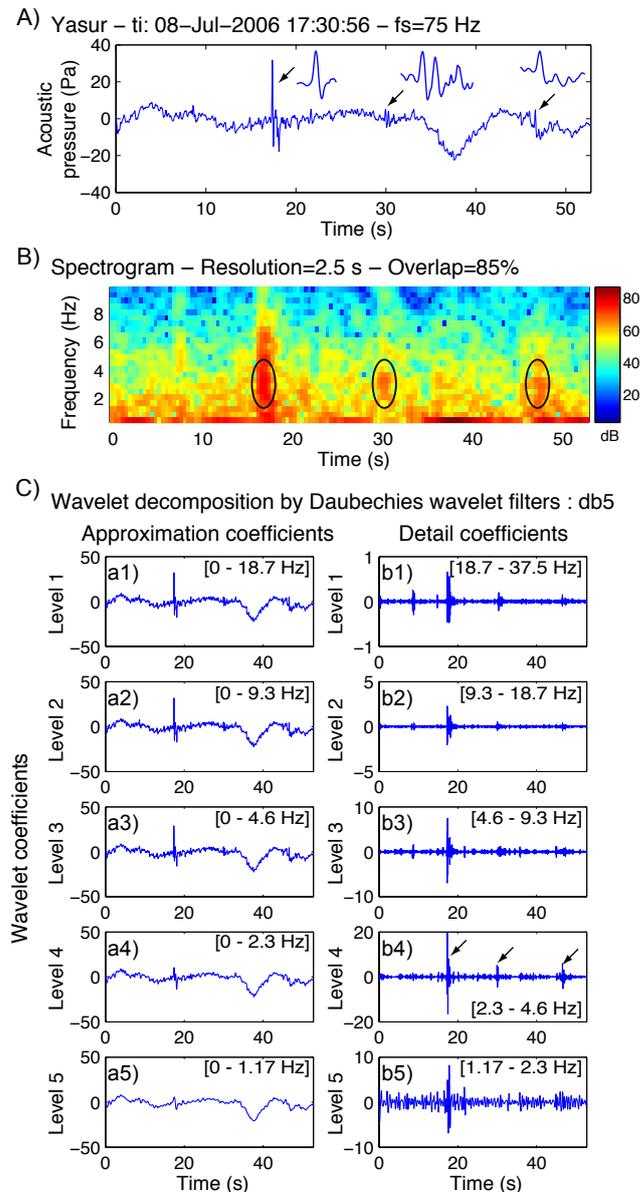


FIGURE 1.12 – Décomposition en ondelette d’un échantillon de données enregistrées par la station acoustique du Yasur (Vanuatu) située à 500 m des événements actifs. (A) L’échantillon de données dure moins d’une minute. Les flèches désignent la localisation de trois signaux impulsifs d’une fréquence d’environ 3 Hz. L’agrandissement des formes d’ondes correspondantes est montré à chaque extrémité. Les données se caractérisent également par une forte composante basse-fréquence ( $\leq 0.5\text{Hz}$ ). (B) Spectrogramme des données entre 0 et 10 Hz, obtenu avec une fenêtre de 2.5 s et un recouvrement de 85%. Les cercles permettent de souligner l’énergie dans la bande 2-4 Hz des trois signaux. (C) Coefficients de décomposition en ondelette de (A) pour les niveaux 1 à 5. Les bandes de fréquences associées à chaque niveau - la fréquence d’échantillonnage étant de 75 Hz - sont indiquées sur les graphes. Les signaux impulsifs sont le mieux mis en valeur par les coefficients de détail de niveau 4.

---

correspond avec la fréquence des signaux explosifs recherchés, a de forts coefficients aux instants où apparaissent les signaux impulsifs. Les coefficients sont au contraire très faibles au niveau de toute autre oscillation de fréquence différente. La figure 1.12 montre les coefficients d'approximation et de détail d'un échantillon de données du Yasur (Vanuatu), pour les 5 premiers niveaux de décomposition.

### 1.2.1.7 Fonctions Matlab et traitement aux limites

Un ensemble de programme permettant l'analyse du signal par les ondelettes est disponible dans la *Toolbox Wavelet* du logiciel Matlab. La fonction permettant d'effectuer la décomposition des données en coefficients de détails et d'approximation est la fonction *wavedec*. La méthode utilisée pour limiter les effets de bord, inhérents aux calculs de convolution sur un signal de longueur finie, est celle par défaut, correspondant à la symétrisation. Les bords des données sont répliqués de part et d'autre du vecteur de données avant les différents calculs. Les coefficients de détail au niveau de décomposition considéré sont reconstruits à partir de la fonction *wrcoef*. Cette version décomposée des données, de même longueur que le vecteur de données initial, est utilisée par le détecteur STA/LTA présenté dans la partie suivante.

## 1.2.2 Algorithme de détection automatique basé sur la décomposition en ondelette

Notre objectif est de localiser dans les données acoustiques, les signaux liés à l'activité volcanique explosive. Les données sont caractérisées par un bruit de fond, toujours présent et aléatoire, auquel viennent s'ajouter les signaux explosifs recherchés. Le bruit peut être plus ou moins fort selon : (1) les conditions météorologiques (vent, orages), (2) le dégazage passif (dégazage à travers les fissures par exemple). Le but de la détection est de repérer les signaux parmi le bruit. De nombreux algorithmes ont été développés pour la détection automatique des signaux sismiques. Le détecteur le plus couramment utilisé repose sur le calcul du rapport des moyennes temporelles STA/LTA (Short Term Average/Long Term Average). Ce rapport est calculé sur les données directement ou bien sur une version transformée des données pour améliorer le rapport signal sur bruit, que l'on appelle fonction caractéristique. Il peut s'agir par exemple de la valeur absolue des données, du carré de l'amplitude ou de leur enveloppe. Des méthodes plus complexes ont été développées pour la détection des signaux sismiques, et le pointé des phases sismiques. Un algorithme classique basé sur le détecteur STA/LTA est suffisant pour détecter d'une façon efficace nos signaux acoustiques, dont la forme est simple. Nous souhaitons avant tout détecter le premier pic d'amplitude positif du signal explosif, afin de suivre l'évolution

temporel du nombre et de l'amplitude de ces signaux. Nous détaillons le principe du détecteur STA/LTA, avant de présenter plus précisément l'algorithme développé.

### 1.2.2.1 Principe du détecteur STA/LTA

Le rapport STA/LTA est une mesure du rapport signal sur bruit local. La valeur LTA est calculée sur une fenêtre suffisamment longue placée devant une fenêtre courte STA. La fenêtre longue représente une mesure du bruit moyen. Calculé sur une portion des données qui ne contient aucun événement particulier, c'est-à-dire uniquement du bruit, le rapport STA/LTA sera proche de un, la moyenne à court terme STA étant proche de la valeur à long terme LTA. Le profil STA/LTA est obtenu en déplaçant les deux fenêtres par un pas égal à la longueur de la fenêtre STA sur l'ensemble des données. Lorsqu'un signal transitoire, de plus forte amplitude que le bruit moyen, est rencontré par la fenêtre STA, le rapport STA/LTA devient plus grand que 1. Une détection est déclarée lorsque le rapport STA/LTA dépasse une valeur seuil. Les choix des longueurs des fenêtres STA/LTA et du seuil de détection sont spécifiques des données traitées et notamment du contenu fréquentiel et des caractéristiques des événements à détecter (fréquence, durée, intermittence).

Le premier algorithme de détection basé sur le rapport STA/LTA a été développé par *Vanderkulk et al.* (1965). La fonction caractéristique correspond à la valeur absolue des données. Des algorithmes plus sophistiqués ont pu être proposés par la suite avec le développement des capacités de calculs numériques. La fonction caractéristique de l'algorithme d'Allen (1978) est par exemple le carré des données auquel est ajoutée la première dérivée au carré de ces données, pondérée par un coefficient qui dépend de la fréquence d'échantillonnage et du bruit du sismomètre. Cette représentation permet d'augmenter la pente du profil STA/LTA au démarrage de l'événement sismique. Les valeurs STA et LTA sont souvent calculées de façon récursive afin de lisser la décroissance du profil après le démarrage du signal transitoire. Dans l'algorithme d'Allen et al. (1978) le STA est calculé de cette manière par exemple :  $STA_i = STA_{i-1} + C(FC_i - STA_{i-1})$  avec FC la fonction caractéristique. Il en est de même pour le LTA. Pour notre algorithme, la coda de nos signaux acoustiques étant très courte et l'intermittence des signaux pouvant être faible (les signaux peuvent se succéder avec un intervalle de temps court), nous optons pour un calcul des STA et LTA non récursif. Chaque valeur est indépendante de la valeur précédente. Les signaux ayant une signature fréquentielle bien déterminée, nous utilisons la décomposition en ondelettes pour son efficacité à mettre en valeur ces signaux et pour sa rapidité d'exécution. La fonction caractéristique correspond à la valeur absolue des coefficients de la décomposition en ondelettes.

### 1.2.2.2 Algorithme de détection des signaux acoustiques

Nous présentons chaque étape de l'algorithme de détection développé pour les données acoustiques et représenté schématiquement en figure 1.13.

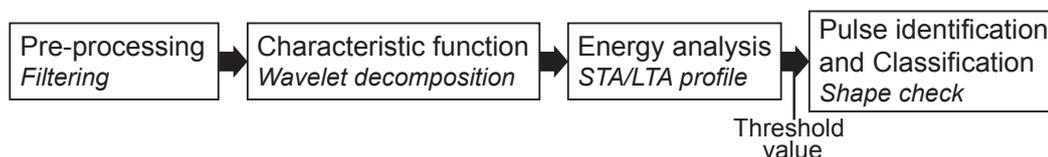


FIGURE 1.13 – Algorithme de détection automatique.

- 1) Pré-traitement des données. Les données brutes récupérées de la station d'acquisition sont préalablement filtrées. Les données acoustiques peuvent contenir des basses fréquences ( $\geq 100s$ ), selon la voie du capteur utilisée ou les perturbations atmosphériques. Les données provenant des microbaromètres peuvent également présenter un offset important, selon le réglage préalable de l'altitude fait au niveau de la capsule de mesure lors de l'installation, ou la dérive instrumentale. Nous sommes intéressés par les variations de l'amplitude des explosions au cours du temps, c'est pourquoi nous devons filtrer les données pour que l'amplitude soit révélatrice de l'événement explosif.
- 2) Calcul de la fonction caractéristique. La décomposition en ondelettes est calculée au niveau adéquat, c'est-à-dire de sorte que la bande de fréquence du niveau de décomposition contienne celle des signaux recherchés. Le vecteur des coefficients de détail obtenus est synthétisé par l'opération inverse de la décomposition (reconstruction) afin que sa longueur soit la même que le vecteur de données originelles.
- 3) Création du profil STA/LTA et comparaison avec le seuil de détection. Les rapports STA/LTA sont calculés sur la valeur absolue des coefficients de détail obtenu à l'étape précédente. Le profil est construit au fur et à mesure du déplacement des fenêtres LTA et STA sur la représentation en ondelettes : dès que la valeur seuil est dépassée, une détection est potentiellement possible dans les données analysées.
- 4) Recherche du signal impulsif et vérification de la forme. Si la valeur seuil est dépassée, le pic d'amplitude absolue maximum est recherché dans les données au niveau de l'intervalle de temps de la fenêtre STA (dont la valeur a donc dépassé le seuil multiplié la valeur LTA). Des tests sont effectués sur la forme d'onde impulsive pour rechercher le premier pic positif et le pic négatif qui suit. Des critères imposés sur les rapports d'amplitude entre ces pics et les pics situés de part et d'autre du pulse permettent de confirmer la détection et de classer le signal selon sa forme, ou bien de rejeter la détection. Si la détection est confirmée, les indices des pics positif et négatif, un numéro indiquant le type de forme d'onde ainsi que le niveau

de décomposition utilisé, sont stockés dans une matrice de résultats.

- 5) La construction du profil reprend (étape 3) après une détection potentielle. Pour qu'une nouvelle détection soit déclarée, le point STA/LTA nouvellement calculé doit dépasser le seuil tandis que celui qui le précède doit en être inférieur.
- 6) Enregistrement des résultats de la détection. La matrice contenant tous les indices détectés dans le vecteur de données est enregistrée et pourra être utilisée par la suite pour les post-traitements des détections (calculs des volumes de gaz par signaux explosifs par exemple).

Les étapes 2-5 sont effectuées pour chaque niveau de décomposition choisi. Cet algorithme est utilisé en boucle sur l'ensemble d'une série temporelle de données. La qualité de la détection dépend du choix des longueurs des fenêtres de moyennage STA et LTA et du seuil de détection. Nous en discutons dans le prochain paragraphe. Nous expliquerons ensuite plus en détail certains éléments de cet algorithme, notamment le pré-traitement, les critères de formes et le post-traitement.

### 1.2.2.3 Choix des longueurs STA et LTA et du seuil de détection

La longueur de la fenêtre LTA doit être suffisamment grande pour représenter une mesure du bruit moyen. Elle ne doit néanmoins pas contenir de signaux impulsifs, ce qui augmenterait la valeur LTA et diminuerait la détectabilité. La longueur de la fenêtre STA dépend de la durée des signaux recherchés. La forme des signaux acoustiques à détecter correspond au moins à une période d'oscillation. Pour que la valeur locale de STA dépasse le seuil lorsqu'un signal est rencontré, il faut que la fenêtre contienne une portion du signal impulsif assez longue. Le calcul de la longueur STA est ainsi basé sur la fréquence minimale des signaux recherchés :

$$N_{STA} = \frac{Fs}{f_{min}} \times \frac{1}{n_{reso}} \quad (1.21)$$

avec  $N_{STA}$  la taille de la fenêtre,  $Fs$  la fréquence d'échantillonnage des données,  $f_{min}$  la fréquence minimale des signaux à détecter et  $n_{reso}$  le nombre de points définissant la résolution du profil STA/LTA. La fenêtre de base  $Fs/f_{min}$  a en effet une longueur égale à au moins une période d'oscillation du signal acoustique. En prenant  $n_{reso} \geq 1$  la fenêtre de calcul STA diminue. Par exemple avec  $n_{reso} = 2$ , un signal acoustique de fréquence  $f_{min}$  sera défini par au moins 2 points sur le profil STA/LTA. Diminuer la longueur STA permet d'être plus sensible aux variations d'amplitude, mais peut augmenter le nombre de fausses détections. Au contraire,  $n_{reso} \leq 1$  permet d'augmenter la taille de la fenêtre STA, ce qui est utile pour la détection de signaux longs, c'est-à-dire possédant plusieurs périodes d'oscillation, comme les signaux résonnants de type Helmholtz. Moins de points STA/LTA sont nécessaires, ce qui diminue le temps de calcul. En général, nous prenons une valeur de  $n_{reso}$  comprise entre 1/2 et 2, selon la forme des signaux recherchés. Cette

valeur est ajustée afin que le profil STA/LTA ait la forme d'un pic bien individualisé et marqué au niveau du signal recherché.

La principale difficulté de la détection STA/LTA pour les données acoustiques réside dans le choix de la fenêtre LTA. En effet, l'intermittence entre les événements explosifs peut être très variable pendant une même phase éruptive. Le but étant d'étudier les variations de l'activité volcanique à partir de longues séries temporelles de données acoustiques, la détection doit se faire le plus possible de façon homogène sur l'ensemble des données. Autrement dit, les paramètres de détection doivent être identiques pour l'ensemble des données d'une même phase éruptive.

Lorsque l'intermittence permet de définir une longueur de LTA assez longue pour rendre compte du bruit sur l'ensemble d'une série temporelle, la longueur peut être définie en fonction de celle de la fenêtre STA :  $N_{LTA} = n_{int} \times N_{STA}$ , avec  $N_{LTA}$  la longueur de la fenêtre LTA et  $n_{int}$  le facteur permettant de définir la durée inter-explosive minimale en fonction de la longueur  $N_{STA}$ . Ce facteur est faible dans le cas d'une intermittence élevée. Nous avons choisi des valeurs comprises entre 20 et 120 pour la détection sur nos différentes données. Jusqu'à ce que la fenêtre STA dépasse la longueur LTA au début du vecteur de données analysé, la valeur LTA est égale à la première moyenne LTA calculée entre l'indice 1 et  $N_{LTA}$  du vecteur de données.

Pour la longue série temporelle des données du Yasur (plus de deux ans), nous avons fixé la valeur LTA. L'activité explosive de ce volcan varie énormément, des phases d'activité très intenses peuvent se produire par moments, entrecoupées par des phases plus calmes. Le nombre d'événements acoustiques peut fortement augmenter et la durée inter-explosive diminuer en conséquence. Cette dernière ne dépasse pas quelques secondes parfois. L'efficacité du détecteur avec LTA variable est diminuée au cours de ces phases si la fenêtre LTA contient un nombre important d'événements impulsifs. Le choix du LTA constant est une façon de fixer une amplitude acoustique minimale détectable. En effet, les valeurs des coefficients d'ondelettes au niveau des explosions de même fréquence sont linéairement proportionnelles à la valeur de leur pression acoustique. Le LTA fixe permet de détecter plus efficacement les séries d'explosions très rapprochées si leur amplitude est suffisamment importante. La forme du profil STA/LTA se trouve être par contre moins lissée après le démarrage d'un événement explosif. En effet, dans le cas du LTA variable, après le premier point STA/LTA de valeur forte correspondant avec le démarrage d'un événement impulsif, les fenêtres STA et LTA se décalent d'un pas de longueur  $N_{STA}$ . La fenêtre LTA incorpore alors la valeur STA précédente, ce qui contribue à diminuer la valeur du point STA/LTA qui suit l'événement explosif. Dans le cas du LTA fixe, et selon la longueur de la fenêtre STA choisie, des dépassements de seuil peuvent se produire au niveau de la coda des fortes explosions. Pour éviter les fausses détections, une condition est ajoutée pour la détection à

LTA constant. La valeur maximale STA/LTA atteinte après un dépassement de seuil, est utilisée pour définir si l'événement détecté correspond à une très forte explosion (la coda est alors potentiellement importante pendant plusieurs périodes). Empiriquement, nous avons estimé qu'à plus de 8 fois le seuil de détection, l'événement est particulièrement fort, et dans ce cas, le seuil à dépasser juste après l'événement explosif (pendant une période) est augmenté d'un facteur 2. Le seuil reprend ensuite sa valeur initiale.

La valeur LTA fixe est choisie comme étant la moyenne des coefficients d'ondelettes de la décomposition considérée sur l'ensemble de la série temporelle étudiée.

Etant donné que le signal décomposé en ondelettes est caractérisé par des coefficients très faibles entre les explosions, la valeur STA/LTA dans le cas LTA fixe ou variable est généralement faible, inférieure à 2. Le seuil de détection est choisi entre 2 et 4 selon les données traitées. La valeur seuil correspond à la valeur minimale permettant la détection des événements acoustiques de plus faible amplitude possible tout évitant les fausses détections.

Les valeurs optimales des longueurs STA, LTA et du seuil à choisir pour la détection ne sont pas connues a priori. Des tests sont effectués sur des échantillons de données d'une série temporelle afin de les ajuster au mieux.

#### 1.2.2.4 Pré-traitement : le programme *signal\_proc*

Nous avons indiqué le filtrage des données comme première étape de l'algorithme de détection. Dans la pratique, ce pré-traitement est effectué sur l'ensemble des données acoustiques avant de lancer la détection. Un programme écrit avec le logiciel Matlab permet de filtrer l'ensemble des données d'une série temporelle (pour des raisons de capacité de calcul et de manipulation, les données se présentent sous forme d'une série de matrices Matlab de durée fixe généralement  $\leq 8h$ ). Ce programme s'appelle *signal\_proc*. Il contient tout un ensemble de fonctionnalités : entre autres, filtrage, analyses fréquentielles, calculs de la puissance acoustique, correction instrumentale. L'utilisateur choisit au démarrage le calcul souhaité, la série temporelle des données sur lesquelles l'effectuer, et les paramètres spécifiques au calcul. Le détail de la programmation de chaque type de calcul est donné en annexe A.

Le filtrage des données se fait avec un filtre Butterworth d'ordre 3. La procédure est détaillée en annexe A, notamment la méthode pour éviter les effets de bords sur les données filtrées. Le but pour la détection est surtout de retirer les offsets et les oscillations très basses fréquences qui ne permettraient pas, ni d'obtenir une valeur correcte de la pression acoustique de l'explosion, ni d'appliquer les critères de forme par la comparaison des rapports des pics positifs et négatifs du signal explosif.

En traitement préparatoire à la détection, le programme *signal\_proc* est également utilisé

pour :

- 1) Générer les figures représentant les données acoustiques de l'ensemble de la série temporelle étudiée (par 6 ou 8 h de données) : ces figures sont visualisées afin de s'assurer de l'absence de problèmes électroniques sur la série temporelle, et de repérer les passages où l'activité vue par l'acoustique semble différée de l'activité moyenne. La visualisation des événements impulsifs est également effectuée sur des échantillons de données pour vérifier les formes d'ondes des signaux impulsifs (nombre d'oscillations, durée de la coda, amplitude par rapport au bruit environnant). L'apparition d'un nouveau type de signal est en effet à prendre en compte dans le choix des paramètres de détection.
- 2) Analyser le contenu fréquentiel à l'aide des spectres de Fourier et repérer la ou les bornes de fréquence associées aux explosions.
- 3) Calculer la puissance acoustique par bande de fréquence. Pour la détection sur les longues séries temporelles de données, l'analyse de la puissance acoustique par bande de fréquence permet de repérer les périodes d'activité fortes et faibles, et les changements éventuels du contenu fréquentiel. Ces derniers peuvent être liés à une modification de l'activité volcanique, se manifestant par une modification de la fréquence des explosions par exemple.

### 1.2.2.5 Recherche du premier pic et critères de formes

Lorsque le seuil de détection est franchi pendant la construction du profil STA/LTA, des tests sont effectués sur les données originelles pour vérifier si le signal est bien impulsif et pour retrouver le premier pic positif correspondant. Ces tests sont adaptés uniquement au cas des signaux acoustiques explosifs. Soit  $t_0$  le temps indiquant le positionnement de la fenêtre STA sur les données.  $t_0$  est la borne inférieure de l'intervalle STA. Si le rapport STA/LTA est dépassé en  $t_0$ , la valeur maximale de la pression acoustique en valeur absolue est tout d'abord recherchée dans une fenêtre comprise entre  $t_0 - T_{min}/2$  et  $t_0 + T_{STA} + 2T_{min}$ , avec  $T_{min}$  la durée minimale d'une oscillation de l'événement recherché. La fréquence maximale  $f_{max}$  attendue pour les signaux à détecter est choisie par l'utilisateur en début de programme,  $T_{min}$  correspond alors à  $1/f_{max}$ .  $T_{STA}$  est la durée de la fenêtre STA. A partir de ce point d'amplitude maximale, des comparaisons avec les valeurs des points avoisinants sont effectuées afin de s'assurer qu'il s'agit bien d'un extremum local. Selon le positionnement de la fenêtre de recherche, le point maximal trouvé à l'intérieur de cette fenêtre peut en effet être situé sur la pente du pic impulsif positif ou négatif et non sur le pic lui-même. Dans ce cas, le vrai extremum est recherché. La deuxième étape consiste à rechercher le pic de signe contraire associé à cet extremum. Prenons l'exemple d'un extremum négatif. Le pic positif  $P_{pos}$  situé devant le pic négatif trouvé

$P_{neg}$  est recherché. Cette recherche se fait de proche en proche et non en recherchant l'amplitude maximale dans une fenêtre de longueur prédéterminée : le premier extremum positif est le point maximum situé sur la courbure « antiforme » d'amplitude maximale qui se trouve devant le pic minimum. Les deux extrema, négatif et positif, situés devant  $P_{pos}$  sont à leur tour cherchés. Dans le cas d'un signal résonnant de type Helmholtz, il se peut en effet que la première oscillation soit d'amplitude plus faible que la seconde. L'amplitude de ces pics est alors comparée à celle du pic positif initial  $P_{pos}$ . Si elle dépasse un certain pourcentage de l'amplitude de  $P_{pos}$ , ces deux nouveaux pics sont déclarés comme pics détectés et deviennent  $P_{pos}$  et  $P_{neg}$ . Cette vérification est itérée aux pics situés à l'avant, pendant un certain nombre d'oscillations (fixé par l'utilisateur). Cette procédure de recherche des premiers pics impulsifs positif et négatif est détaillée en annexe A. L'événement détecté est ensuite classé : il s'agit soit d'un signal de type vibration de bulle, caractérisé par un nombre d'oscillations limité (jusqu'à une demi-période), soit d'un résonateur de Helmholtz.

### 1.2.2.6 Récapitulatif des variables d'entrée pour la détection et exemples

Les choix et valeurs à renseigner en début de programme influent sur la qualité de la détection. Nous les listons ci-après :

- le mode de construction du profil STA/LTA : valeur LTA fixe ou variable. Dans le cas fixe, le ou les niveaux de décomposition en ondelettes à utiliser et les valeurs des LTA associées sont à indiquer.
- la fréquence minimale et maximale des événements impulsifs à détecter. Ces bornes de fréquence permettent de définir le ou les niveaux de décomposition en ondelettes utilisés pour analyser les données dans le cas d'une détection par LTA variable (par fenêtre glissante).
- la valeur  $n_{reso}$  permettant de définir la longueur STA, ainsi que  $n_{int}$  pour le calcul avec LTA variable.
- choix de l'application ou non des critères de forme. Dans le cas de la détection sur des données particulières, n'ayant pas la même forme que le signal acoustique habituel (on s'attend à ce que ce dernier démarre par une impulsion positive puis oscille autour de zéro), les critères de forme ne sont pas appropriés.
- Si les critères de forme sont appliqués : choix du nombre de période maximale utilisé pour rechercher l'éventuelle première impulsion et du rapport minimal requis entre les amplitudes des potentiels nouveaux pics positif et négatif et de celle du pic positif trouvé initialement.

Pour chaque détection effectuée sur les données traitées dans les chapitres suivants, les paramètres sont récapitulés dans un tableau, tel que celui présenté en tab. 1.1. Dans

Automatic detection parameters :

Wavelet decomposition with variable LTA (1) and no waveform criteria (2)						
$f_{min}$	$f_{max}$	$T_{LTA}$	$T_{STA}$	Level(s)	$f_{dec}$	Thr.
4 Hz	4 Hz	36 s	0.12 s	4	2.34–4.68 Hz	4

TABLE 1.1 – Exemple de tableau récapitulatif des paramètres utilisés pour la détection par décomposition en ondelette. L’utilisation du LTA variable ou fixe est précisé au niveau de l’entête (1). Le choix de l’application ou non des critères de forme est également indiqué (2). Les valeurs entrées par l’utilisateur sont, dans ce cas avec le choix LTA variable et sans critère de forme : les fréquences minimale et maximale des signaux à détecter, respectivement  $f_{min}$  et  $f_{max}$ , les longueurs des fenêtres LTA et STA ( $T_{LTA}$  et  $T_{STA}$ ), le ou les niveaux de décomposition en ondelette ( $Level(s)$ ), la ou les bandes de fréquence correspondantes  $f_{dec}$ , et enfin le seuil de détection ( $Thr.$ ).

le cas d’une détection avec critère de forme, les champs correspondant aux proportions maximales autorisées sont ajoutés au tableau récapitulatif. Il s’agit du rapport maximal autorisé entre le pic positif détecté et le pic négatif associé ( $P_{pos}/P_{neg}$ ); et du rapport inverse ( $P_{neg}/P_{pos}$ ), ainsi que le seuil pour définir le vrai premier pic d’une oscillation ( $First P_{pos}$ ), définit par le rapport entre le pic situé à l’avant du pic détecté et le pic détecté.

L’algorithme de détection est écrit dans un programme Matlab, *detection\_explo* qui permet de traiter en une seule fois toute une série temporelle de données.

### 1.2.2.7 Post-traitement des détections

Les détections se présentent sous la forme d’un vecteur d’indices, indiquant où se trouvent les pics positifs et négatifs associés dans le vecteur de données, ainsi que la forme des signaux correspondants. Les décompositions en ondelette et leurs profils STA/LTA sont également enregistrés (à la demande de l’utilisateur). Le programme *detection\_explo* contient des fonctionnalités supplémentaires pour s’assurer de la qualité de la détection et effectuer différents calculs à partir de ces détections :

- Visualiser les explosions détectées : permet de visualiser les décompositions en ondelettes utilisées pour la détection, les profils STA/LTA associés, et les détections. Une fenêtre glissante sur les données permet de vérifier en détail les signaux détectés ou non, avec le profil STA/LTA associé.
- Trier manuellement les détections : il est possible de rejeter les détections automatiques qui seraient mauvaises. Le vecteur corrigé est sauvegardé et peut être utilisé pour les post-traitements. Chaque signal détecté est repéré dans une fenêtre glissante sur les données, l’utilisateur choisit ou non de le conserver (par touche

clavier).

- Appliquer des critères de sélection : certaines détections peuvent être sélectionnées parmi l'ensemble des détections, suivant des critères sur l'amplitude, la forme et/ou la fréquence des signaux détectés. Les détections satisfaisant les différents critères sont sauvegardées dans une nouvelle matrice de détection. On peut par exemple séparer les détections d'amplitude inférieure à une certaine valeur des autres détections, puis effectuer les post-traitements spécifiques aux détections de faible amplitude.
- Afficher les graphes bilans : toutes les matrices de détection d'une série temporelle de données sont utilisées pour obtenir les graphes généraux. Ces graphes représentent l'évolution temporelle des caractéristiques des détections sur toute la durée de la série temporelle, sous forme de résultats bruts, mais aussi moyennés par un intervalle de temps choisi,  $\Delta t$  (par exemple, par heure :  $\Delta t = 3600s$ ). Les différents graphes concernent entre autres : le nombre de détection par  $\Delta t$ , l'amplitude positive (ainsi que négative et pic-à-pic) de chaque détection et l'amplitude moyenne par  $\Delta t$ , ainsi que la durée entre le pic positif et le pic négatif et la durée entre deux événements successifs (le temps de retour).
- Calculer les volumes de gaz. Le volume est calculé sur chaque détection, à partir de l'une des deux méthodes : par la puissance acoustique ou bien par les deux intégrations successives de la pression acoustique (méthode de *Johnson* (2003), voir partie 1.3). Les graphes généraux sur toute la période traitée, représentant l'évolution du volume de gaz de chaque détection ainsi que moyenné par intervalle de temps sont générés en fin de calcul.
- Stacker les détections. Les formes d'onde des signaux détectés sont moyennées, afin d'obtenir la forme d'onde moyenne par tranche de temps ou bien sur l'ensemble des données. Le stack est utile pour lisser des signaux qui seraient bruités et étudier les changements de forme d'onde au cours du temps.
- Stacker les spectres fréquentiels des détections. Les spectres sont calculés pour chaque événement détecté sur une fenêtre de temps comprenant le signal détecté. La longueur de la fenêtre et sa position, par rapport au premier pic impulsif, sont choisies par l'utilisateur. L'ensemble des spectres provenant des détections d'une série temporelle est ensuite moyenné. La comparaison des spectres fréquentiels d'une période à une autre permet de suivre les changements éventuels du contenu fréquentiel des événements explosifs.

Les détails de ces différentes fonctionnalités sont disponibles en annexe A.

---

Deux autres méthodes de détection sont également implémentées dans ce programme : la détection manuelle et la détection par cross-corrélation. Nous détaillons le principe de ces méthodes dans la partie suivante. Nous utilisons également un algorithme de détection développé par le CEA (Commissariat à l’Energie Atomique, département DAM-DASE), spécialement conçu pour les données de réseaux acoustiques et sismiques, dont le nombre de capteurs est au moins de trois. Cette méthode, appelée PMCC pour *Progressive Multi-Chanel Cross Correlation* détaillée dans (Cansi, 1995), est appliquée spécifiquement aux données d’Ambrym. Nous apportons des détails sur le traitement de ces données dans le chapitre suivant.

### 1.2.3 Méthodes de détection supplémentaires

#### 1.2.3.1 La détection manuelle

La méthode manuelle permet de sélectionner manuellement les événements explosifs sur une série temporelle de données, à l’aide de la souris. Les explosions sont cliquées sur une fenêtre de visualisation des données, dont la longueur temporelle est choisie en début de programme. La recherche des pulses positif et négatif associés est effectuée autour du point sélectionné manuellement. Les résultats sont formatés comme pour la détection par ondelette, ce qui permet d’effectuer tous les post-traitements décrits précédemment. La détection manuelle est privilégiée dans le cas où la détection automatique ne pourrait pas donner de bons résultats (par exemple si le contenu fréquentiel des explosions n’est pas assez bien individualisé, ou si les explosions se chevauchent). Elle permet d’obtenir rapidement les détections sur des phases d’activité de courte durée. Elle est également utilisée pour vérifier la qualité de la détection automatique, et estimer l’erreur par rapport à la méthode automatique. La détection manuelle répond cependant à des critères subjectifs et n’est pas nécessairement parfaite.

#### 1.2.3.2 La détection par intercorrélation

Une détection par intercorrélation (*cross-correlation*) est également possible. Un signal de référence est intercorrélé avec les données, une détection est déclarée si le coefficient de corrélation dépasse un certain seuil. Le signal de référence peut être construit par exemple à partir d’un stack de détections manuelles. Deux choix sont possibles : l’intercorrélation temporelle ou fréquentielle.

L’intercorrélation temporelle peut être utile pour différencier les signaux ayant la même fréquence dominante que les signaux environnants, mais une forme d’onde différente (par exemple au niveau de la coda). L’intercorrélation est une mesure de similitude entre deux signaux, elle correspond à leur produit scalaire. Elle s’exprime sous forme de coefficients

de corrélation en fonction du décalage temporel entre les deux signaux. Soit  $f(t)$  et  $g(t)$  deux signaux à énergie finie et  $\tau$  le décalage temporel, l'intercorrélation s'écrit alors dans le domaine continu :

$$C_{fg}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)g^*(t - \tau)dt \quad (1.22)$$

Dans le domaine discret, les coefficients de cross-corrélation  $C_{xs}$  du signal  $x[n]$  avec le signal de référence  $s$  se calculent par :

$$C_{xs}[k] = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} x[n]s[n - k] \quad (1.23)$$

Pour la détection des signaux géophysiques, l'offset des signaux à comparer est généralement à ôter, ce qui équivaut à utiliser les coefficients de covariance : la valeur moyenne de chaque séquence est soustraite à cette même séquence lors du calcul de cross-corrélation. Nous utilisons de plus les coefficients normalisés, de sorte que la valeur maximale des coefficients soit égale à un si les deux signaux sont identiques pour un décalage nul. Plus le coefficient est proche de un, plus les signaux comparés se ressemblent. Une fenêtre glissante, de même longueur que le signal de référence, est déplacée sur les données avec un pas de temps plus petit que la fenêtre d'analyse (nous avons choisi un recouvrement correspondant à 1/3 de la longueur du signal de référence, soit à environ 67%). Les coefficients sont calculés à chaque pas, entre les données contenues dans la fenêtre et le signal-type. La position correspondant au coefficient maximum est recherchée, puis les coefficients sont à nouveau calculés entre le signal de référence et la partie des données débutant au décalage lié au coefficient maximum. Ce double calcul permet de ne pas sous-estimer la mesure de similitude dans le cas où le signal recherché serait tronqué par la fenêtre d'analyse. Si la valeur maximale des coefficients dépasse la valeur seuil, un événement est potentiellement à détecter à partir du décalage associé au coefficient maximum. Le pic d'amplitude absolue maximum est recherché puis les tests de critères de forme sont appliqués (si demandés par l'utilisateur). Le calcul d'intercorrélation est ensuite à nouveau effectué sur la fenêtre suivante.

L'intercorrélation peut également se faire dans le domaine fréquentiel, il s'agit plus précisément du calcul de la cohérence. Les coefficients de ce calcul sont fonction de la fréquence et indiquent la similitude des deux signaux dans le domaine fréquentiel. Les densités spectrales de puissance sont utilisées, elles correspondent au module des coefficients de Fourier au carré, divisé par le temps d'intégration. Elles peuvent aussi se calculer par la transformée de Fourier des coefficients de cross-corrélation (théorème de Wiener-Khintchine). Les coefficients se calculent alors par :

$$C_{xs}(f) = \frac{|P_{xs}(f)|^2}{P_{xx}(f)P_{ss}(f)} \quad (1.24)$$

avec  $f$  la fréquence et  $P$  la densité spectrale de puissance.  $P_{xs}$  est par exemple la densité spectrale obtenue à partir de l'intercorrélation de  $x$  avec le signal de référence  $s$ . La détection à partir de la cohérence est basée sur la même procédure que pour l'intercorrélation temporelle.

Le choix du signal de référence et celui du seuil influent sur le nombre et la qualité des détections. Si on ne prend par exemple qu'une partie du signal impulsif, resserrée sur la première oscillation, la détection sera sensible à toutes les impulsions qui lui ressemblent, sans se préoccuper de la coda.

Signalons que les méthodes par cross-corrélation et par ondelette peuvent être utilisées pour détecter et supprimer des signaux « parasites », tels que des pics électroniques.

### 1.2.4 Exemples de détection par l'algorithme basé sur la décomposition en ondelette

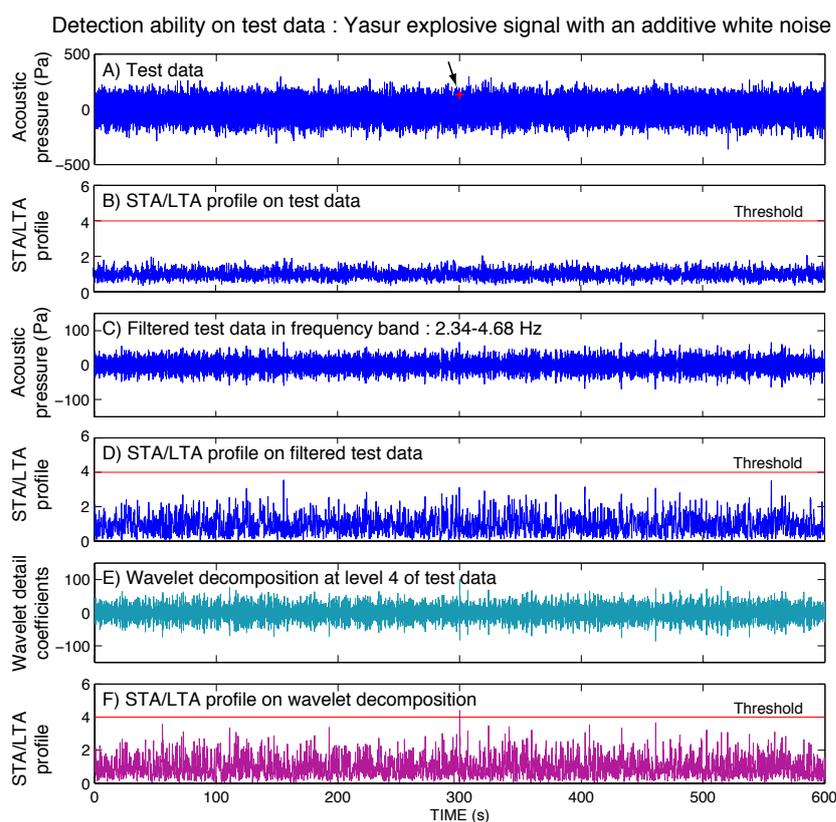


FIGURE 1.14 – Test de l'algorithme de détection par la décomposition en ondelette, sur un signal placé dans du bruit exagérément élevé (repéré par la flèche sur le graphe des données en A). La décomposition dans le niveau correspondant au signal explosif (niveau 4) en (E), permet de déclencher une détection au niveau du profil STA/LTA correspondant avec un seuil de 4 (F).

Pour tester la capacité de la méthode par décomposition en ondelette, à détecter les si-

gnaux transitoires caractérisés par une fréquence particulière, du bruit blanc est ajouté de part et d'autre d'une explosion enregistrée par une station équipée d'un microbaromètre, à 500 m du cratère actif du volcan Yasur (fig. 1.14-A). La fréquence d'échantillonnage est de 75 Hz. L'explosion atteint 150 Pa et a une fréquence de 3 Hz. Le bruit blanc consiste en un vecteur de valeurs aléatoires comprises entre 0 et 400, multiplié par le bruit inter-explosif. Le profil STA/LTA est réalisé sur les données brutes (fig. 1.14-A et B), sur les données filtrées entre 2.34 et 4.68 Hz, par le filtre passe-bande Butterworth d'ordre 3 (fig. 1.14-C et D), ainsi que sur la décomposition en coefficient de détail de niveau 4, correspondant à la bande 2.34–4.68 Hz (fig. 1.14-E et F). Le profil STA/LTA calculé sur le signal décomposé en ondelette est le seul permettant de localiser l'explosion basse-fréquence du Yasur parmi le bruit, avec un seuil de 4. Un seuil plus faible permet de repérer l'explosion sur le profil calculé sur les données filtrées (fig. 1.14-D), mais induirait également de fausses détections.

La détection a par exemple été réalisée sur les données du Shishaldin de l'éruption d'Avril 1999, enregistrées à 6.5 km de l'événement actif à l'aide d'une station microbarométrique échantillonnant à 100 Hz (fig. 1.15). Ces données ont été préalablement filtrées entre 0.1 et 10 Hz. Les signaux impulsifs ont une fréquence d'environ 1 Hz. Le niveau de décomposition par l'ondelette db5 permettant d'augmenter le mieux le rapport signal sur bruit est le niveau 6, sensible aux fréquences comprises dans la bande 0.78–1.56 Hz. L'ensemble des paramètres de détection est reporté dans le tableau 1.2.

La fenêtre LTA a été fixée, et vaut la totalité du vecteur de données d'une durée de 4 h.

Automatic detection parameters :

Wavelet decomposition with fixed LTA and waveform criteria

$f_{min}$	$f_{max}$	LTA	$T_{STA}$	Level	$f_{dec}$	Thr.	$P_{pos}/P_{neg}$	$P_{neg}/P_{pos}$	First $P_{pos}$
1 Hz	1 Hz	0.281	0.5 s	6	0.78–1.56 Hz	3	4	10	0.8

TABLE 1.2 – Paramètres de détection automatique basée sur la décomposition en ondelette appliquée aux données acoustiques du Shishaldin d'Avril 1999.

La valeur moyenne de la décomposition en ondelette de niveau 6 des données est de 0.281. Les valeurs STA correspondent aux moyennes des coefficients de détail mis en valeur absolue et calculées sur une fenêtre glissante sans recouvrement, de 0.5 s. Ces paramètres ont permis de détecter 389 signaux impulsifs sur les 4 h de données en considérant un seuil de détection de 3. Un exemple de profil STA/LTA réalisé avec une fenêtre glissante de moyennage LTA d'une longueur de 20 s (40 fois celle de STA) est également montré (fig. 1.15-b4). Le choix du LTA fixe permet de mieux détecter les signaux impulsifs successifs et séparés par un court intervalle temporel.

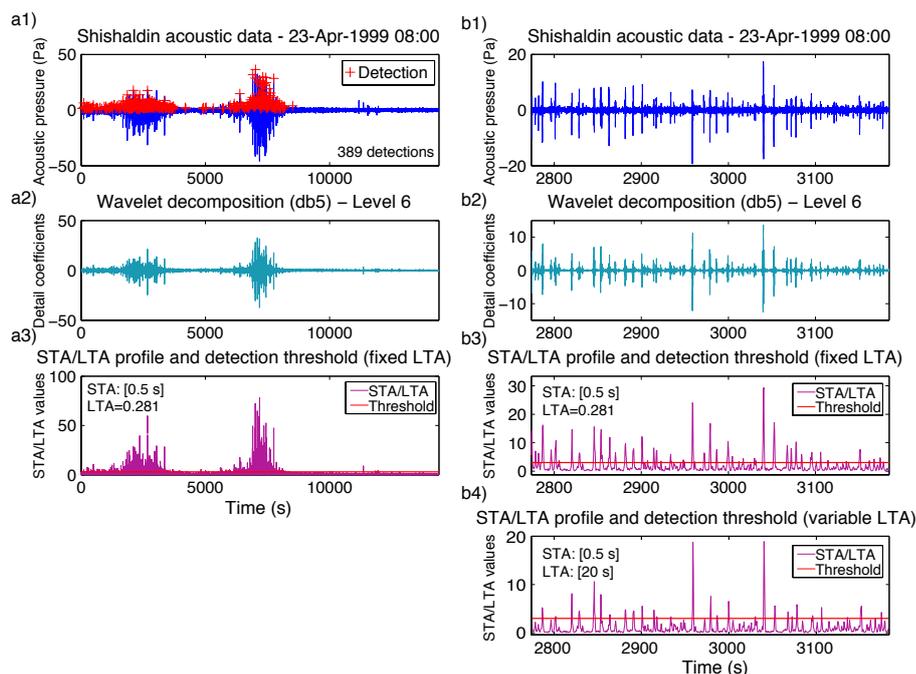


FIGURE 1.15 – Exemple de détection automatique sur les données du Shishaldin. Les signaux impulsifs des détections trouvées par la méthode automatique basée sur la décomposition en ondelette sont signalés par une croix, placée au niveau de la valeur d’amplitude maximum de l’impulsion positive détectée, sur les données acoustiques (a1). Le nombre de détection est de 389, soit 105% comparé au nombre trouvé de façon manuel. (a2) Version des données obtenue par décomposition en ondelette de niveau 6. (a3) Profil STA/LTA calculé avec une valeur de LTA prédéterminée. (b1) Agrandissement sur une partie des données, (b2) coefficient de détail de niveau 6 correspondant, et (b3) profil STA/LTA avec LTA fixe. (b4) Pour comparaison est montré le profil STA/LTA calculé avec un LTA variable, calculé sur une fenêtre glissante d’une longueur de 20 s. Certains pics de profil ne dépassent pas le seuil ou ont une valeur inférieure par rapports aux pics associés calculés avec LTA fixe (b3).

### 1.3 Calcul du volume de gaz à partir des données acoustiques

Comme énumérés en introduction, quatre modèles différents sont proposés dans la littérature pour calculer le volume de gaz à partir des signaux acoustiques. Le premier modèle est celui de Woulff et McGetchin, qui ont établi une relation entre puissance acoustique et vitesse du gaz en fonction de la nature de la source acoustique (*Woulff and McGetchin, 1976*). Ce modèle n’est pas basé sur la forme d’onde du signal acoustique mais uniquement sur l’énergie associée, contrairement aux trois autres modèles. Ces derniers permettent de modéliser des formes d’onde acoustique particulières. Ces modèles sont présentés en détail dans cette partie, ce qui permet en outre de se familia-

riser avec les sources possibles des signaux acoustiques d'origine volcanique. Des informations complémentaires concernant l'implémentation de ces différents modèles dans les programmes numériques de traitement des données acoustiques développés au cours de cette thèse sont également apportées.

### 1.3.1 Estimation du volume de gaz à partir de la puissance acoustique

La puissance acoustique totale émise dans une demi-sphère de rayon  $r$  et radiée pendant un temps  $\tau$  est égale à :

$$\Pi = \frac{\pi r_{vent}^2}{\rho_{air} c^3 \tau} \int_0^\tau |p_{ac} - p_{air}|^2 dt \quad (1.25)$$

avec  $r_{vent}$  la distance à la source (m),  $\rho_{air}$  la densité de l'air ( $\text{kg m}^{-3}$ ).  $c$  est la vitesse du son ( $\text{m s}^{-1}$ ), égale pour l'atmosphère à  $\sqrt{\gamma RT}$ , avec  $\gamma = c_p/c_v$ , le rapport des capacités thermiques massiques à pression constante ( $c_p$ ) et à volume constant ( $c_v$ ).  $R$  est la constante spécifique du gaz et  $T$  la température (*Ford, 1970*). Pour l'air :  $\gamma = 1.4$  et  $R = 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ .  $p_{ac} - p_{air}$  représente l'excès de pression en Pascal (Pa), égal à la différence entre la pression acoustique  $p_{ac}$  et la pression atmosphérique  $p_{air}$ . *Woulff et Mc-Getchin (1976)* proposent d'utiliser la puissance acoustique pour calculer la vitesse du gaz émis pendant les éruptions volcaniques. Ils définissent des relations sous forme de lois de puissance ( $\Pi \propto U^n$  avec  $U$  la vitesse du gaz) en fonction de la nature de la source sonore. Ces relations sont établies en partant des équations de Navier-Stokes, approximées selon le type de source sonore, puis en effectuant une analyse aux dimensions. La source sonore peut être un monopôle, un dipôle, un quadripôle, ou bien une combinaison de ces sources :

- la source monopolaire radie de façon isotrope, elle correspond à une variation de flux de masse sans force extérieure appliquée, ou à une variation de contrainte associé à l'écoulement. Il s'agit de la forme de radiation acoustique la plus efficace. Un exemple de ce type de source peut être une sphère pulsante, c'est-à-dire qui se dilate puis se contracte de façon alternative. Dans une atmosphère uniforme, cette source génère des ondes acoustiques se propageant en phase et dessinant un champ de pression sphérique. L'excès de pression est identique pour tous points situés à la même distance radiale  $r$  de la source. Son amplitude s'atténue par ailleurs en  $1/r$ . Dans la pratique, une source sonore dont la dimension est beaucoup plus petite que la longueur d'onde du son radié peut être considérée comme un monopôle. En ce qui concerne le son produit par les éruptions, ce type de source peut être généré par les explosions ou les blasts. *Vergniolle and Brandeis (1994)* ont également montré qu'une explosion strombolienne constituait une source monopôle de forte intensité

due à l'oscillation de la bulle de gaz proche de l'éclatement, lors de son arrivée en surface.

- le dipôle se forme lorsqu'un champ de force externe est présent. L'interaction du jet de gaz avec les parois solides de l'évent, ou bien celle de particules solides transportées dans l'écoulement de gaz produisent une source dipolaire, une force étant produite par la surface de la paroi ou des fragments solides, en réponse à celle exercée par le jet. Les fumerolles sont un bon exemple de dipôle. *Woulff and McGetchin* (1976) ont ainsi montré que le son des fumerolles de l'Acatenango (Guatemala) était majoritairement dipolaire. La source dipolaire peut être modélisée par deux monopôles suffisamment proches l'un de l'autre comparé à la longueur d'onde générée, et vibrant en opposition de phases. Le champ de pression rayonné, qui correspond à la somme des pressions émises par les deux monopôles, n'est alors pas isotrope comme pour le monopôle seul. A une distance  $r$  du centre du segment reliant les deux sources monopolaires, il dépend de l'angle indiquant la direction par rapport à la perpendiculaire au segment. Le champ s'annule en particulier dans la direction perpendiculaire au segment. L'amplitude des ondes acoustiques radiées par la source dipolaire s'atténue en  $1/r^2$  en champ proche (c'est-à-dire à une distance inférieure à la longueur d'onde). L'amplitude décroît donc plus rapidement que celle des ondes générées par un monopôle. En champ lointain (à une distance supérieure à la longueur d'onde), l'excès de pression devient proportionnel à  $1/r$ .
- le quadripôle est produit dans l'écoulement lorsque le flux de gaz est constant et qu'il n'y a pas de force externe appliquée. Ce sont les fluctuations de contraintes internes qui génèrent les ondes acoustiques. Un jet de gaz à haute vitesse peut produire ce type de source, causée par la turbulence à l'intérieur du jet.

Le cas du monopôle correspond avec le type de source acoustique généré par les éruptions basaltiques que nous étudions. Le signal acoustique monopolaire est généré par l'arrivée de la poche de gaz en surface. La relation de Woulff et McGetchin correspondante est :

$$\Pi_m = K_m \frac{\rho_{air} S U^4}{c} \quad (1.26)$$

avec  $S = 4\pi R_b^2$  la surface de la source sphérique de rayon  $R_b$ .  $K_m$  est une constante de proportionnalité empirique. *Vergniolle et al.* (2004) ont montré que sa valeur était égale à 1. Dans le cas de nos signaux impulsifs, le rayon correspond à celui de la bulle de gaz proche de l'éclatement. Il peut généralement être approximé par le rayon du conduit pour les explosions stromboliennes. La puissance acoustique associée à la source est calculée en utilisant l'équation 1.25, c'est-à-dire en intégrant l'excès de pression correspondant mesuré sur les données acoustiques. La vitesse est déduite de la relation 1.26, ce qui permet d'estimer le volume de gaz :  $Vol_g = \pi R_b^2 \tau U$ , avec  $\tau$  la durée de la source.

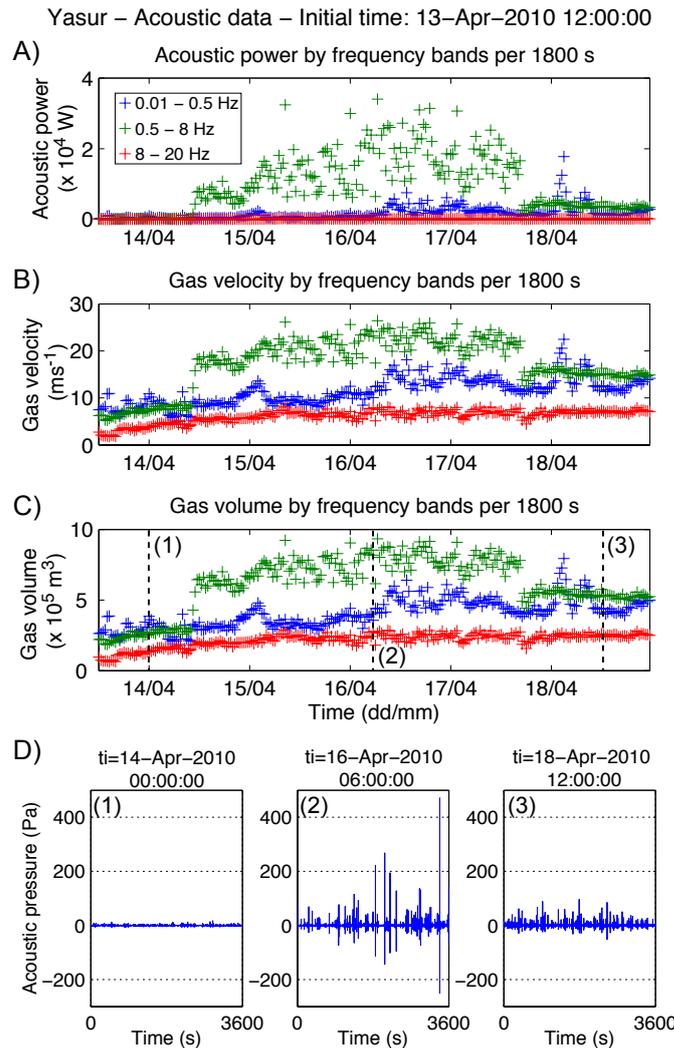


FIGURE 1.16 – Résultat d’un calcul de volume de gaz par la puissance acoustique. La puissance a été calculée par bandes de fréquence (0.01–0.5 Hz, 0.5–8 Hz et 8–20 Hz), et par tranches de 30 minutes sur les données acoustiques provenant de la station du Yasur (Vanuatu). Cette dernière est située à 500 m des bouches volcaniques en activité strombolienne. La bande 0.5–8 Hz est principalement liée au dégazage volcanique actif. La période montrée commence le 13/04/2010 à 12: 00 et dure 5 jours et demi. (A) Sur la puissance acoustique, on peut définir trois périodes : (1) puissance acoustique particulièrement faible dans les trois bandes du 13/04 12: 00 au 14/04 10: 00; (2) forte augmentation de la bande intermédiaire 0.5–8 Hz du 13/04 12: 00 au 17/04 18:00; (3) niveaux faibles des trois bandes de fréquence mais les valeurs de puissance de la bande 0.5–8 Hz sont plus élevées qu’en période 1. (B) Vitesse de gaz calculée à partir de la puissance acoustique. (C) Volume de gaz associé. Les trois lignes verticales en pointillés désignent la localisation temporelle des échantillons de données présentés en D. (D) Une heure de données acoustiques est représentée pour chacune des 3 périodes : (1) les données comportent peu d’explosions et l’amplitude est très faible; (2) le nombre et l’amplitude des explosions augmentent ; (3) le nombre d’événements impulsifs n’a pas diminué par rapport à (2) mais leur amplitude s’est réduite.

La figure 1.16 illustre comment le calcul du volume de gaz par la puissance acoustique permet de suivre l'activité volcanique. La puissance acoustique est calculée par bandes de fréquence à partir des données acoustiques enregistrées au Yasur (Vanuatu). L'énergie acoustique par bandes de fréquence est obtenue à partir de la transformée de Fourier de la pression acoustique, puis intégrée dans l'équation 1.25. Le signal inter-explosif et explosif est pris en compte dans le calcul. Néanmoins, l'évolution du volume de gaz dans la bande de fréquence des signaux explosifs permet de suivre les variations de l'activité en ce qui concerne le nombre d'explosions et l'amplitude associée. Le découpage par bandes de fréquence plus étroites de la puissance acoustique et du volume de gaz peut également permettre d'identifier les éventuels changements de composition fréquentielle des signaux acoustiques sur de longues séries temporelles de données. Ces changements peuvent être le résultat d'une modification de la géométrie de la source, de l'apparition d'un nouvel événement éruptif ou encore d'une variation du style éruptif causé par une modification des conditions internes (flux de gaz).

Le volume de gaz peut également être calculé sur chaque signal acoustique.

Les sources d'erreur de l'estimation de la vitesse à partir de la puissance acoustique sont, comme pour tous les modèles présentés dans ce chapitre, d'autant plus faibles que le signal enregistré reflète correctement celui généré réellement par la source. Les réflexions et absorptions de l'énergie acoustique, la distortion du signal par l'instrument et la station d'acquisition, ainsi que par le vent et d'autres effets de propagation à proximité de la source et la présence de sources secondaires, sont des exemples de sources d'erreurs.

Les volumes de gaz calculés à partir de la puissance acoustique sur les signaux des données de cette thèse sont par ailleurs effectués avec l'approximation monopolaire uniquement. Ces signaux peuvent néanmoins comprendre une composante dipolaire de faible intensité. *Johnson et al.* (2008), en étudiant en détail le champ de pression acoustique radié lors des explosions des bulles de gaz du lac de lave de l'Erebus (Antartique), ont constaté la présence d'une composante de nature dipolaire dans les signaux acoustiques générés. Cette composante a été associée à une directivité du jet de gaz s'échappant de la bulle. Dans le cas du dipôle, la relation de *Woulff and McGetchin* (1976) lie la puissance à la vitesse à la puissance 6. Étudier en détail la nature de la source nécessite une étude plus précise à l'aide d'une instrumentation plus conséquente disposée autour de la source.

### 1.3.2 La méthode de Johnson (*Johnson, 2003*)

Pour une source monopolaire, l'excès de pression en fonction du temps est proportionnel à la variation du flux de masse, comme décrit par l'équation de Lighthill (*Lighthill,*

1978) :

$$p(t) = \frac{1}{4\pi r_{vent}} \frac{dq(t - r/c)}{dt} \quad (1.27)$$

avec  $p(t) = p_{ac} - p_{air}$  l'excès de pression,  $r$  la distance à la source et  $q$  le flux de masse à la source en  $\text{kg s}^{-1}$ . Dans le cas d'une source monopolaire hémisphérique, le facteur  $1/4$  devient  $1/2$ . Le flux de masse  $Q_T$  associé à la source de durée  $T$  se calcule en intégrant l'excès de pression :

$$Q_T = 2\pi r \int_0^T p(t) dt \quad (1.28)$$

La masse  $M_T$  associée à ce flux  $Q_T$  correspond au flux de masse cumulé, obtenu en intégrant ce flux de masse :

$$M_T = \int_0^T 2\pi r \int_0^T p(t) dt d\tau \quad (1.29)$$

*Johnson* (2003) estime ainsi la masse de gaz sortie à la source en effectuant deux intégrations successives du signal acoustique impulsif. Les hypothèses pour obtenir une estimation correcte de la masse à partir du signal acoustique sont :

- une réponse instrumentale négligeable : il s'agit d'une hypothèse valable pour les capteurs ayant une réponse plate dans les infrasons (ce qui est généralement le cas pour les microbaromètres) ;
- des effets de propagation négligeables. Dans le milieu atmosphérique, la propagation des ondes acoustiques est en effet peu perturbée, d'autant plus si le capteur est en vue direct de la source, c'est-à-dire des événements actifs.
- les variations de pression atmosphérique et le bruit causé par le vent sont négligeables : on suppose ainsi que l'amplitude du signal reçu au niveau du capteur permet de retrouver correctement celle de la source ;
- la source est assimilable à un point fixe à l'événement. Cette hypothèse convient dans le cas des explosions de faible dimension par rapport à la longueur d'onde générée. Les explosions stromboliennes produisent des signaux impulsifs de fréquence généralement inférieure à 10 Hz, ce qui équivaut à une longueur d'onde de 34 m. La taille des conduits est bien souvent inférieure à cette valeur, il faudra néanmoins le vérifier selon les éruptions étudiées.
- les perturbations de pression sont suffisamment faibles pour qu'une relation linéaire soit conservée entre l'excès de pression, la vitesse et le déplacement des particules.

En considérant un flux de masse en fonction du temps de la forme  $1/(t^2 + \tau^2)$  (*Lighthill*, 1978), on obtient le signal acoustique synthétique à partir de l'équation 1.27. Ce flux de masse correspond à un pulse positif (fig. 1.17) : il atteint rapidement sa valeur maximale puis il diminue tout aussi rapidement. La masse cumulée correspond à une injection rapide

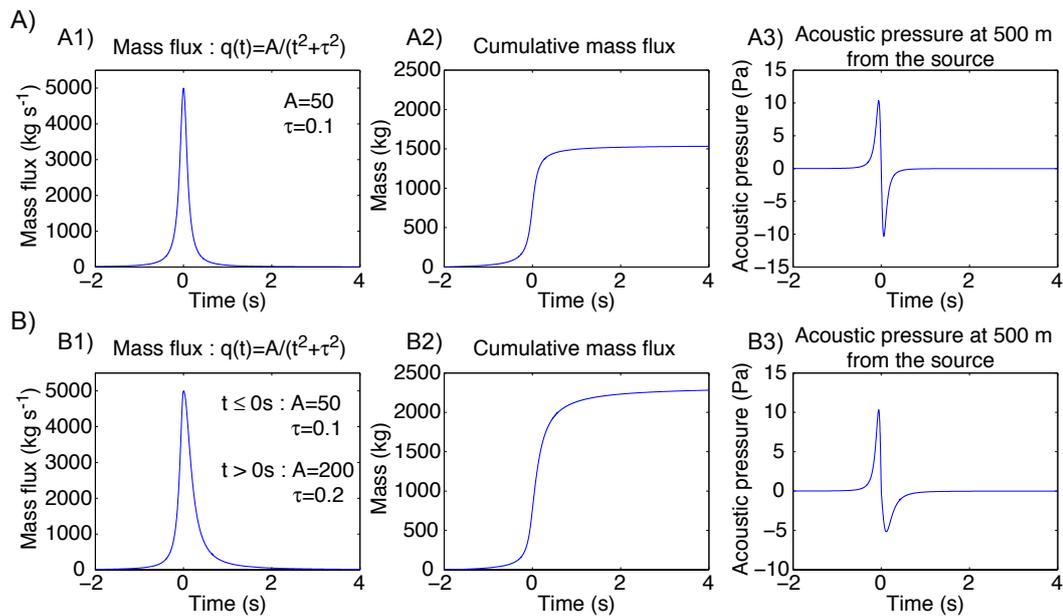


FIGURE 1.17 – Flux de masse et onde de pression acoustique associée. (A1) Flux de masse choisi tel que la valeur maximale du flux soit atteinte rapidement de  $t \leq 0$  s à  $t = 0$  s, puis diminue tout aussi rapidement pour  $t \geq 0$  s. (A2) Flux de masse cumulé et (A3) onde de pression acoustique, obtenus à partir du flux de masse (A1). L'augmentation du flux de masse jusqu'à  $t = 0$  s produit la partie positive de l'onde de pression acoustique (compression de l'air), tandis que la diminution du flux de masse après le temps  $t = 0$  s est associée au pic négatif de l'onde. Les flux de masse, masse et pression acoustique associées sont présentées pour un temps de relaxation  $\tau$  plus important pour  $t \leq 0$  s en B1, B2 et B3 respectivement. La masse totale émise est par conséquent plus importante et l'amplitude du pic négatif de l'oscillation acoustique est plus faible que celle du pic positif.

de masse au niveau de la source. Le signal acoustique généré par cette source a la forme d'un pic impulsif positif suivi par un pic négatif de même amplitude absolue. Cette forme se rapproche de celle de nos signaux acoustiques volcaniques (fig. 1.1). En supposant un temps de relaxation  $\tau$  plus élevé pour modéliser la décroissance du flux, l'onde synthétique devient moins symétrique.

Nous préférons exprimer la masse sous forme de volume cumulé :

$$Vol_g(t) = \int_0^T \frac{2\pi r}{\rho_{air}} \int_0^T p(t) dt d\tau \quad (1.30)$$

avec  $\rho_{air}$  la masse volumique de l'atmosphère ( $1.21 \text{ kg m}^{-3}$ ). Nous obtenons ainsi le volume de gaz au temps  $t$  à partir du signal impulsif explosif.

Le calcul du volume de gaz sur un échantillon de signaux acoustiques est présenté en figure 1.18. Ces échantillons correspondent à quatre signaux enregistrés par un matériel adéquat à proximité de différents actifs : (a) au Stromboli en 1992 à 250 m de l'événement actif

(*Vergniolle et al.*, 1996); (b) à l'Etna durant une phase strombolienne du 4 Juil. 2001, à 950 m de l'évent actif (*Vergniolle and Ripepe*, 2008); (c) au Shishaldin à 6.5 km du cratère au cours de la phase d'activité strombolienne d'Avr. 1999 (*Vergniolle et al.*, 2004) et (d) au Yasur à environ 500 m des événements actifs (voir chapitre 4). Chacun de ces signaux a été généré par une explosion strombolienne.

La valeur du volume de gaz obtenue par cette méthode est fortement dépendante de la durée d'intégration. Le choix de la borne supérieure de la fenêtre d'intégration devrait correspondre avec la valeur maximale de volume de gaz cumulé. Le degré de symétrie entre la partie positive et la partie négative du pulse de pression acoustique généré influe sur la localisation de cette dernière (fig. 1.18). Le problème du choix de la fenêtre se pose d'autant plus d'un point de vue pratique, pour l'automatisation du calcul du volume de gaz par cette méthode. La localisation de la partie du pulse de pression acoustique qui est à associer avec le pulse de flux de gaz n'est pas toujours triviale. Les signaux impulsifs peuvent en effet avoir une forme plus compliquée au niveau de la partie négative du pulse, du fait de l'apparition de sources acoustiques secondaires liées à l'explosion strombolienne. Ces sources peuvent être par exemple : l'onde causée par le mouvement du fond de la bulle après son éclatement, la composante dipolaire générée par le jet de gaz, ou encore l'onde de drainage de la lave le long de la paroi du conduit après libération du gaz. Nous rencontrerons plusieurs formes d'ondes avec une partie négative complexe dans les chapitres suivants.

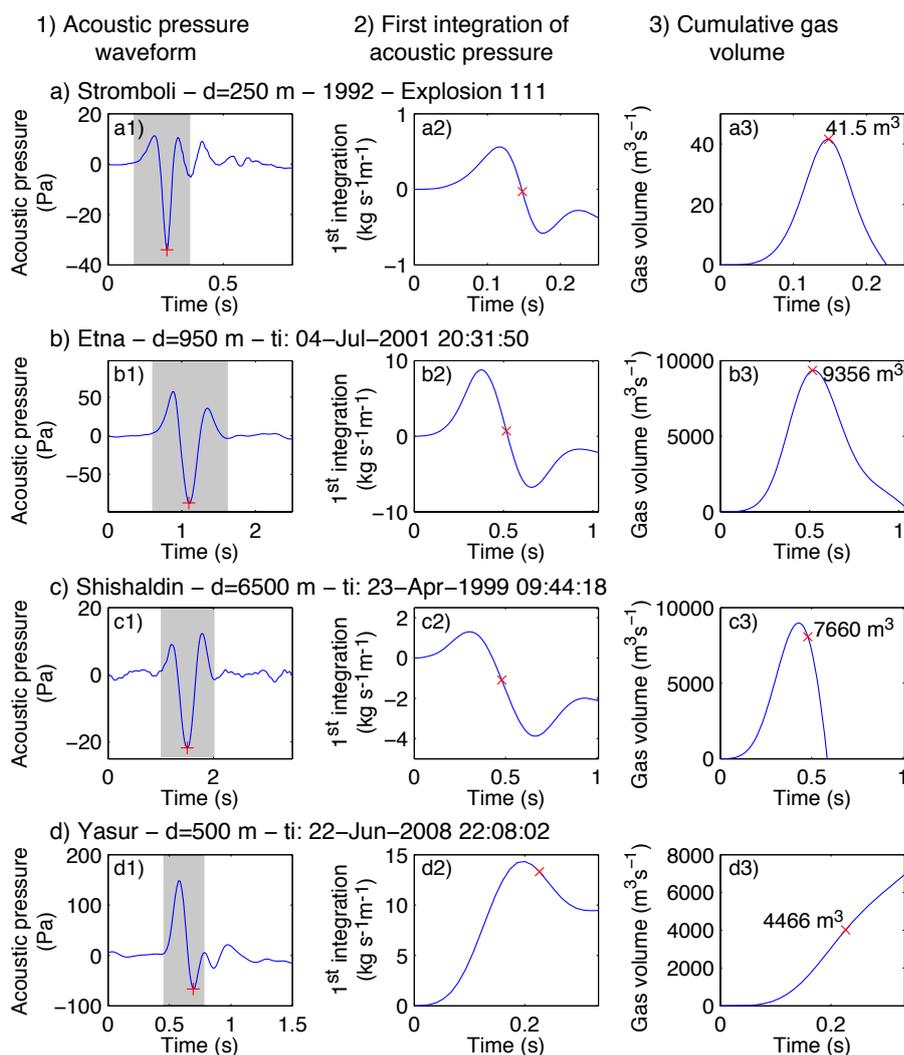


FIGURE 1.18 – Calcul du volume de gaz à partir de la méthode de *Johnson* (2003) sur quatre exemples de signaux acoustiques, chacun généré par une explosion strombolienne. En colonne (1) sont représentées les formes d’onde acoustique. La fenêtre d’intégration est signalée par le rectangle grisé et le point correspondant à l’amplitude négative maximale est signalé par une croix. (2) Première intégration de la pression acoustique effectuée sur la fenêtre indiquée en (1). La valeur est homogène au flux de masse divisé par la distance à la source  $r$ . (3) Volume de gaz cumulé. Le premier exemple est un signal infrasonore du Stromboli (a). Le volume de gaz maximal ( $41.5 \text{ m}^3$ ) est atteint au niveau de l’amplitude minimale du pic négatif (a3). Il en est de même pour les deux exemples qui suivent : (b) signal acoustique de l’Etna, avec un volume maximal de  $9356 \text{ m}^3$  et (c) signal du Shishaldin dont le pic négatif est associé à un volume de  $7660 \text{ m}^3$  proche de la valeur maximale. La particularité de ces trois signaux est qu’ils sont dissymétriques, l’amplitude du pic négatif étant au moins deux fois plus forte que celle du pic positif. (d) Signal du Yasur, où à l’inverse l’amplitude du pic positif du pulse de pression est plus de deux fois plus forte que celle du pic négatif. Dans ce cas, le volume maximal n’est ni atteint au niveau du pic négatif, ni à la fin de la première oscillation.

### 1.3.3 Le modèle de vibration de bulle

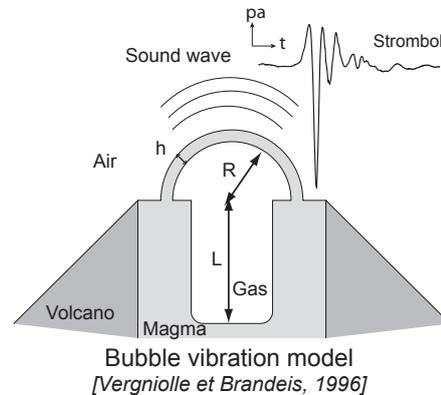


FIGURE 1.19 – Modèle de vibration de bulle (Vergniolle and Brandeis, 1996). L’onde acoustique est générée par la vibration de la membrane de magma de la bulle à son arrivée au sommet de la colonne magmatique. Ce modèle a été utilisé pour modéliser les signaux acoustiques du Stromboli tel que celui présenté sur la figure (explosion 111 des données de 1992).

Dans ce modèle proposé par Vergniolle and Brandeis (1996), le signal acoustique de l’explosion strombolienne est généré par la vibration de la bulle surpressurisée au contact avec l’atmosphère, avant qu’elle n’éclate. La source sonore correspond à la fine membrane de magma qui recouvre la bulle et qui oscille. Le modèle combine les équations permettant de décrire les mouvements de cette vibration et sa propagation dans le milieu atmosphérique sous forme d’onde acoustique. Le meilleur ajustement entre l’onde synthétique du modèle et le signal acoustique des données donne accès au volume de gaz et à la surpression de la bulle.

La bulle de gaz est formée par la coalescence d’une couche de mousse en profondeur, puis remonte dans le conduit. Elle est initialement surpressurisée par le relâchement brutal de la tension de surface qui se produit lors de la coalescence des nombreuses petites bulles constituant la mousse (Jaupart and Vergniolle, 1989). Du fait de la viscosité importante du liquide magmatique, la pression interne de la bulle surpressurisée, qui est en mouvement ascendant le long du conduit, n’a pas le temps de s’équilibrer avec le champ de pression externe qui décroît au cours de la montée. En arrivant au toit de la colonne de magma au niveau de la surface libre, cet excès de pression produit des oscillations volumétriques.

La bulle de gaz est modélisée par une tête hémisphérique de rayon  $R$  avec une queue cylindrique de longueur  $L$ , dont les dimensions sont celles d’un écoulement slug tel que défini dans Wallis (1969) (fig. 1.19). Le volume d’une telle bulle s’écrit :

$$V_b = \frac{2\pi R^3}{3} + \pi R_0^2 L \quad (1.31)$$

où  $R_0$  est le rayon initial de la bulle.

En arrivant au toit de la colonne de magma, l’inertie fait que la bulle dépasse son rayon

d'équilibre tandis que la compressibilité du gaz agit comme une force de rappel. Les mouvements de la partie cylindrique étant supposés nuls, les oscillations induites sont concentrées au niveau de la tête hémisphérique. L'interface gaz magmatique - atmosphère correspond à un film de magma d'épaisseur  $h$ . La géométrie sphérique de la tête de la bulle est conservée lorsqu'elle oscille, avec un rayon  $R$  proche de celui du conduit. Le volume du film de magma est conservé au cours du temps, il s'étire et se contracte selon les variations du rayon de la bulle :

$$R^2 h = R_{eq}^2 h_{eq} \quad (1.32)$$

avec  $R_{eq}$  et  $h_{eq}$ , respectivement le rayon de la bulle et l'épaisseur de la couche de magma à l'équilibre.

Pour modéliser les oscillations, on fait l'hypothèse que la bulle, initialement à l'équilibre à l'interface air-magma est brusquement surpressurisée de  $\Delta P$ . En réponse à cette surpression, la bulle se met à osciller autour de son rayon d'équilibre. Le rayon de la bulle  $R$  en fonction de la perturbation  $\epsilon$  autour de son rayon d'équilibre s'écrit :

$$R = R_{eq}(1 + \epsilon) \quad (1.33)$$

Le rayon à l'équilibre  $R_{eq}$  peut s'écrire en utilisant la loi adiabatique reliant la pression et le volume de la bulle :

$$R_{eq} = \left(\frac{3}{2}\right)^{\frac{1}{3}} \left[ \left( \frac{2R_0^3}{3} + R_0^2 L \right) \left( 1 + \frac{\Delta P}{p_{air}} \right)^{\frac{1}{\gamma}} - R_0^2 L \right]^{\frac{1}{3}} \quad (1.34)$$

avec  $\gamma$  la constante adiabatique égale au rapport des chaleurs spécifiques, qui vaut 1.1 pour les gaz chauds (*Lighthill*, 1978). Le mouvement de la bulle est rendu possible grâce à l'échange entre l'énergie cinétique de la tête hémisphérique et l'énergie potentielle du gaz. L'équation correspondante de vibration de la bulle s'écrit :

$$\ddot{\epsilon} + \left( \frac{12\mu}{\rho_{liq} R_{eq}^2} \right) \dot{\epsilon} + \frac{p_{air}}{\rho_{liq} R_{eq} h_{eq}} \left[ 1 - \left( \frac{V_{eq}}{V_b} \right)^\gamma \right] (1 + \epsilon)^2 = 0 \quad (1.35)$$

où le volume de gaz  $V_b$  est aussi une fonction de  $\epsilon$  et de  $L$ . Deux conditions initiales sont nécessaires pour résoudre cette équation. La première concerne l'accélération radiale initiale  $\ddot{\epsilon}_0$ . Elle dépend de la force initiale appliquée sur la couche de magma, qui est directement liée à la surpression  $\Delta P$  :

$$\ddot{\epsilon}_0 = \frac{\Delta P R_0^2}{\rho_{liq} R_{eq}^3 h_{eq}} \quad (1.36)$$

La seconde condition initiale porte sur la valeur de la perturbation initiale  $\epsilon_0$  :

$$\epsilon_0 = \frac{R_0}{R_{eq} - 1} \quad (1.37)$$

L'équation différentielle gouvernant l'oscillation du film de magma peut ainsi être résolue. Ces oscillations radiales que décrit  $\epsilon$ , sont ensuite reliées au son généré dans l'atmosphère. La vibration de la membrane de magma est assimilée à un monopole. En utilisant l'équation de *Lighthill* (1978), et en exprimant le flux de gaz en fonction de la variation du volume de gaz, l'excès de pression acoustique en fonction du rayon  $R$  au temps  $t$  s'écrit :

$$p_{ac} - p_{air} = \frac{d^2}{dt^2} \left[ \frac{4\pi R^3(t - r/c)}{6} \right] \frac{\rho_{air}}{2\pi r} \quad (1.38)$$

où  $\rho_{air}$  est la densité de l'air,  $r$  la distance événement-microphone et  $c$  la vitesse du son dans l'air.

L'onde acoustique synthétique correspondante (fig. 1.20D) a une forme très ressemblante avec celle des signaux explosifs de Stromboli (*Vergniolle and Brandeis*, 1996) ou de Shishaldin (*Vergniolle et al.*, 2004). L'équation différentielle 1.35 est résolue numériquement par la méthode de Runge-Kutta d'ordre 3, appelée également méthode de Bogacki-Shampine.

Les paramètres ajustables du modèle sont nombreux :  $R_0$ ,  $\Delta P$ ,  $L$ ,  $h_{eq}$ ,  $\mu$  et  $\rho_{liq}$ . Certaines valeurs de ces paramètres peuvent être fixées. La viscosité  $\mu$  et la densité du liquide  $\rho_{liq}$  sont estimées à partir des considérations compositionnelles et des éventuelles études géochimiques. La viscosité intervient sur l'amortissement de l'oscillation. Le rayon initial et l'épaisseur du film de magma sont approximés à partir des observations de terrain. La valeur du rayon initial  $R_0$  est en effet prise comme celle du rayon du conduit, et celle de l'épaisseur du film de magma comme la taille moyenne des pyroclastes éjectés lors de l'explosion. La membrane de magma est en effet fragmentée par le gaz au moment de l'explosion, et les éjectas correspondant sont expulsés selon une trajectoire parabolique qui les dépose autour de l'événement. Par exemple, pour Stromboli *Vergniolle and Brandeis* (1996) ont choisi  $R_0 = 0.7$  m et  $h_{eq} = 0.02$  m. Les deux paramètres que nous souhaitons retrouver à partir des signaux acoustiques sont donc la longueur de la poche de gaz  $L$ , qui donne accès à son volume, et sa surpression  $\Delta P$ . Ces paramètres sont trouvés en cherchant le meilleur ajustement entre l'onde synthétique et le signal impulsif produit lors de l'explosion. Le volume de gaz ramené à la pression atmosphérique  $Vol_g$  est donné par la loi des gaz parfaits :

$$Vol_g = \frac{\Delta P V_b}{P_{atm}} \quad (1.39)$$

Quelques exemples de calcul de volume à partir du modèle sont visibles en figure 1.21. Les signaux acoustiques modélisés sont les mêmes que ceux utilisés pour illustrer le calcul du volume par la méthode de Johnson (fig. 1.18). L'onde synthétique sélectionnée est celle dont la valeur RMS (*Root Mean Square*), représentant l'écart entre le signal acoustique

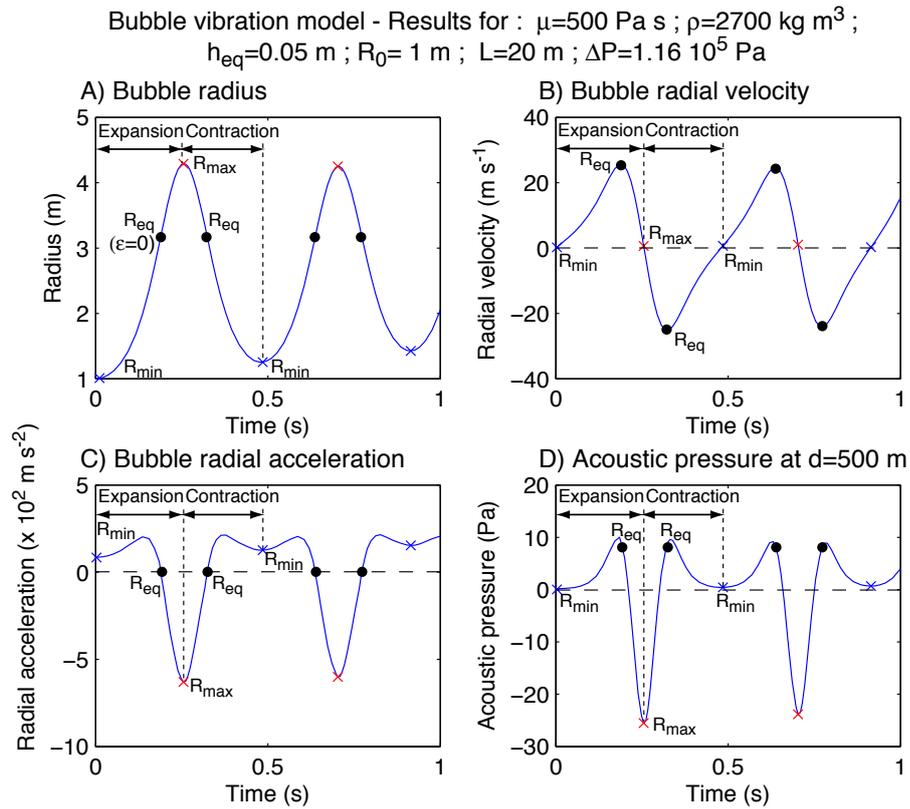


FIGURE 1.20 – Modélisation de la vibration de la tête hémisphérique du slug. Les paramètres utilisés sont :  $\mu = 500 \text{ Pa s}$  ;  $\rho = 2700 \text{ kg m}^3$  ;  $h_{\text{eq}} = 0.05 \text{ m}$  ;  $R_0 = 1 \text{ m}$  ;  $L = 20 \text{ m}$  et  $\Delta P = 1.16 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ . La résolution de l'équation 1.35 a permis de calculer  $\epsilon(t)$  puis les variations du rayon de la bulle ( $R(t) = R_{\text{eq}}[1 + \epsilon(t)]$ ) (A), la vitesse radiale de la bulle (B) ainsi que son accélération radiale (C). La localisation des rayons, maximal, minimal et à l'équilibre, respectivement notés  $R_{\text{max}}$ ,  $R_{\text{min}}$  et  $R_{\text{eq}}$ , sont indiqués sur chaque graphe. Le passage du rayon minimal au rayon maximal correspond à une phase de dilatation de la tête hémisphérique, tandis que le passage du rayon maximal à minimal est associé à sa contraction. Le signal acoustique généré par ces vibrations est calculé pour une distance à la source de  $500 \text{ m}$  (D).

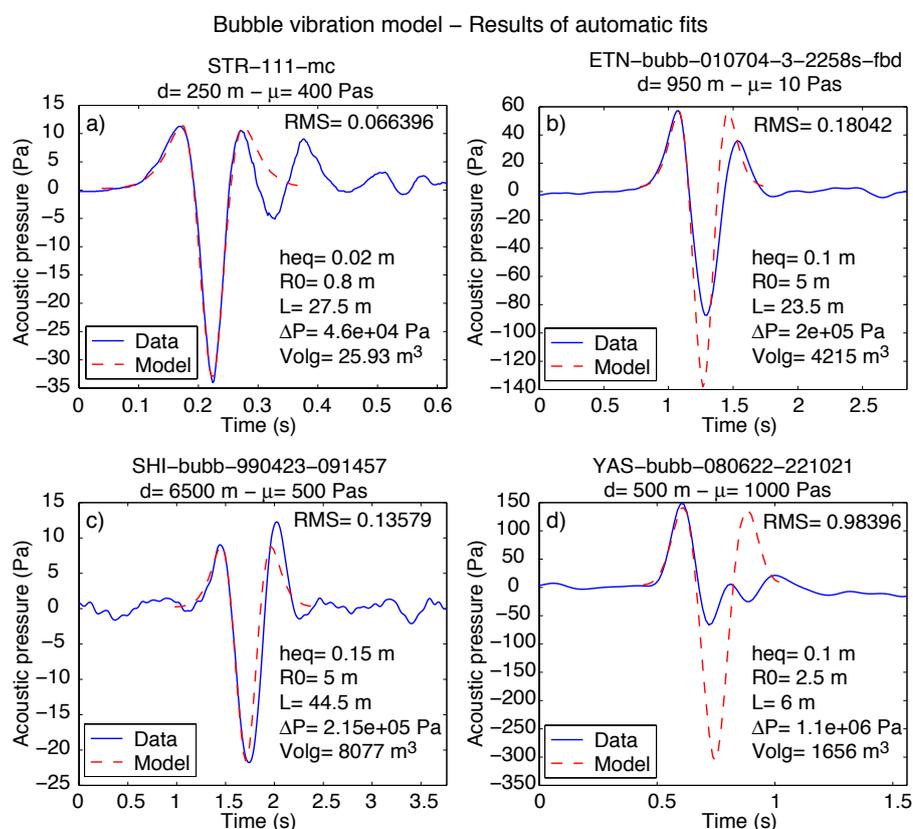


FIGURE 1.21 – Meilleur ajustement trouvé entre le signal acoustique enregistré au cours d’une explosion strombolienne et le signal synthétique du modèle de vibration de bulle. Les paramètres utilisés sont indiqués sur les graphiques. Les valeurs du rayon  $R_0$ , de l’épaisseur  $h_{eq}$  et de la viscosité  $\mu$  ont été fixées pour chaque signal. La valeur de la masse volumique du magma est identique pour les quatre modélisations :  $\rho_{liq} = 2700 \text{ kg m}^3$ . (a) Pression acoustique au Stromboli pendant l’explosion 111 de 1992 (Vergniolle and Brandeis, 1996). Les paramètres  $R_0$ ,  $h_{eq}$  et  $\mu$  ont été choisis selon l’étude de Vergniolle and Brandeis (1996). L’onde synthétique du meilleur ajustement modélise particulièrement bien la forme d’onde acoustique des données. La bulle synthétique associé à l’explosion a une longueur de 27.5 m, soit plus de 30 fois plus grande que le rayon. (b) Signal acoustique de l’Etna. La partie négative du pulse de pression est moins bien suivie par celle de l’onde synthétique. Les valeurs fixes utilisées sont celles de Vergniolle and Ripepe (2008). Les longueur et surpression, respectivement 23.5 m et  $2 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ , sont du même ordre de grandeur que ceux présentés dans ce papier pour la même série temporelle de données. (c) Modélisation d’un signal acoustique du Shishaldin. Les ordres de grandeurs de la longueur et de la surpression sont compatibles avec Vergniolle et al. (2004). (d) Signal acoustique du Yasur. La forme d’onde des forte explosions est généralement dissymétrique. Le meilleur ajustement de la partie positive du signal donne une longueur de 6 m pour un rayon fixe de 2.5 m et une forte surpression de  $11 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ .

réel et le signal synthétique, est minimale. L'ajustement se fait via un ensemble de programme Matlab. Un premier programme (*gen\_synth*) permet de générer un ensemble de formes d'onde synthétique suivant les paramètres entr es par l'utilisateur et les gammes de variations choisies pour les variables ajustables. La résolution de l'équation régissant les vibrations (1.35) se fait par la fonction *ode23* (toolbox MATLAB). Ces ondes sont sauvées dans une matrice unique utilisée ensuite par le programme d'ajustement (*fit\_bubblevib*).

### 1.3.4 Le modèle de résonateur de Helmholtz

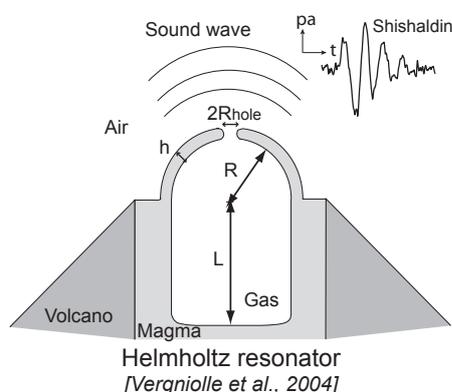


FIGURE 1.22 – Modèle du résonateur de Helmholtz. Le gaz s'échappant par le trou form e au sommet de la bulle produit un signal acoustique résonant, dont la fr equance et l'amplitude sont liées à la dimension du résonateur (longueur  $L$ , rayon  $R$ , rayon de l'orifice  $R_{\text{hole}}$ ) et à la surpression du gaz situ e à l'intérieur du slug. Le signal acoustique représentatif montré sur le schéma provient des données acoustiques de l'éruption de 1999 du Shishaldin (capteur située à 6.5 km de la source).

Les signaux volcaniques explosifs ont parfois une forme d'onde résonante : la première oscillation impulsive est suivie par un certain nombre d'autres oscillations de même fr equance, dont l'amplitude décroît avec le temps. Cette forme de signal est analogue à celle qui est engendrée par une petite bulle éclatant à la surface de l'océan, mod elisee par *Spiel* (1992) et *Leighton* (1994). *Vergnolle and Caplan-Auerbach* (2004) ont adapt e ce modèle aux signaux volcaniques. Ce type de signal est par exemple présent dans les données acoustiques du Shishaldin (Alaska) de 1999 (*Vergnolle and Caplan-Auerbach*, 2004), de l'Ert a-Ale (Ethiopie) (*Bouche*, 2008), de Stromboli (Italie) ou d'Ambrym (Vanuatu) (chapitre suivant). Un exemple est montré en figure 1.1 (d2).

La couche de magma recouvrant la bulle peut se comporter de manière rigide, du fait par exemple d'une viscosité plus importante, qui a pour effet d'augmenter le temps de refroidissement au contact avec l'atmosphère. Dans ce cas, le son est produit par le mouvement du gaz s'échappant le long d'un tube, dont la longueur est l'épaisseur de la membrane

de magma de la bulle au contact avec l'atmosphère (figure 1.22). Autrement dit, le gaz s'échappe au travers d'un trou circulaire centré sur le dessus de la tête hémisphérique du slug de gaz. Le gaz situé dans le tube vibre comme un piston plan. Cette configuration correspond à un résonateur de Helmholtz. La source sonore associée est de nature monopolaire en champ lointain (*Spiel*, 1992).

Le flux massique de gaz passant par le trou s'écrit en fonction la vitesse du gaz magmatique  $U$  et du rayon du trou  $R_{hole}$  :

$$q(t) = \rho_{air} \pi R_{hole}^2 U \quad (1.40)$$

En introduisant  $\xi$  le déplacement de l'air ( $\dot{\xi} = U$ ), et en remplaçant le flux de masse par sa valeur dans l'équation de Lighthill (1.27), l'excès de pression émis dans un demi-espace s'écrit :

$$p_{ac} - p_{air} = \frac{\rho_{air} \ddot{\xi} R_{hole}^2}{2r} \quad (1.41)$$

Dans le cas où les dimensions du résonateur sont petites par rapport à la longueur d'onde, ce qui est généralement vérifié pour les signaux volcaniques infrasonores, le comportement de l'air dans le résonateur est décrit par l'équation :

$$m_{helm} \ddot{\xi} + R_{helm} \dot{\xi} + s_{helm} \xi = 0 \quad (1.42)$$

avec  $m_{helm}$ ,  $R_{helm}$  et  $s_{helm}$  respectivement la masse, le coefficient de résistance et le coefficient de rigidité de l'oscillateur. Le coefficient de résistance est à l'origine de l'amortissement des oscillations. Ces termes s'expriment, en fonction de la surface du trou  $S_{hole} = \pi R_{hole}^2$  et du volume du résonateur  $V_{helm}$ , par :

$$m_{helm} = \rho_{air} \epsilon S_{hole} \quad (1.43)$$

$$R_{helm} = \frac{\rho_{air} \omega^2 S_{hole}^2}{2\pi c} \quad (1.44)$$

$$s_{helm} = \frac{\rho_{air} c^2 S_{hole}^2}{V_{helm}} \quad (1.45)$$

avec  $c$  la vitesse du son dans l'air,  $\epsilon$  la longueur effective de l'orifice en m et  $\omega$  la fréquence angulaire. La longueur effective  $\epsilon$  est plus grande que la longueur géométrique (l'épaisseur du film de magma). *Spiel* (1992) suggère un encadrement de sa valeur en fonction du rayon du trou :

$$\frac{8R_{hole}}{3\pi} \leq \epsilon \leq \frac{16R_{hole}}{3\pi} \quad (1.46)$$

On cherche une solution pour l'équation 1.42 de la forme :

$$\xi = A \exp(-t/\tau) \cos(\omega t + \phi) \quad (1.47)$$

où  $A$  et  $\phi$  sont des constantes déterminées par les conditions initiales. Le temps de relaxation  $\tau$  et la fréquence angulaire  $\omega$  s'écrivent :

$$\tau = \frac{2m_{helm}}{R_{helm}} \quad (1.48)$$

$$\omega = \left[ \frac{s_{helm}}{m_{helm}} - \left( \frac{R_{helm}}{2m_{helm}} \right)^2 \right]^{1/2} = \left( \omega_0^2 - \frac{1}{\tau^2} \right)^{1/2} \quad (1.49)$$

$\omega_0 = (s_{helm}/m_{helm})^{1/2}$  correspond à la fréquence angulaire sans amortissement, c'est-à-dire à la fréquence de résonance du système.

En négligeant le terme d'amortissement, ce dernier ayant peu d'effet sur la fréquence, on en déduit :

$$\ddot{\xi} = -\omega^2 A \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) \cos(\omega t + \phi) \quad (1.50)$$

avec :

$$\omega \simeq \omega_0 = c \left( \frac{S_{hole}}{\epsilon V_{helm}} \right)^{1/2} \quad (1.51)$$

$V_{helm}$  est le volume du résonateur, qui est une bulle cylindrique de longueur  $L$  et de rayon  $R$  :

$$V_{helm} = \pi R^2 L + \frac{2\pi R^3}{3} \quad (1.52)$$

La force initiale appliquée sur la masse d'air est  $\Delta P S_{hole}$  avec  $\Delta P$  la surpression initiale. La vitesse initiale est nulle et la masse du film est négligée. Il en vient :

$$\phi = \arctan\left(\frac{-1}{\omega\tau}\right) \quad (1.53)$$

$$A = -\frac{\Delta P}{\rho_{air}\epsilon\omega^2 \cos(\phi)} \quad (1.54)$$

Le rayon et la surface du trou respectivement  $R_{hole}$  et  $S_{hole}$  sont supposés constants, leurs valeurs sont atteintes instantanément puis ne varient plus. La vitesse de l'air à l'intérieur du trou est :

$$\dot{\xi} = -A \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \left[ \omega \sin(\omega t + \phi) + \frac{1}{\tau} \cos(\omega t + \phi) \right] \quad (1.55)$$

En résumé, les paramètres utilisés pour modéliser la source du résonateur s'expriment ainsi en fonction des dimensions du slug et de celui du trou :

$$\omega = \frac{cR_{hole}}{(\epsilon R^2 (L + \frac{2}{3}R))^{1/2}} \quad (1.56)$$

$$\tau = \frac{4\epsilon^2 R^2 (L + \frac{2}{3}R)}{cR_{hole}^4} \quad (1.57)$$

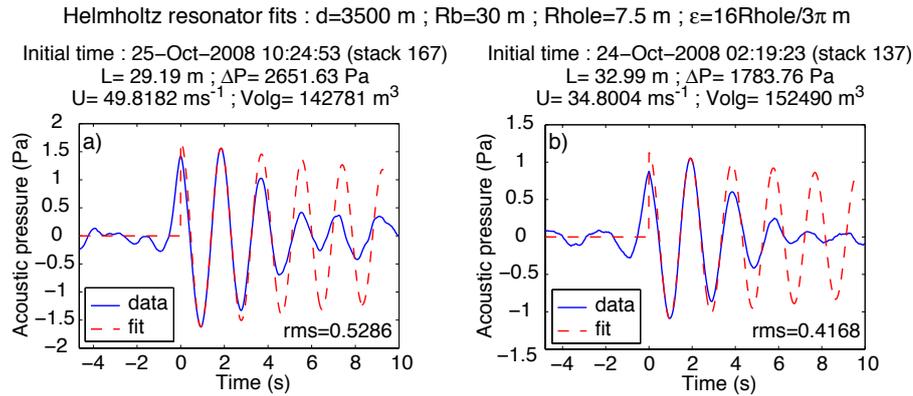


FIGURE 1.23 – Exemples de modélisation par le résonateur de Helmholtz. Les signaux impulsifs résonants ont été enregistrés sur le mini-réseau microbarométrique d’Ambrym (Vanuatu), situé à 3.5 km du cratère actif. Le rayon  $R$  est choisi égal à 30 m, La fréquence du signal, d’environ 0.5 Hz, a été utilisée pour calculer l’onde synthétique, ainsi que l’amplitude du second pic de pression de la forme d’onde résonnante, localisé à environ 2 s pour les deux signaux.

$$\phi = \arctan \left( -\frac{1}{\tau\omega} \right) \quad (1.58)$$

Dans la pratique, le rayon de la bulle  $R$  est approximée par le rayon du conduit. Le rayon de l’orifice est plus petit que ce dernier. Les signaux acoustiques résonants de Shishaldin ont par exemple été modélisés en prenant  $R_{hole} = R$  (*Vergniolle and Caplan-Auerbach, 2004*), ceux de l’Erta-Ale par  $R_{hole} = R/4$  (*Bouche, 2008*). La valeur est ajustée afin d’obtenir une vitesse de gaz dans le trou qui paraisse raisonnable (inférieure à la vitesse du son). La fréquence angulaire  $\omega_0 = 2\pi f$  est calculée à partir de la fréquence  $f$  associée à la forme d’onde du signal acoustique explosif. La longueur  $L$  est ensuite déduite de l’équation 1.56, ce qui permet de calculer le temps de relaxation  $\tau$  (eq. 1.57), puis le paramètre  $\phi$  (eq. 1.58). La surpression  $\Delta P$  est liée à l’amplitude initiale  $A$  du résonateur (eq. 1.54), qui est directement lue sur le signal acoustique. L’amplitude de la première oscillation des signaux résonants volcaniques ne correspond cependant pas toujours à la vraie amplitude du résonateur, qui devrait être maximale lors de la première oscillation. C’est ce qui est observé par exemple pour les signaux de Shishaldin de 1999 (*Vergniolle and Caplan-Auerbach, 2004*), et également sur les signaux générés par les petites bulles dans l’océan (*Spiel, 1992*) : l’amplitude de la première oscillation est plus faible que celle de l’oscillation suivante. Sa valeur maximale n’est pas atteinte au premier pic de pression du fait du temps nécessaire à ce que le trou parvienne à son rayon final  $R_{hole}$ , qui n’est pas pris en compte dans le modèle. Afin de modéliser ces signaux particuliers, l’amplitude du pic positif de la seconde oscillation  $p_{2nd}$  est utilisée pour en déduire l’amplitude théorique

du premier pic :

$$A = \frac{p_{2nd}}{\exp\left(-\frac{1}{f\tau}\right) \cos(\phi)} \quad (1.59)$$

Le volume de gaz se calcule ensuite par :

$$Vol_g = \left(1 + \frac{\Delta P}{p_{atm}}\right) \left(\frac{2\pi R^3}{3} + \pi R^2 L\right) \quad (1.60)$$

Un programme automatique écrit en Matlab, *fit\_helm*, permet de trouver, à partir des paramètres rayon du résonateur  $R$ , de l'orifice  $R_{hole}$  et longueur effective  $\epsilon$ , les résultats concernant la longueur  $L$ , la surpression  $\Delta P$ , le volume de gaz  $vol_g$  et la vitesse maximale du gaz  $U$  du résonateur. Le programme utilise les détections automatiques, manuelles ou bien les stacks d'une série de données. Pour chaque détection, l'amplitude du premier pic est comparée à celle du second, afin de déterminer la valeur de  $A$ . La fréquence est calculée à partir de l'écart temporel séparant les deux premiers pic positif du signal résonant, ce qui permet de déduire  $\omega_0$ . L'onde synthétique est calculée ainsi que la valeur RMS, donnant l'écart moyen entre la forme d'onde mesurée et le modèle. Selon le choix de l'utilisateur, les figures représentant l'ajustement entre l'onde synthétique et l'onde détectée sont enregistrées dans le dossier de résultats créé automatiquement. Les résultats obtenus sur l'ensemble des détections sont stockés et sauvegardés dans une matrice, ainsi que les figures représentant l'évolution temporelle de l'ensemble des détections de la série temporelle de données considérée.

Des exemples de modélisation par le résonateur de Helmholtz sont donnés en figure 1.23. L'ensemble des modèles présentés au cours de cette première partie seront donc utilisés pour calculer le volume de gaz associé à chaque signal acoustique explosif. Nous choisirons le plus adapté pour modéliser le signal acoustique notamment en fonction de sa forme d'onde et de la qualité du signal. Ces modèles ont été implémentés dans les programmes de traitement automatique, ce qui permet d'obtenir au final l'évolution du volume de gaz sur toute une série temporelle de données acoustiques enregistrées en continu. Pour pouvoir obtenir ces volumes, il faut d'abord pouvoir localiser l'ensemble de ces signaux impulsifs explosifs. La quantité des données enregistrées en continu et le nombre des événements explosifs pour les volcans que nous étudions, nous ont conduit à développer la méthode de détection automatique présentée en première partie. Nous avons par exemple plus de deux ans et demi de données acoustiques enregistrées au Yasur (Vanuatu) qui est en éruption strombolienne permanente, avec une moyenne de 500 explosions par jour.

Les volumes sont calculés sur la partie impulsive du signal. Il est nécessaire de localiser automatiquement les bornes de la partie impulsive et notamment le démarrage de l'impulsion détectée.

### 1.3.5 Localisation des limites du signal

Une fois les détections obtenues, le volume de gaz est calculé sur chaque signal impulsif, ou bien sur la forme d'onde moyenne des signaux calculée par tranche de temps fixe. Pour le calcul du volume de gaz à partir du modèle de vibration de bulle (section 1.3.3), l'onde synthétique s'ajustant au mieux au signal impulsif est trouvée par minimisation de la valeur RMS. Le volume correspondant à la bulle synthétique (fonction de sa dimension et de sa surpression) est alors attribué au signal détecté. Pour l'estimation du volume de gaz par le modèle du résonateur de Helmholtz (section 1.3.4), les paramètres dimension et surpression du résonateur synthétique sont retrouvés à partir de l'amplitude et de la fréquence du signal détecté. Les méthodes basées sur la puissance acoustique et la double intégration de Johnson (respectivement présentées en partie 1.3.1 et 1.3.2) nécessitent de définir les bornes temporelles de la fenêtre de calcul, c'est-à-dire de localiser le démarrage et l'arrêt de la forme d'onde impulsive. Pour localiser de façon automatique les limites de la forme d'onde, trois méthodes ont été développées : (1) méthode basée sur l'enveloppe du signal ; (2) méthode basée sur la dérivée seconde et (3) méthode mixte combinant (1) et (2). La détection automatique permet de localiser le premier pic positif du signal impulsif, plus précisément sa valeur maximale. La recherche du démarrage et de l'arrêt de l'oscillation se fait sur une fenêtre temporelle entourant le signal impulsif. Nous avons fixé les bornes de cette fenêtre en fonction de la durée entre le pic positif détecté et le pic négatif associé. Soit  $\delta t$  cette durée, la fenêtre de recherche est comprise dans l'intervalle :  $[t_{P_{pos}} - 4\delta t \ t_{P_{pos}} + 8\delta t]$ . avec  $t_{P_{pos}}$  le temps associé au pic positif. Cet intervalle peut être modifié, il s'est cependant avéré satisfaisant pour l'ensemble des signaux acoustiques rencontrés pour le moment. Pour les volumes par puissance acoustique et par la méthode de Johnson, le calcul du volume de gaz se fait jusqu'au pic négatif. La détermination de la borne supérieure de la forme d'onde correspond ici à la fin supposée de la partie de nature monopolaire du signal acoustique.

Avant d'appliquer les méthodes de localisation, l'offset éventuel est enlevé du signal.

#### 1.3.5.1 Localisation à partir de l'enveloppe du signal

Cette méthode est inspirée des méthodes de localisation développées pour les signaux sismiques. La localisation est déterminée à partir d'un seuil empirique appliqué sur l'enveloppe normalisée du signal. L'enveloppe est calculée à partir de la transformée de Hilbert  $\mathcal{H}^s(t)$  du signal  $s(t)$ , définit par :

$$\mathcal{H}^s(t) = \frac{1}{\pi t} * s(t) \tag{1.61}$$

Cette convolution a pour effet de décaler la phase du signal  $s$  de  $90^\circ$  (fig. 1.24-a). La transformée de Hilbert permet de calculer le signal analytique  $s_a$  de  $s$  :  $s_a(t) = s(t) + i\mathcal{H}^s(t)$ .

$\mathcal{H}^s(t)$  correspond à la partie imaginaire de  $s_a$ , et le signal  $s$  à sa partie réelle. L'enveloppe du signal est le module du signal analytique. Pour augmenter la pente de l'enveloppe à l'approche du signal impulsif, nous combinons le module du signal analytique avec le signal réel :  $g(t) = \sqrt{s(t)^2 + |s_a(t)|^2}$ . L'enveloppe ainsi obtenue est normalisée par la valeur maximale de cette enveloppe trouvée à proximité du l'index du pic positif détecté. La valeur maximale de l'enveloppe n'est en effet pas nécessairement située au niveau du pic positif. Le démarrage est défini en fonction d'une valeur seuil empirique recherchée sur l'enveloppe : le point situé à l'avant du pic maximum et dont la valeur dépasse le seuil est déclaré comme étant la limite inférieure du signal impulsif (fig. 1.24-b). La limite supérieure du signal impulsif est déterminée de la même manière. Elle correspond au point de l'enveloppe situé après le pic négatif du signal et dont la valeur passe sous une valeur seuil. Le seuil empirique de démarrage est choisi après avoir vérifié que sa valeur

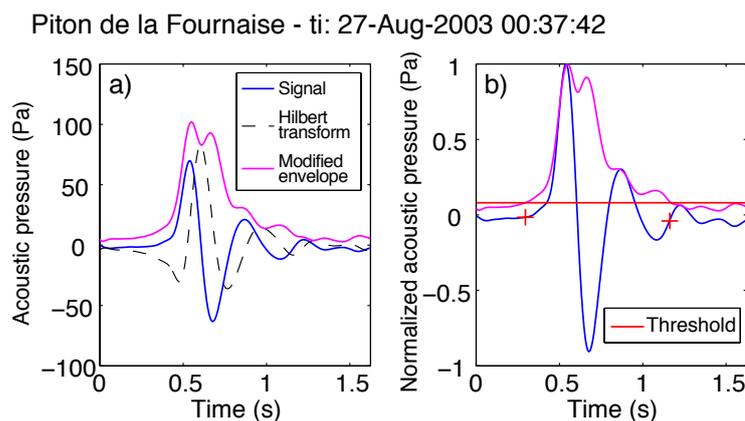


FIGURE 1.24 – Localisation du démarrage sur un événement acoustique impulsif produit par l'éruption du Piton de la Fournaise (île de la Réunion, France), le 27/08/2003 (la distance événement-station est de 100 m, le capteur est un microbaromètre [800 s–80 Hz] et la fréquence d'échantillonnage est de 250 Hz). (a) Signal, transformée de Hilbert du signal et enveloppe. (b) Signal normalisé et enveloppe normalisée par le maximum local de l'enveloppe trouvée à proximité du temps correspondant au pic positif. Un seuil arbitraire de 0.08, représenté par la ligne horizontale, permet de définir le démarrage (croix) au niveau du signal acoustique. Dans cet exemple le seuil de l'enveloppe permettant de définir la fin du signal impulsif a la même valeur que celui associé au démarrage.

convient à la localisation du démarrage sur plusieurs signaux d'une même série temporelle de données. Il en est de même pour le choix du seuil d'arrêt. Les signaux impulsifs sont considérés comme étant générés par une source dont les caractéristiques varient peu au cours du temps.

### 1.3.5.2 Localisation à partir de la dérivée seconde du signal

Le principal inconvénient de la méthode précédente est d'être basée sur le choix de seuils empiriques. La forme du signal acoustique étant généralement simple, une méthode reposant sur la localisation des extrema de la dérivée seconde du signal est proposée. La dérivée seconde du signal permet en effet de repérer les changements de pente du signal. Le point de changement de pente correspondant au premier minimum local de la dérivée situé devant le pic positif est déclaré comme démarrage du signal acoustique (fig. 1.25). La fin du signal est repérée au niveau de l'extremum local positif de la dérivée seconde situé après le pic négatif du signal. La détermination des limites du signal par cette

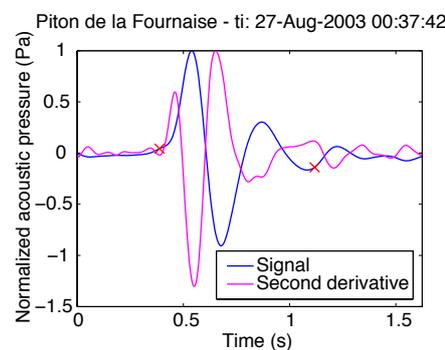


FIGURE 1.25 – Localisation du démarrage sur le signal acoustique d'une explosion au Piton de la Fournaise (voir fig. 1.24).

méthode est particulièrement efficace pour les signaux lisses, c'est-à-dire ne contenant pas de perturbations haute-fréquences auxquelles la dérivée seconde est sensible.

### 1.3.5.3 Méthode de localisation mixte

Cette méthode avait été initialement développée pour localiser les démarrages sur les signaux acoustiques des explosions stromboliennes d'Ambrym. Les indices du démarrage et de l'arrêt de l'oscillation sont tout d'abord localisés par la méthode de la dérivée seconde, puis des vérifications sont effectuées pour s'assurer que les indices sont corrects. Dans le cas où le démarrage est suspect (par exemple, très en avant par rapport à l'écart entre le pic maximum et minimum du signal impulsif), l'enveloppe de Hilbert est utilisée pour définir le démarrage. Le détail de la méthode mixte, adaptée pour minimiser les erreurs de localisation rencontrés sur des signaux pas parfaitement lisses, est accessible en annexe A. Cette méthode a permis d'obtenir les bons ordre de grandeur par exemple pour les déterminations des démarrages des signaux générés par les explosions stromboliennes de Marum détectées au niveau de la station d'Ambrym en 2009 (chapitre 3), permettant une bonne estimation du volume de gaz comparée à ceux obtenus par une localisation manuelle (fig. 1.26).

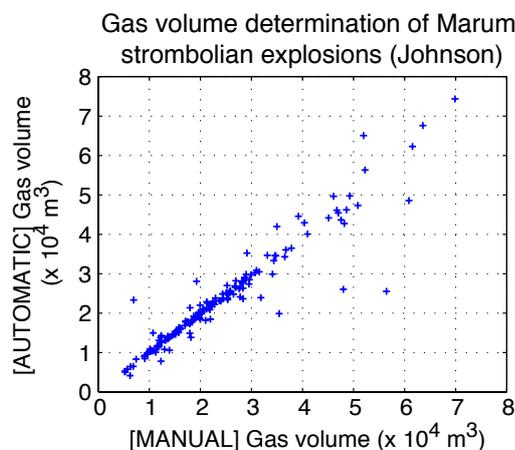


FIGURE 1.26 – Comparaison des volumes de gaz calculés avec la méthode de Johnson sur des signaux impulsifs générés par Ambrym (Vanuatu), à partir de la méthode de localisation manuelle et mixte. La méthode mixte permet d’obtenir des volumes proches de ceux calculés à partir de la localisation manuelle du démarrage des signaux impulsifs.

L’ensemble de ces méthodes a été implémenté dans une fonction unique qui retourne les bornes du signal à partir des variables d’entrée correspondant au signal, au indices des maximums positifs et négatifs de l’impulsion, et au choix de la méthode (fonction *locate\_wavebound.m* détaillé en annexe A). À ces méthodes automatiques s’ajoute la possibilité de sélectionner les limites du signal impulsif de façon manuelle, à l’aide de la souris. Ce choix est implémenté dans le programme général de détection *detection\_explo* en plus des choix de localisation automatique. Les sélections manuelles sont effectuées sur l’ensemble des détections d’une série temporelle sans interruption, après avoir sélectionné les bornes du signal, le signal suivant est présenté à l’utilisateur.

## 1.4 Discussion

### 1.4.1 Choix de la méthode de détection des signaux acoustiques

Les trois méthodes de détection (manuelle, par décomposition en ondelette et par cross-corrélation), sont adaptées à la localisation des signaux impulsifs transitoires. La méthode basée sur la décomposition en ondelette sera privilégiée pour la détection de signaux impulsifs caractérisés par une signature fréquentielle bien déterminée par rapport au bruit environnant. Cette méthode offre l’avantage de ne pas être sensible aux modifications de la coda des signaux acoustiques. Son exécution est particulièrement rapide. La méthode de détection par cross-corrélation est efficace si la forme d’onde est bien définie et varie peu (symétrie du signal, coda). Ces deux méthodes de détection auto-

matique permettent d’obtenir l’évolution du nombre et de l’amplitude des longues séries temporelles de données, et de repérer les variations particulières. Le choix des paramètres est fixé après des tests effectués sur des échantillons de données. La visualisation des détections, des profils STA/LTA ou des coefficients de cross-corrélations, ainsi que des seuils en parallèle des données, par le programme *detection\_explo* (voir annexe A), facilite l’ajustement des paramètres tels qu’ils soient optimums pour la détection. La méthode manuelle est préconisée pour affiner la détection de périodes particulières repérées dans les données acoustiques ou pour effectuer quelques détections sur des échantillons de séries temporelles afin de réaliser le stack des formes d’onde utilisé par la méthode basée sur la cross-corrélation.

### 1.4.2 Choix du modèle pour l’estimation du volume de gaz

Plusieurs modèles permettent d’estimer le volume de gaz à partir de la forme d’onde impulsive simple et brève, généralement générée lors d’une explosion strombolienne : le modèle de *Woulff and McGetchin* (1976) basé sur une loi de puissance reliant vitesse et puissance acoustique, le modèle de *Lighthill* (1978) adapté aux signaux volcaniques par *Johnson* (2003), partant de la modélisation du signal acoustique généré par l’injection rapide d’un flux de masse, ainsi que le modèle de vibration de bulle de *Vergniolle and Brandeis* (1996). Tous ces modèles supposent une source hémisphérique de nature monopolaire à l’origine du signal impulsif enregistré à proximité de l’éruption.

Les volumes de gaz ont été calculés par les trois méthodes sur les quatre signaux acous-

Impulsive signal	Gas volume (m <sup>3</sup> ) from :		
	Acoustic power	Johnson	Bubble vibration
Stromboli	19.9	41.5	25.9
Etna	3104	9356	4215
Shishaldin	4121	7660	8077
Yasur	5087	4466	1656

TABLE 1.3 – Volumes de gaz calculés à partir des trois modèles proposés dans la littérature et pour quatre signaux impulsifs générés par une explosion strombolienne.

tiques qui ont servi d’exemple dans la partie 1.3. Ces signaux proviennent d’enregistrements effectués sur différents volcans, et ont été générés par des explosions stromboliennes, au Stromboli, à l’Etna, au Shishaldin et au Yasur (fig. 1.18 et 1.21). Les volumes de gaz obtenus par les différentes méthodes sont reportés dans le tableau 1.3. Sans mesures complémentaires permettant d’estimer le volume de gaz en parallèle des mesures acoustiques, il est difficile d’une part de valider ces estimations, et d’autre part de privilégier un modèle plutôt qu’un autre. Les volumes estimés par les trois modèles sont assez proches pour chaque volcan. La méthode de Johnson offre l’avantage de ne pas dépendre de la

---

connaissance à priori de la dimension de la source acoustique, c'est-à-dire de son rayon, contrairement aux deux autres modèles. L'estimation du rayon de la source, proche du rayon du conduit pour les explosions stromboliennes, n'est en effet pas toujours évidente. La méthode de Johnson est par contre très sensible aux perturbations éventuelles de la forme d'onde et au choix des bornes d'intégration de la pression acoustique. Le modèle de vibration de bulle nécessite l'estimation de paramètres supplémentaires tels que la viscosité et la densité du liquide magmatique ainsi que l'épaisseur du film de magma. L'ajustement automatique de la forme d'onde synthétique à la forme d'onde générée par l'explosion et enregistrée ne converge pas toujours sur une solution correcte du fait de la non linéarité du modèle et nécessite un temps de calcul plus important que pour les deux autres méthodes. Si les paramètres sont néanmoins suffisamment contraints par des mesures annexes par exemple, il permet d'estimer non seulement la longueur mais aussi la surpression du slug, et de suivre l'évolution de ce dernier au cours d'une phase strombolienne.

Les modèles basés sur la puissance acoustique et sur l'injection d'un flux de masse (celui de Johnson) seront utilisés par la suite pour estimer les volumes de gaz et étudier ses variations à partir des enregistrements acoustiques effectués sur les volcans Ambrym et Yasur.

## 1.5 Conclusion

Différentes méthodes de détection et différents modèles de source sonores ont été implémentés dans des programmes de traitement automatique. Ces programmes permettent d'effectuer les principales analyses des données acoustiques enregistrées à proximité des volcans en activité. La détection automatique des signaux acoustiques permet de suivre l'évolution du nombre et de l'amplitude des événements explosifs sur de longues séries temporelles de données. Les volumes de gaz peut être calculés de façon automatique à partir de la modélisation des signaux détectés, ce qui permet de suivre l'évolution du dégazage actif sur de longues périodes de temps. Des exemples de détections et de comparaisons des volumes obtenus par différentes méthodes seront donnés par la suite, à partir des données acoustiques des volcans étudiés en particulier dans cette thèse, Yasur et Ambrym.



## Chapitre 2

Exploration du système magmatique  
du volcan d'Ambrym (Vanuatu) par  
un mini-réseau acoustique  
triangulaire

### Résumé

Un mini-réseau acoustique triangulaire a été installé en Août 2008 dans la caldeira d'Ambrym (Vanuatu), à une distance d'environ 3.5 km des cratères actifs, Benbow et Marum. Ce mini-réseau permet de suivre distinctement l'activité volcanique superficielle provenant des deux cratères, distants d'environ 3 km. Une première période de mesures quasi-continues, effectuées entre Août et Décembre 2008, est étudiée en détail dans ce chapitre. La détection des événements acoustiques d'origine volcanique indique une activité magmatique sans interruption pendant cette période. Les données sont utilisées afin d'étudier le système d'alimentation superficiel de l'édifice d'Ambrym : l'observation de l'évolution temporelle du nombre, de l'amplitude, de la fréquence et de la durée des événements détectés permet en effet de mieux comprendre si les systèmes d'alimentation magmatiques des deux cratères sont connectés et de quelle manière. Comme pour l'étude réalisée par Bani (2006) à partir des mesures de flux de gaz et des anomalies thermiques, le suivi acoustique du dégazage montre que les deux édifices ont une source commune. Une hypothèse est de plus proposée sur la géométrie du réservoir. Le mini-réseau s'avère également être un outil efficace pour la surveillance volcanique, les fortes explosions étant souvent précédées par une augmentation d'événements acoustiques précurseurs détectables pendant plusieurs jours.

## 2.1 Introduction

L'activité éruptive du complexe volcanique d'Ambrym, île centrale du Vanuatu, se manifeste principalement au niveau de deux édifices imposants et distincts, Benbow et Marum. Les cratères particulièrement actifs de ces deux cônes sont distants d'environ 3 km et situés dans une caldeira de 12 km de diamètre. Des lacs de lave y sont régulièrement observés. Ambrym compte ainsi parmi les rares volcans possédant un lac de lave, avec notamment : Kilauea (île d'Hawaï), Erta Ale (Ethiopie), Erebus (Antarctique), Nyiragongo (République Démocratique du Congo) et Villarica (Chili). Les autres types d'activité observés sur cet ensemble volcanique sont variés : panaches de cendre, coulée de lave et explosions stromboliennes.

Benbow et Marum peuvent être considérés comme des volcans jumeaux, ces derniers étant définis comme des édifices distincts mais morphologiquement identiques et distants de quelques kilomètres. La distance entre un volcan et son jumeau est généralement comprise entre 3 et 13 km. D'autres volcans jumeaux sont par exemple les volcans Acate-nango et Fuego au Guatemala, Alu et Dalaffilla en Ethiopie, Nyiragongo et Nyamuragira en République Démocratique du Congo, Pavlov et Pavlov Sister aux Aléoutiennes, Bezmyianny et Kliuchevskoi au Kamchatka, ou encore les couples indonésiens Tandikat et Singgalang, Keba et Hittam, Sundoro et Sumbing. Les volcans Vulcan et Tavurvur de Papouasie Nouvelle-Guinée en sont aussi un exemple, construits comme pour Benbow et Marum à l'intérieur d'une caldeira, celle du Rabaul. Ils entrèrent simultanément en éruption majeure en 1937 et 1994 (Nakagawa *et al.*, 2006). Après chacune de ces

éruptions simultanées, seul Tavurvur connut des épisodes éruptifs (*BGVN*, 2011). Il existe en général un déséquilibre entre les volcans jumeaux en ce qui concerne l'activité volcanique, l'un étant souvent plus actif que l'autre. C'est le cas par exemple pour le Fuego et l'Acatenango, avec plus de 80 éruptions explosives reportées pour le Fuego et seulement 5 pour l'Acatenango (*BGVN*, 2011); 40 éruptions ont été reportées dans les temps historiques sur le Pavlov, et aucune pour le Pavlov Sister (*BGVN*, 2011); le volcan Hittam n'a pas montré de signe d'activité depuis 1833, tandis que le Keba est entré 13 fois en éruption. Très peu de volcans jumeaux ont un comportement similaire, avec un nombre d'éruptions comparable ou des manifestations volcaniques simultanées régulières. Deux exemples sont le couple Bezymianny-Kliuchevskoi, dont les panaches de cendre synchrones ont été récemment capturés sur des images du satellite ASTER en Février 2010 (<http://earthobservatory.nasa.gov/IOTD/view.php?id=42758>) et le couple Nyiragongo-Nyamuragira (*Hamaguchi et al.*, 1982). C'est aussi le cas pour Benbow et Marum. Un nombre important d'éruptions d'intensité moyenne à forte ont été reportées pour ces deux édifices (*Eissen et al.*, 1991), certaines d'entre elles ayant été produites simultanément par les deux cônes : 1914, 1938, 1964, 1972 et 1975 (*O' Reilly*, 1956; *Aubert de la Rüe*, 1956; *Blot*, 1976; *Bulletin of Volcanic Eruptions*, 1990). Avec le couple Nyiragongo-Nyamuragira, Benbow-Marum sont les seuls volcans jumeaux possédant des lacs de lave. Cette manifestation particulière en conduit ouvert constitue une fenêtre sur la dynamique du réservoir magmatique sous-jacent.

Depuis Août 2008, un mini-réseau composé de microbaromètres enregistre le son produit par l'activité des deux cratères. Le positionnement du mini-réseau, distant d'environ 3.5 km des événements actifs, et sa configuration, permettent de détecter les signaux acoustiques liés au dégazage actif et de localiser la source sonore associée. Les volumes de gaz sont également estimés à partir de ces données. Par l'étude de l'évolution temporelle du dégazage de chacun des cratères, nous souhaitons : (1) comprendre la géométrie du système d'alimentation interne de ces volcans jumeaux, (2) apporter des contraintes sur la dynamique du ou des réservoirs magmatiques permettant d'expliquer les variations d'activité de surface et (3) mieux caractériser les manifestations d'Ambrym pour la surveillance de ce dernier.

Le logiciel développé par le CEA (Commissariat à l'Energie Atomique) basé sur la méthode PMCC (*Cansi*, 1995) permet de détecter et de localiser les signaux acoustiques produits par l'activité d'Ambrym. Les signaux susceptibles d'être détectés par le mini-réseau sont liés au dégazage actif, c'est-à-dire à la libération d'un volume de gaz suffisamment surpressurisé en surface.

Au total, trois jeux de données continues ont été enregistrés : de fin Août à mi-Septembre 2008, de début Octobre à fin Décembre 2008 et de fin Avril 2009 à début Février 2010.

La première étude de ce chapitre a été réalisée à partir du traitement des deux premiers jeux de données, tandis qu'une deuxième étude concerne le traitement de la troisième série continue, présenté au chapitre suivant. Avant d'exposer les principaux résultats de la période de 2008, nous présentons les caractéristiques du complexe volcanique d'Ambrym et de la station d'acquisition, ainsi que la méthode d'analyse utilisée pour traiter les données du mini-réseau.

## 2.2 Présentation du volcan d'Ambrym

### 2.2.1 Caractéristiques générales

Ambrym (16.25°S–168.12°E), le volcan actif le plus volumineux de l'archipel du Vanuatu, est un volcan basaltique de 35×50 km de large et de 1800 m de hauteur à partir du plancher océanique. Le cône principal, caractérisé par une pente faible (2-3°) et composé de basaltes peu visqueux (type pahoehoe), est tronqué par une caldeira circulaire de 12 km de diamètre, bordée par un escarpement continu atteignant au maximum 450 m de hauteur. Cette caldeira se serait formée il y a environ 1900 ans (*MacCall et al.*, 1970), suite à une éruption cataclysmique, comme l'indique la présence de dépôts d'écoulements pyroclastiques et de séries de tuf associés. La formation de caldeira dans un contexte de laves basaltiques serait favorisée par l'introduction d'une quantité importante d'eau dans la partie supérieure de la chambre magmatique (*Robin et al.*, 1993).

L'activité post-caldeira s'est principalement développée au niveau des deux édifices : Benbow (1159 m de hauteur) et Marum (1270 m) situés dans la partie Ouest de la caldeira. Des éruptions ont également formé des séries de cônes, de maars et de coulées de lave le long d'un alignement N100° (fig. 2.1). Cette direction correspond avec celle d'un système de fractures en extension traversant l'île d'Est en Ouest. Ces fractures résultent de la compression de même direction, provoquée par la collision entre l'arc de subduction du Vanuatu et la ride d'Entrecasteaux située à l'Ouest de l'île (voir fig. 1 de l'introduction générale) (*Picard et al.*, 1995). L'intrusion du magma est favorisée au niveau de ces zones de fractures.

Benbow et Marum correspondent chacun à un édifice conique, s'élevant à environ 600 m au dessus du plancher de la caldeira. Benbow, situé le plus à l'Ouest de la caldeira, possède un cratère sommital avec une bordure circulaire bien définie, d'un diamètre d'environ 1500 m. Ce cratère contient deux sous-cratères (Nord et Sud). Marum est situé à l'Est de Benbow. Son cratère sommital atteint 1200 m de diamètre et est actuellement inactif. L'activité du Marum s'est en effet décentrée de son cratère principal : elle se manifeste généralement au niveau de 3 cratères adventifs situés dans la partie Sud-Est de l'édifice, appelés du Nord au Sud : Mbwelesu, Maben Mbwelesu et Niri Maben Mbwelesu.

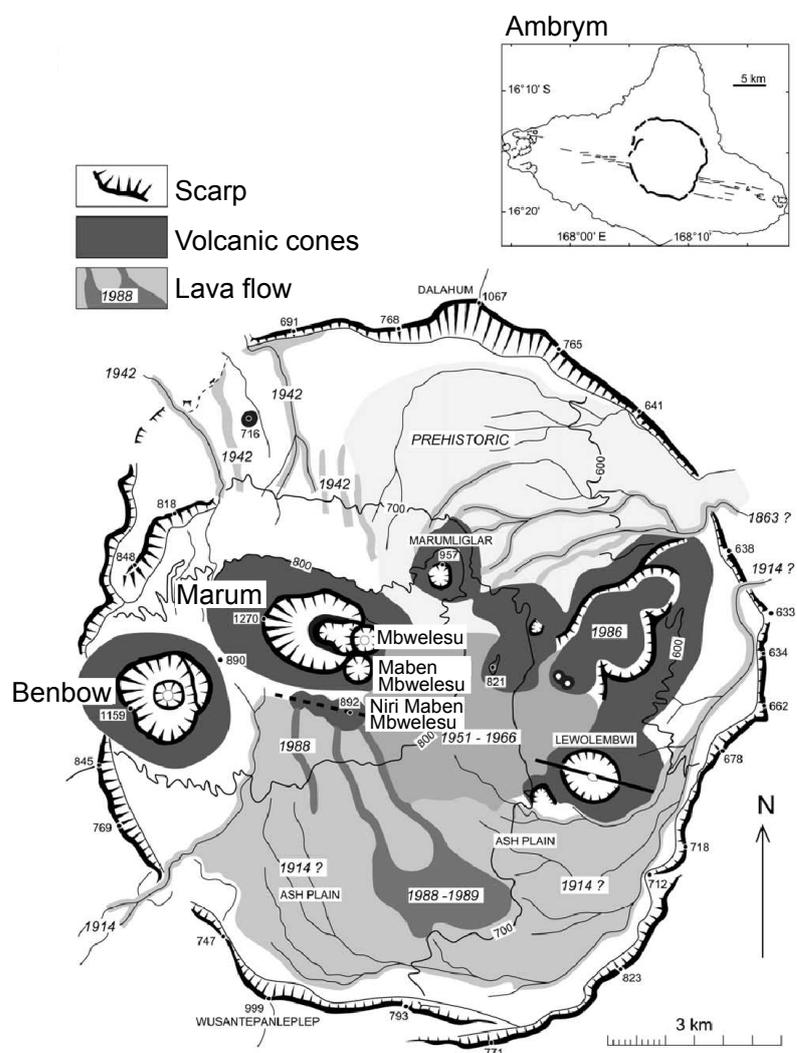


FIGURE 2.1 – Carte géologique de la caldeira d’Ambrym, d’après *Robin et al.* (1993). L’île d’Ambrym avec sa caldeira et ses fractures en extension alignées selon N100°, est représentée dans l’encart situé en haut à droite. Les principales structures présentes à l’intérieur de la caldeira sont montrées sur cette carte : la bordure de la caldeira et les cratères, les cônes volcaniques, ainsi que les coulées de lave, annotées par leur année de formation.

L’activité éruptive sur Ambrym est très fréquente et très variée : coulées de lave, lacs de lave, explosions stromboliennes, panaches de cendre de plusieurs kilomètres. Dès 1774, date de la première observation documentée par le Capitaine Cook, deux colonnes de gaz étaient visibles au dessus d’Ambrym (*Beagkehole*, 1961). Les coulées de lave récentes sont visibles sur la carte de *Robin et al.* (1993) (fig. 2.1). La dernière remonte à 1989, issue de la fissure orientée N100° sur laquelle se situe Niri Maben Mbwelesu. Huit éruptions majeures ont eu lieu sur Ambrym au cours de ces deux derniers siècles, comme celles de 1894 et 1913 qui ont causés des pertes humaines, et celles de 1929 et 1951 qui ont conduit à des évacuations vers les îles voisines (*Eissen et al.*, 1991).

Les observations antérieures à 1979 sont résumées dans la table 2.1. L’accès difficile et les mauvaises conditions météorologiques n’ont permis que des observations sporadiques des cratères. L’activité actuelle est caractérisée par un dégazage continu au niveau de Benbow et de Marum, ainsi que des émissions fréquentes de panaches de cendres de quelques kilomètres de hauteur, des épisodes d’activité strombolienne, et la présence plus ou moins continue de lacs de lave en surface. Ces lacs sont observés simultanément dans un ou plusieurs événements actifs, du Benbow et/ou du Marum. Le nombre et le diamètre des lacs est variable au cours du temps. Les lacs sont surtout observés au niveau du cratère Mbwelesu de Marum, avec des dimensions associées variant entre 40 et 100 m de diamètre. Les observations au niveau de Benbow sont moins nombreuses, peut-être du fait de la difficulté d’accès aux points d’observation. La dimension maximale reportée pour un lac de lave de Benbow est de 40 m. Des observations précises de l’activité des lacs du Mbwelesu sont données dans le tableau 2.2, et quelques photographies d’observations récentes de l’activité des deux cratères sont montrées figure 2.2.

Peu d’études scientifiques ont été effectuées sur le dégazage et la dynamique d’Ambrym du fait des difficultés d’accès. Les mesures de flux de gaz par spectrométrie UV (mini-DOAS) réalisées par *Bani et al.* (2009) ont néanmoins montré qu’Ambrym faisait partie des sources d’émission mondiales les plus importantes de SO<sub>2</sub> et BrO.

Year	Date	Crater	Observations
1979	07/02	B	Cinder lapilli and gas column causing destructive acid rain (A. Macfarlane, SEAN 04:04)
1986	08/03	?	Ash plume of 3000 m altitude (R. Stoiber, SEAN 11:03)
1988	13/02	B	Ash plume of 10.5 km altitude (J. Latter, SEAN 13:02)
	27/05	M	Lava lake of 50 m in diameter in Mbwelesu’s crater (A.H. Melchior, SEAN 14:04)
	10/08	M	Intracaldera lava flow from a cone near Mbwelesu’s crater (C.S. Cheney, SEAN 14:04)
1989	24/04	M	Lava flow from the same previous cone (Pilot report, SEAN 14:04)
	24/04	?	Ash plume of 3500 m altitude (Pilot report, SEAN 14:04)

**Table 2.1 – (suite en page suivante)**

Year	Date	Crater	Observations
	31/04	?	Ash plume of 6000 m altitude (Meteorological service in Wellington, SEAN 14:04)
	25/05	?	6000 m altitude white plume associated with 3000 m-altitude ash plume (Pilot report, SEAN 14:10)
	26/09	B	Gently bubbling lava lake (C. Monzier and C. Douglas, SEAN 14:10)
		M	Strongly bubbling lava lake (C. Monzier and C. Douglas, SEAN 14:10)
1990	05/09	M	One vent sounding like a reactor, violently emitted ash, gas, lava blocks and fragments at 30 ms <sup>-1</sup> (M. Lardy, BGVN 15:11)
1991	10/06	M	2000 m altitude ash plume (C. Mortimer, BGVN 16:06)
	13/07	M	Lava lake of about 100 m in diameter (C. Robin and M. Monzier, BGVN 16:07)
1994	07/12	B & M	Lava lake (M. Monzier, BGVN 20:01)
1996	20/07	B	Lava lake with calm surface (H. Gaudru et al., BGVN 21:09)
		M	Bubbling lava lake 100 m in diameter at Mbwelesu's crater (H. Gaudru et al., BGVN 21:09)
1997	05/08	B	Strombolian activity (P. Vetch and S. Haefeli, BGVN 22:11)
		M	Lava lake with agitated surface at Mbwelesu. Strombolian explosions caused by bursting of gas bubble 2-3 m in diameter at Niri Maben Mbwelesu (P. Vetch and S. Haefeli, BGVN 22:11)
1998	04/09	M	Active lava lake about 100 × 30 m in dimension (J. Seach, BGVN 23:09)
1999	01/01	B	Lava lake about 40 m in diameter and in constant motion. Fragments of lava due to bubble bursting reaching 100 m high. (J. Seach BGVN 24:02)
	06/01	B	Violent Strombolian explosions ejecting bombs 300 m high and dark ash clouds (J. Seach, BGVN 24:02)
		M	Lava lake 60 m wide in constant motion at Mbwelesu's crater. Elongated vent (40 × 10 m) located South of the lava lake that spattered lava every 5-10 s at 150 m high (J. Seach, BGVN 24:02)
	26/08	B	Thicker ash emissions about every 5 min rising at a rate of approximately 13.5 ms <sup>-1</sup> . 66 discrete explosions heard from 16:15 to 16:25 (J. Seach, BGVN 24:08)
		M	3 active vents at Mbwelesu's crater : (1) at North-West part, an elongate 75 × 45 m pit contained a lava lake, violently boiling ; (2) at the central vent, a 45 m in diameter lava lake ; (3) at South-East part, a 10 m wide vent ejected fragments of lava 150 m high every 5-10 s (J. Seach, BGVN 24:08)
	24/09	M	Lava lake of about 60 m in diameter with significant degassing accompanied by turbulent waves and sudden variations in the lake's surface level (G. de S. Cyr, BGVN 26:02).
	22/10	M	Main lava lake wider than in 24/09, exhibiting violent and regular degassing ; and second small elongate lava lake with sometimes very agitated surface (G. de S. Cyr, BGVN 26:02).
	01/11	?	Ash plume rising to 1500 m altitude (VAAC Wellington, BGVN 25:02)
	09/12	?	Ash cloud up to 2700 m altitude (Pilot report, BGVN 25:02)

**Table 2.1 – (suite en page suivante)**

**Chapitre 2 : Exploration du système magmatique du volcan d’Ambrym  
(Vanuatu) par un mini-réseau acoustique triangulaire**

102

Year	Date	Crater	Observations
2000	26/01	B	No active lava lake. Sporadic brown ash emissions. One large of them rose 1400 m above the crater in 3 minutes (J. Seach, BGVN 25:02).
		M	Ash emissions about every hour (J. Seach, BGVN 25:02).
	02/08	B	Violent and continuous explosions that fed a dense ash plume from one vent. Lava lake in the North-East vent (G. de S. Cyr, BGVN 26:02).
		M	Lava lake about 100×60 m in size, and with regular and sustained degassing that agitated the surface with big waves (G. de S. Cyr, BGVN 26:02).
2001	01/02	M	Lava lake in Mbwelesu crater observed during February and still present in August (local guides reports, BGVN 27:12 from J. Seach).
2002	01/06	B	Lava lake during June (local guides reports, BGVN 27:12 from J. Seach).
	12/12	M	Lava lake in constant motion in Mbwelesu crater inside a circular pit, and with a diameter of 40-50 m. One 15-m-diameter vent 100 m North of the lava lake made explosions that ejected black ash up to 50 m into the air (J. Seach, BGVN 27:12).
	13/12	B	One 10-m-diameter vent in the central crater (South), glowed red and loudly degassed. Active lava lake in the North crater (J. Seach, BGVN 27:12).
2003	08/09	M	Loud and rhythmic degassing sounds heard every few seconds at Niri Maben (J. Seach, BGVN 28:09).
	10/09	M	50-m-diameter lava lake inside Mbwelesu’s circular 100-120 m in diameter pit. Small lava pond with a diameter of 8-10 m inside a smaller pit NE of the lava lake. Crusted 10-m-diameter lava pond inside Maben crater, with red lava visible through surface cracks. Loud cannon-like explosions about every 20 minutes. Brown ash emitted by a 6-m-diameter pit North of the crusted pond. (J. Seach, BGVN 28:09).
2004	01/03	M	Active lava lake present in Mbwelesu crater during March (J. Seach, BGVN 29:05).
	27/04	?	Large ash plume present up to 2 May, visible on MODIS images (J. Seach, BGVN 29:05).
2007	03/04	?	Ash plumes rose to altitude below 2400 m (pilots reports, BGVN 32:05).
	01/05	?	Ash plume extending 37 km NW at an altitude of 4000 m (pilot report, BGVN 32:05).
	26/05	M	Lava lake in Mbwelesu crater (S. G. Clegg and K. E. Hicks, BGVN 32:05).
2008	31/08	B	Strong degassing, often in pulses (A. Binas, BGVN 34:01).
		M	Two smalls lava lakes (up to 8 m in diameter) visible in Mbwelesu crater, that appeared to be holes through a crusted-over lava lake (A. Binas, BGVN 34:01).
2009	25/03	?	Ash plume rose to an altitude of 2100 m (pilot report, Wellington VAAC).
	22/06	M	Lava lake inside Mbwelesu crater (Geohazards DGMWR).
	11/07	B	Lava visible inside one 10 m in diameter central vent in the South crater with regular bubble bursting. Continuous degassing from a circular pit (50 m in diameter) located at 40 m North from the previous vent.

**Table 2.1 – (suite en page suivante)**

Year	Date	Crater	Observations
			Lava lake inside North Crater with calm surface, 10 m in diameter (IPGP-IRD)
2010	05/03	?	Ash plumes rose to an altitude of 2400 m (pilots reports and satellite imagery, Wellington VAAC).
	08/08	?	Ash and steam plumes rose to an altitude 6100 m a.s.l. (Wellington VAAC).

TABLE 2.1 – Observations de l’activité éruptive récente à Ambrym, au niveau des deux cratères, Benbow (B) et Marum (M). Ce tableau constitue un résumé des rapports détaillés fournis par *Global Volcanism Program*. Depuis 1988, des panaches plus ou moins cendreux et des lacs de laves sont régulièrement observés.

Date	Observations of lava lake activity
26/08/1999	The lava lake located at the North-west part of Mbwelesu crater, inside an elongate $75 \times 45$ m pit was violently boiling and ejected lava fragments every 1-2 s. The horizontal current flow at the surface of the lake was estimated at $8 \text{ ms}^{-1}$ . Tree 20-m-in-diameter gas bubbles were seen simultaneously before exploding at the surface, that almost filled the entire lake surface. At the central vent of Mbwelesu crater, the surface of the 45-m-diameter lava lake was animated by 20 m high waves moving across the pit and lava fragments were ejected up to 150 m heights (BGVN 24:08)
12/12/2002	The lava lake of 40-50 m in diameter was in constant motion. Up to 8 large bubbles formed at any one time and covered over 80% of the lake surface. The cycle of bubble formation and rupture took about 3 seconds. Fluctuation of the lava lake level about 10 m and over a period of less than one hour, depending of the surface degassing rate. During low activity, the whole lake surface tilted 5 m towards the North and the back to the South over a 2-s-period (BGVN 27:12).
10/09/2003	At the 50-m-diameter lava lake inside Mbwelesu’s circular 100-120 m in diameter pit, large 10-m-diameter gas bubbles were bursting in the SE half of the lava lake, with up to 8 bubbles visible at the same time. (BGVN 28:09).

TABLE 2.2 – Observations détaillées des lacs de laves situés dans le cratère du Mbwelesu, faites par John Seach (*Global Volcanism Program*).

## 2.2.2 Activité capturée par le capteur MODIS

La présence des lacs en surface d’Ambrym donne lieu à des anomalies thermiques, repérées grâce aux satellites d’observation de la NASA, Terra et Aqua. Ces satellites disposent entre autre d’un capteur d’images MODIS (pour MODERate resolution Imaging Spectroradiometer). Les images sont réalisées dans 36 bandes différentes du spectre

Benbow		Marum	
	3/11/2004 Benbow 1 <sup>st</sup> crater Lava glowing, but no lava visible © P. Bani		18/07/2005 A vigorous explosion, expulsing huge amount of ash into the atmosphere © S. Cronin
	13/10/2007 Benbow 1 <sup>st</sup> crater Lava glowing occurred only periodically © P. Bani		30/05/2007 Lava lake occurrence with limited size © S. Clegg
	13/10/2007 Lava lake on the 2 <sup>nd</sup> crater of Benbow ~80 m from surface lake diameter ~ 30 m © P. Allard		14/10/2007 A light strombolian type activity © P. Allard
	06/10/2008 Benbow 1 <sup>st</sup> crater The vent was occluded © P. Jean-Baptiste		16/09/2009 A well established lava lake © M. Massat
	06/10/2008 Lava lake on the 2 <sup>nd</sup> crater of Benbow ~ 100 m from surface lake diameter 15-20m © P. Allard		10/09/2010 A well established lava lake © P. Bani
	12/07/2009 Benbow 1 <sup>st</sup> crater A light strombolian type activity, highlighted here by a bubble break © C. Zielinski		
	14/08/2009 Degassing vent with a very limited glow © M. Massat		

FIGURE 2.2 – Différentes manifestations volcaniques photographiées sur Benbow et Marum. Des lacs de lave sont régulièrement observés dans les deux cratères, alors que les explosions plus vigoureuses sont généralement vues seulement sur Marum.

électromagnétique. La totalité de la surface de la Terre est ainsi observée tous les 1 à 2 jours, avec une résolution spatiale, correspondant à la taille d'un pixel, de 250 à 1000 m selon la bande de fréquence. A chaque pixel est associée une valeur de radiance dans chaque bande spectrale. *Wright et al.* (2002) ont créé un algorithme de détection des anomalies thermiques d'origine volcanique, appelé MODVOLC, ainsi qu'une base de données interactive des anomalies et des valeurs de radiance associées, accessible en ligne sur le site <http://modis.higp.hawaii.edu/> (*Wright et al.*, 2004). Ces auteurs ont défini un indice thermique normalisé, NTI (Normalised Thermal Index), dont une valeur seuil permet de définir la présence d'une anomalie thermique. Cet indice correspond à l'écart entre la radiance spectrale de la bande centrée sur 4  $\mu\text{m}$ , et de la radiance spectrale de la bande centrée sur 12  $\mu\text{m}$ . La première bande comprend les longueurs d'onde caractéristiques émises par les sources de chaleur volcaniques de haute température (coulées, lacs de lave), et la seconde les longueurs d'onde associées à la température ambiante de la surface terrestre. La différence de radiance entre ces deux bandes pour chaque pixel, est normalisée par la somme des radiances des deux bandes. L'indice NTI résultant, est utilisé pour détecter les anomalies thermiques. Lorsqu'un indice NTI dépasse -0.8, une détection est déclarée. Cet algorithme a été initialement vérifié sur une cinquantaine de volcans actifs. La résolution spatiale est de 1 pixel par km : elle est suffisamment fine pour distinguer les anomalies provenant de Benbow de celles de Marum (fig. 2.3). Les valeurs de radiance spectrale sont récupérées sur le site MODVOLC. Ces données sont disponibles à partir d'Avril 2006. Les indices NTI sont calculés à partir des bandes 21 et 32, centrées respectivement sur les longueurs d'onde 4  $\mu\text{m}$  et 12  $\mu\text{m}$ . Les valeurs de radiance ont été préalablement moyennées par jour de données. L'ensemble des anomalies est reporté dans le graphe 2.4. Du fait de la couverture nuageuse, les anomalies ne sont pas toujours détectables. Le graphe montre cependant que le complexe volcanique d'Ambrym est particulièrement actif, la lave est détectée en surface, ce qui est concordant avec les observations de lac de lave régulières sur cet édifice (tab. 2.1). Sur cette période de 2042 jours, l'activité de Benbow est détectée sur un total de 141 jours et celle de Marum sur 276 jours, soit presque 2 fois plus. Par ailleurs, les anomalies sont globalement simultanées sur les deux cratères, sauf pour la période de fin Oct. à fin Déc. 2007, où seule l'activité de Marum produit des anomalies MODIS.

Plus l'anomalie est élevée, plus la valeur de radiance associée à la bande d'émission des températures de la lave est élevée. Des valeurs plus élevées indiquent une température plus grande et/ou une surface plus importante. Les NTI de Marum sont globalement plus élevés que ceux de Benbow, ce qui peut indiquer une surface de lave plus importante. Les observations visuelles semblent en effet montrer que les lacs de Marum peuvent être de plus grande dimension et plus nombreux que ceux observés au sein de l'édifice de Benbow

Location of MODIS thermal anomalies detected by MODVOLC from Apr. 2006 to Nov. 2011

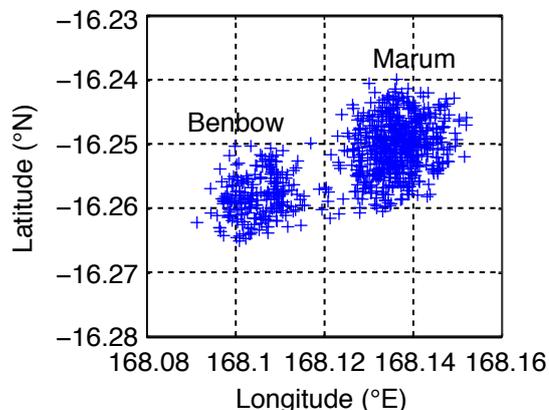


FIGURE 2.3 – Localisation des anomalies MODIS reportées par le programme MODVOLC sur la période du 14 Avril 2006 au 16 Novembre 2011, sur l'île d'Ambrym. Les deux édifices Benbow et Marum sont identifiables. La longitude 168.12°E est utilisée pour séparer les groupes de coordonnées, chacun associé à un des édifices.

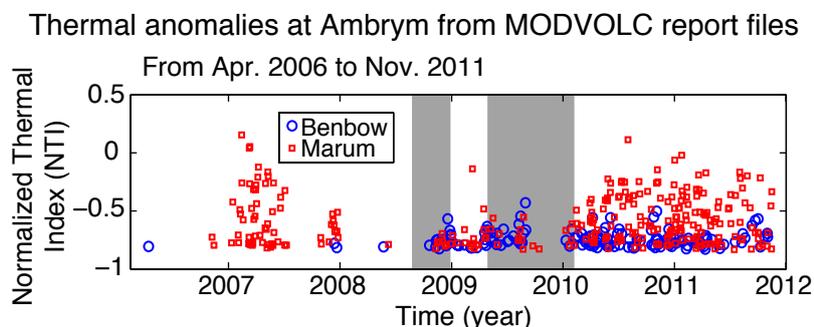


FIGURE 2.4 – Anomalies MODIS reportées par MODVOLC pour la période d'Avril 2006 à Novembre 2011, pour chaque cône, Benbow et Marum, et exprimées par l'indice thermique normalisé (NTI). Les indices NTI associés à Marum affichent souvent des valeurs plus élevées que celles des indices NTI de Benbow. Quatre périodes d'activité soutenue sont repérables : (1) du 7 Nov. 2006 au 9 Jul. 2007, où seule l'activité de Marum a produit des anomalies, (2) du 30 Oct. au 25 Déc. 2007, (3) du 21 Oct. 2008 au 15 Oct. 2009, et (4) du 9 Janv. 2010 au 16 Nov. 2011, l'arrêt de cette période n'étant pas encore déterminé. A ces périodes d'anomalies s'ajoutent des anomalies isolées, le 14 Avril 2006 et le 23 Mai 2008 sur Benbow, ainsi que le 8 Juin 2008 sur Marum. Les deux périodes grisées permettent de situer les périodes où il existe des enregistrements du mini-réseau d'Ambrym. La première période est l'objet de ce chapitre, la seconde sera étudiée dans le chapitre suivant.

(tab. 2.1).

## 2.3 Le mini-réseau acoustique d'Ambrym : présentation et méthode d'analyse des données

### 2.3.1 Configuration du mini-réseau acoustique

Le mini-réseau a été placé dans la partie Sud-Ouest de la caldeira d'Ambrym, à environ 700 m d'altitude, face aux cratères actifs Benbow et Marum (fig. 2.1). Ce mini-réseau se compose de trois microbaromètres disposés en trois sites, Ouest, Nord et Est, distants les uns des autres de 200 m (fig. 2.5 et 2.6). Leurs positions ont été déterminées avec un GPS de poche Etrex avec une précision de 5 m. Les coordonnées des différents sites sont les suivantes :

Site Ouest : 168.1230°E, 16.2821°S, alt. 751 m, voie 1

Site Nord : 168.1243°E, 16.2807°S, alt. 753 m, voie 2

Site Est : 168.1248°E, 16.2826°S, alt. 749 m, voie 3

Les capteurs sont des microbaromètres MB2000 de bande passante 400s-40 Hz conçus par le CEA-DASE. La station d'acquisition, une Larzac (développée par le CEA-DASE), enregistre les données des trois capteurs au niveau du site Est. L'enregistrement se fait sur 24 bits et avec une fréquence d'échantillonnage de 100 Hz. Les données sont sauvées toutes les heures sous un format compressé appelé Onyx.

Trois périodes de données enregistrées en quasi-continu sont valables pour le moment : du 24 Août au 18 Septembre 2008, puis du 3 Octobre au 29 Décembre 2008 et enfin du 29 Avril au 8 Février 2010. Les coupures entre ces périodes sont dues pour la première à un problème au niveau du logiciel contenu dans le système d'acquisition, et pour la deuxième à la foudre.

La coupe topographique effectuée à partir des codes GMT (*General Mapping Tools*) permet de vérifier les différents chemins de propagation cratères - station (fig. 2.7). Les projections orthogonales entre les cratères et l'emplacement moyen du mini-réseau (168.1240°E-16.2818°S) donne des distances cratères-station de 3200 m pour Benbow, 2850 m pour le Niri Maben Mbwelesu, 3300 m pour le Mbwelesu et 3200 m pour le Maben Mbwelesu. Ces distances sont les distances minimales de propagation. Nous admettons une distance maximale de 3500 m, que nous utiliserons pour les différents calculs de volume de gaz par la suite.

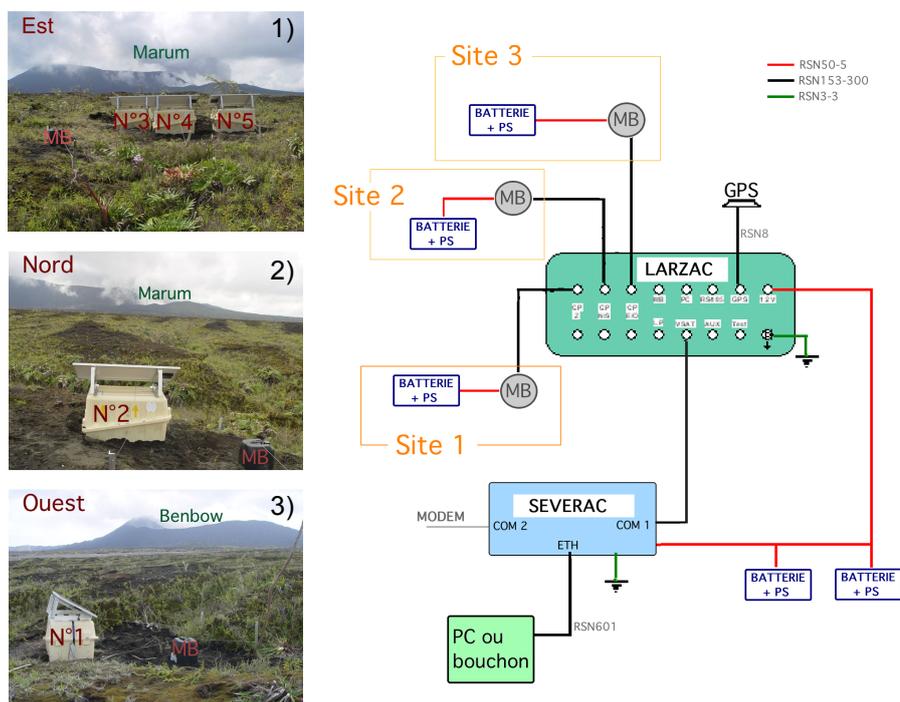


FIGURE 2.5 – Schéma du montage du mini-réseau acoustique d'Ambrym. Les photographies montrent la vue de chacun des trois sites de mesure en direction des cratères. (1) Site Est, contenant la station d'acquisition et le microbaromètre n°3 (MB3). (2) Site Nord (MB2 et coffret d'alimentation). (3) Site Ouest (MB1 et coffret d'alimentation). Chaque microbaromètre est protégé par un bidon en plastique (retourné), ses quatre entrées d'air sont chacune connectées à un tube d'une longueur de 40 cm qui assure le contact avec l'atmosphère, et diminue les effets du vent.

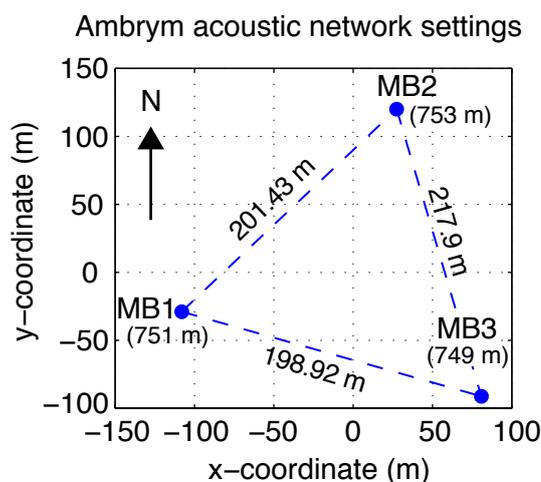


FIGURE 2.6 – Positionnement des trois microbaromètres en fonction du barycentre du mini-réseau. La distance entre les capteurs est indiquée, ainsi, qu'entre parenthèses, leur altitude.

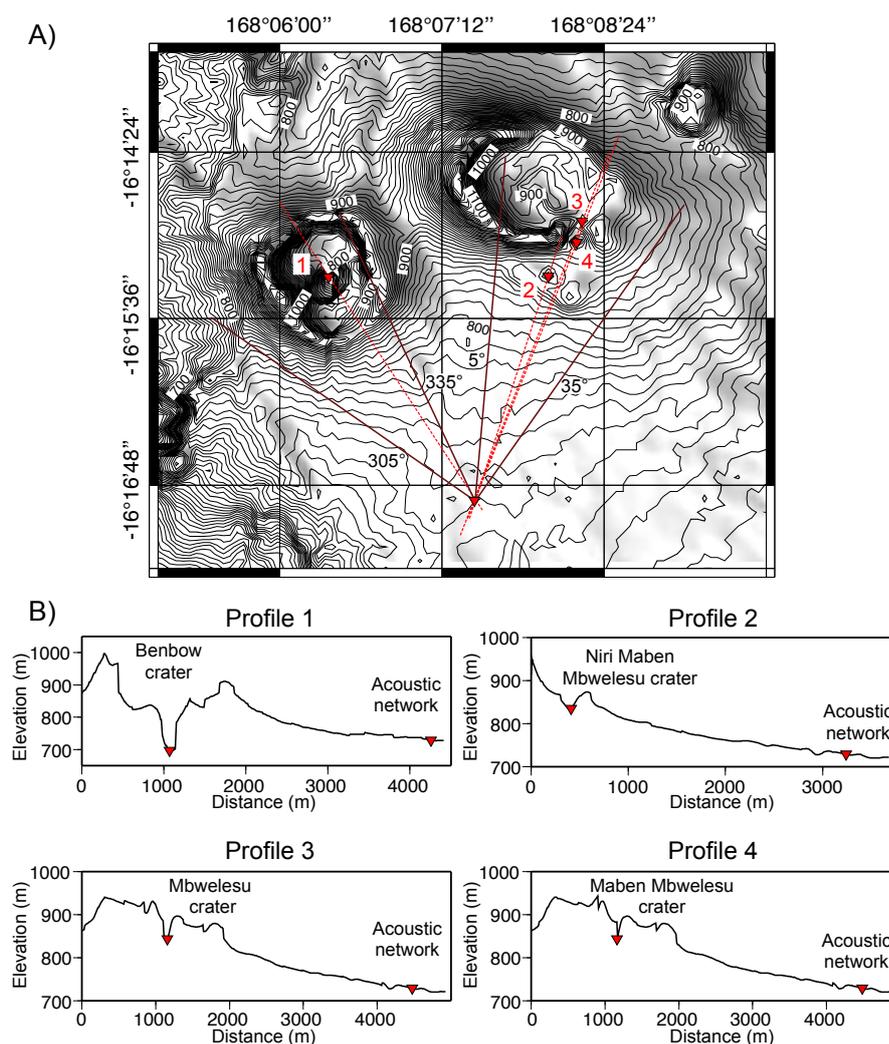


FIGURE 2.7 – Position du mini-réseau acoustique par rapport aux cratères actifs (A) et profils topographiques entre le mini-réseau et les cratères actifs (B). Les profils sont effectués au niveau des lignes rouges en pointillés et numérotées. Les lignes pleines situées de part et d'autre des lignes de profils indique les azimuts encadrant les deux cônes : 305–335° pour le cratère de Benbow et 5–35° pour les cratères de Marum.

### 2.3.2 Méthode d'analyse des données du mini-réseau

Le programme pmcc.exe (CEA-DASE ; version *v3.5c5\_std*) permet de lire et de traiter les données provenant du réseau de capteurs. Il détecte et localise de façon automatique les événements enregistrés par le réseau, en utilisant une méthode basée sur des fonctions de corrélation, la méthode PMCC (Progressive Multichannel Correlation Method) – méthode détaillée dans *Cansi* (1995). L'ensemble des détections et leurs caractéristiques (temps initial, final, vitesse, azimut, fréquence et amplitude moyenne, qualité de la détection) sont édités dans des bulletins de détection sous forme de fichier texte. Un logiciel interactif,

WinPMCC.exe, permet de contrôler la qualité de la détection et d’analyser plus particulièrement les événements détectés. Il permet également d’ajuster les paramètres de détection afin d’obtenir les localisations et les caractéristiques précises des événements qui présentent un intérêt particulier.

La détection par méthode PMCC est exécutée de façon automatique et en temps réel par le CEA sur les réseaux sismiques et infrasonores, en utilisant des paramètres de détection prédéfinis. Les valeurs de ces paramètres ont été choisies afin d’obtenir un seuil de détection optimal, soit le meilleur compromis possible entre un faible niveau de détection et un nombre limité de fausses détections. L’ensemble des détections et leurs caractéristiques sont édités dans un bulletin journalier. La détection PMCC sur les réseaux acoustiques a permis d’étudier entre autre la propagation atmosphérique des signaux acoustiques générés par les explosions du volcan Yasur, jusqu’au réseau installé à environ 400 km en Nouvelle-Calédonie (*Antier et al.*, 2007), les ondes infrasonores générées par la surface des océans (*Le Pichon et al.*, 2004; *Willis et al.*, 2004) ou encore celles produites par l’entrée dans l’atmosphère d’une météorite (*Le Pichon et al.*, 2002). *Garcés et al.* (2003) ont également appliqué la détection PMCC à un mini-réseau acoustique installé sur le Kilauea (Hawaï), ce qui a permis de suivre le trémor infrasonique continu généré par le Pu’u’O’o situé à 13 km de la station, en parallèle du trémor sismique.

Nous avons ajusté au mieux les paramètres de détection par PMCC pour le mini-réseau acoustique d’Ambrym, puis créé un programme qui lance l’algorithme PMCC sur l’ensemble des données. Tout un ensemble de programmes a été ensuite mis au point pour pouvoir étudier en détail les données acoustiques des détections reportées dans les bulletins, et notamment pour calculer le volume de gaz associé.

### **2.3.2.1 Détection par la méthode PMCC**

Contrairement au bruit environnant, caractérisé par des variations d’amplitude et de phase spécifiques à chaque capteur, un signal se propageant à travers le réseau acoustique sera enregistré sans déformation par l’ensemble des capteurs. La méthode PMCC utilise la corrélation dans le domaine temporel pour détecter des signaux cohérents enregistrés par au moins trois capteurs. Plus précisément, les données sont filtrées en plusieurs bandes de fréquence, et la corrélation est calculée entre les voies filtrées pour chaque bande, sur une fenêtre glissante de longueur fixe. Cette méthode permet d’obtenir une représentation temps-fréquence avec des valeurs de corrélation associées à chaque bande. Les caractéristiques telles que la vitesse de l’onde et l’azimut sont déduits à partir des délais entre les temps d’arrivée des signaux cohérents sur les différents capteurs. Le délai entre deux capteurs correspond au décalage temporel donnant le meilleur coefficient de cross-corrélation. Dans le cas d’une onde plane idéale, la somme des délais entre les temps

d'arrivée sur les capteurs est nulle. Soit A, B et C désignant les trois capteurs d'un réseau acoustique, cette somme s'exprime par :  $r_{ABC} = \Delta t_{AB} + \Delta t_{BC} + \Delta t_{CA}$ . Dans le cas d'un réseau à trois capteurs,  $|r_{ABC}|$  correspond à la consistance. Pour qu'une détection soit déclarée, la consistance doit être inférieure à une valeur seuil.

Les principaux paramètres de la détection sont ainsi les suivants :

1. *WindowLength* ( $s$ ) : longueur de la fenêtre temporelle sur laquelle sont effectuées les corrélations entre les différentes voies. Elle ne doit pas être inférieure au délai maximum de propagation possible entre les capteurs pour permettre de repérer les arrivées cohérentes. En augmentant cette longueur de fenêtre de calcul, le nombre de fausses détections est diminué.
2. *TimeStep* ( $s$ ) : longueur du décalage entre deux fenêtres de calcul consécutives. Sa valeur doit être inférieure ou égale à celle de la fenêtre de calcul, et supérieure à la longueur d'onde des événements à détecter. Elle définit la résolution temporelle de la détection. Plus cette valeur est faible, plus est précise la variation temporelle des paramètres de l'événement détecté.
3. *ThresholdConsistency* ( $s$ ) : consistance maximale autorisée pour autoriser la déclaration d'une détection.

Les calculs PMCC sont appliqués sur les versions filtrées des données dans plusieurs bandes de fréquence. Le filtre utilisé est de type Chebyshev d'ordre 2. Les paramètres à renseigner sont : la fréquence minimale et maximale (Hz), le nombre de bandes utilisées pour découper la plage de fréquence et le mode de découpage définissant la longueur des bandes (constante, linéaire, ou proportionnelle à l'inverse de la fréquence). Ces paramètres contrôlent la résolution fréquentielle de la détection. La corrélation étant calculée sur une fenêtre de longueur fixe, cette longueur doit être suffisamment grande pour pouvoir détecter les signaux dans la bande de plus basse fréquence.

La résolution temporelle et fréquentielle définissent un pixel dans le plan temps-fréquence. A chaque pixel est associé une valeur de consistance, calculé à partir de la cross-corrélation entre les voies. Le seuil de consistance est le premier critère appliqué au pixel pour le garder ou le rejeter en tant que détection. Un signal cohérent peut être détecté dans plusieurs bandes de fréquence : plusieurs pixels sont alors détectés au niveau du même pas de temps, mais pour des fréquences différentes. Selon sa durée, les pixels peuvent se succéder d'un pas de temps à l'autre. Les pixels suffisamment proches et aux caractéristiques similaires sont rassemblés en famille. Les seuils suivants sont utilisés pour définir une famille et intégrer un nouveau pixel dans une famille :

- distance temporelle maximale entre un pixel et une famille,  $\sigma_t$  en s
- écart-types maximum pour le temps (*ThresholdDate* en s), la fréquence ( $\sigma_f$  en pourcentage du nombre de bandes), la vitesse ( $\sigma_v$  en pourcentage), l'azimut ( $\sigma_a$

- en degré) et l’amplitude RMS ( $\sigma_{rms}$  en pourcentage) existant entre le pixel et la famille ;
- vitesses de propagation minimale et maximale autorisées pour la famille ( $VStoreMin$  et  $VStoreMax$  en  $\text{km h}^{-1}$ ) ;
- nombres minimal et maximal de pixel pour former une famille ( $ThresholdFamMin$  et  $ThresholdFamMax$ ) ;
- la distance normalisée  $ThresholdDistance$ , qui est un seuil sans dimension combinant les écarts en temps, fréquence, azimut et vitesse de propagation.

Ainsi, chaque détection PMCC correspond à un ensemble de pixels localisés dans le domaine temps-fréquence, appelé famille ou détection continue. L’ensemble des résultats de la détection par heure d’enregistrement est édité par le programme `pmcc.exe` dans un bulletin, sous forme de fichier texte. Chaque ligne de bulletin contient les caractéristiques d’une famille détectée, qui se répartissent en 13 champs : temps initial de la détection, temps final, fréquence minimale des pixels (Hz), fréquence maximale (Hz), valeur RMS (Pa), azimut (degré décimal), vitesse de l’onde ( $\text{km s}^{-1}$ ), écart-type de l’azimut (deg), écart type de la vitesse ( $\text{km s}^{-1}$ ), nombre de pixels constitutifs de la famille, consistance, coefficient de cross-corrélation, fréquence moyenne (Hz) et numéros des voies utilisés. L’azimut indique la direction par rapport au Nord correspondant à la droite : centre du mini-réseau-source.

### 2.3.3 Choix des paramètres et automatisation du calcul

Les paramètres ont été ajustés suite à des tests effectués avec le logiciel interactif WinPMCC. Ce logiciel permet en effet de modifier les paramètres et de visualiser le résultat de la détection. L’ensemble des paramètres finalement retenus est résumé dans le tableau 2.3. Tous ces paramètres sont définis dans un fichier `pmcc.ini`. L’exécutable `pmcc.exe` effectue les calculs de détection par jeu de données de une heure enregistrées par la Severac. Il utilise en entrée le fichier texte `pmcc.ini`, qui contient également les chemins d’accès au jeu de donnée et au dossier destiné à l’enregistrement des résultats sous forme de bulletin. Un programme Matlab a été écrit pour automatiser la détection sur l’ensemble des données numérisées. Les bulletins édités pour chaque heure d’enregistrements sont au final accessibles dans un dossier unique.

Les données des trois voies sont enregistrées par la Severac dans un dossier dont le nom indique l’heure d’enregistrement. Le calcul PMCC dans la version de l’exécutable utilisée ne peut se faire que par jeu de donnée contenu dans le dossier horaire (une nouvelle version de `pmcc.exe` permet de traiter la détection sur plusieurs heures). La longueur maximale d’une famille ne peut donc pas excéder une heure. De plus, une observation plus détaillée des données a permis de mettre en évidence un problème de synchronisation

PMCC parameters	Value	Comments
<b>Detection parameters</b>		
WindowLength (s)	20	
TimeStep (s)	3	
ThresholdConsistency (s)	0.03	3 times the sampling period
<b>Filter parameters</b>		
Number of bands	8	Constant bands width
Minimum frequency (Hz)	0.05	Minimum frequency of detected explosive event on the 3 sets of continuous data : 0.3 Hz
Maximum frequency (Hz)	5	No significant signal observed above 5 Hz
Bands width	Constant	
<b>Family parameters</b>		
$\sigma_t$ (s)	10	
ThresholdDate (s)	4	
$\sigma_f$ (% of bands number)	$10^6$	Set to its maximum
$\sigma_v$ (%)	20	
$\sigma_a$ (°)	5	
$\sigma_{rms}$ (%)	100	
VStoreMin ( $\text{m s}^{-1}$ )	280	
VStoreMax ( $\text{m s}^{-1}$ )	600	To ensure propagation at acoustic velocity (and not seismic one)
ThresholdFamMin	6	
ThresholdFamMax	$10^6$	Value set to its maximum to allow continuous detection over one hour
ThresholdDistance	1.2	

TABLE 2.3 – Paramètres choisis pour la détection par l’algorithme PMCC.

de l’enregistrement des données des trois voies. La date initiale d’enregistrement n’est en effet pas toujours la même pour les trois voies de chaque dossier, alors que la durée de chaque fichier de données est identique. La durée de recouvrement ou durée effective, correspondant à la durée de la partie simultanée entre les trois voies, n’est ainsi pas toujours égale à une heure (fig. 2.8). La durée effective, pouvant être utilisée pour le calcul de détection, est en moyenne de 57 min pour l’ensemble des jeux de données étudiés. Au total, 88% des données sont exploitables.

Une fois la détection exécutée, l’ensemble des bulletins est lu et l’ensemble des résultats est rassemblé dans un tableau unique (sous forme de matrice Matlab). Dans le but d’étudier et de comparer le dégazage entre Benbow et Marum, ces résultats sont traités afin d’obtenir les signaux acoustiques associés à chacun des deux cratères.

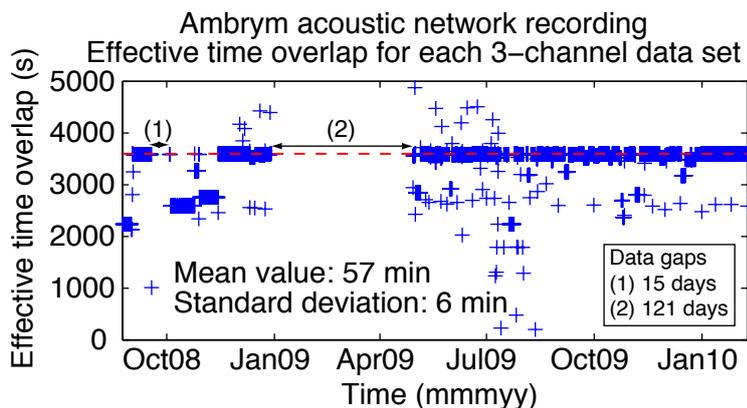


FIGURE 2.8 – Durée de recouvrement effective pour l’ensemble des séries de données continues.

### 2.3.3.1 Utilisation des résultats de la détection PMCC

Un extrait de bulletin simplifié est montré en figure 2.4. Par rapport au bulletin d’origine, nous n’avons pas fait apparaître sur cet extrait certaines colonnes (écart-types, capteurs) et nous avons arrondi certaines valeurs, afin d’en faciliter la lecture. Dans le bulletin original, les fréquences, la valeur RMS et la vitesse apparaissent en effet avec 6 chiffres significatifs et l’azimut est donné au millième de degré près.

La configuration du mini-réseau permet de détecter les signaux acoustiques d’origine

Extract from report of PMCC continuous detections - 10-Dec-2008

Initial time	Final time	$f_{min}$	$f_{max}$	$f_{mean}$	RMS	Az.	Sp.	N	Cons.	Cor.
		Hz	Hz	Hz	Pa	deg	$\text{m s}^{-1}$			
01:33:02	01:33:47	0.05	5.0	2.8	0.17	22.3	326.9	65	0.01	0.57
01:34:05	01:34:44	0.05	5.0	1.3	0.43	316.7	350.0	41	0.01	0.64
01:35:20	01:35:35	0.05	1.9	0.8	0.59	316.0	344.6	10	0.02	0.59
01:33:47	01:35:53	0.05	5.0	2.7	0.21	22.0	326.2	163	0.01	0.62
01:35:47	01:36:17	0.05	5.0	2.2	0.31	319.8	355.5	45	0.01	0.67
01:36:32	01:36:38	0.6	3.1	1.7	0.35	318.3	350.2	6	0.01	0.65
01:35:59	01:37:14	0.05	5.0	2.7	0.21	22.5	324.8	94	0.01	0.61

TABLE 2.4 – Extrait d’un bulletin, modifié pour simplifier la visualisation. Les écart-types associés aux azimuts, non présentés ici, ont des valeurs comprises entre  $1.26$  et  $2.70^\circ$  et ceux de la vitesse entre  $4$  et  $11 \text{ m s}^{-1}$ .  $f_{min}$ ,  $f_{max}$  et  $f_{mean}$  sont respectivement les fréquences minimales, maximales et moyennes des pixels de la famille détectée. RMS représente la valeur moyenne de l’amplitude de ces pixels, Az. l’azimut, Sp. la vitesse de propagation, N le nombre de pixel de la famille, Cons. la consistance et Cor. le coefficient de corrélation.

volcanique et de localiser leur source avec une précision inférieure à  $5^\circ$  d’azimut, suffisante pour séparer les signaux provenant du cratère Benbow de ceux de Marum. La figure 2.9 représente les azimut en fonction de la vitesse de l’onde des détections trouvées par la méthode PMCC sur l’ensemble des séries temporelles étudiées (2008-2010). Les

histogrammes de ces azimuts (fig. 2.10) sont utilisés pour définir les intervalles d'azimuts permettant d'identifier les événements provenant des deux cratères. Les familles dont l'azimut est compris entre 305 et 335°N sont ainsi attribuées à l'activité de Benbow, tandis que l'intervalle 5-35°N permet de définir les événements produits par Marum. La position des trois sous-cratères de Marum, quasiment alignés dans la direction du mini-réseau (fig. 2.7), ne permet pas d'attribuer les détections spécifiquement aux sous-cratères. 97% des détections proviennent de Benbow et de Marum. Les familles dont l'azimut est complémentaire aux deux intervalles constituent une troisième classe de détection. Leurs caractéristiques, notamment leurs amplitudes et durées, ont été vérifiées pour s'assurer qu'elles ne correspondent pas à des événements de forte intensité produits par Ambrym. L'écart de quelques degrés pour la localisation d'une même source fixe est attribué aux variations atmosphériques environnantes des températures et de l'intensité et de la direction des vents. Cet artefact a été observé par exemple par *Johnson et al.* (2003) pour la localisation des sources explosives de l'Erebus (Antarctique), associées à l'éclatement de grandes bulles (rayon supérieur à 1 m), au niveau du lac de lave sommital d'environ 20 m de diamètre. Les localisations d'une trentaine d'événements par cross-corrélation des signaux enregistrés sur 5 stations, situées entre 670 et 2450 m de l'événement, donnent des écarts de positionnement par rapport au centre du lac de lave compris entre 1 et 30 m.

Par ailleurs, des familles d'azimut et de fréquence différentes peuvent être détectées simultanément, sur la totalité de leur durée ou sur une partie seulement comme illustré en figure 2.11-A. De plus, des détections simultanées provenant d'un même azimut mais de fréquence différente peuvent correspondre à des familles dissociées dans le bulletin. Pour extraire les détections continues des données, les familles sont triées et réarrangées afin de supprimer les parties simultanées des détections. Le but est de pouvoir déclarer l'occurrence d'un événement provenant de Benbow, de Marum ou d'ailleurs sur les données puis de stacker les trois voies pour obtenir le signal associé à l'événement. Selon la valeur du coefficient de cross-corrélation, la partie simultanée entre deux familles est supprimée ou conservée. En désignant par A et B deux familles ayant un intervalle temporel en commun, si le coefficient de cross-corrélation de A est plus fort que celui de B, la partie simultanée de B est supprimée. Selon la position de A par rapport à B, les cas suivants sont possibles :

- 1) B est totalement contenu dans la famille A : la famille B est totalement supprimée ;
- 2) la famille A chevauche une extrémité de B : B conserve les mêmes propriétés (vitesse, azimut, fréquences etc) mais sa durée est raccourcie ;
- 3) la famille A est de durée plus faible que B et est incluse dans B : B est découpé en deux familles distinctes ayant les mêmes caractéristiques.

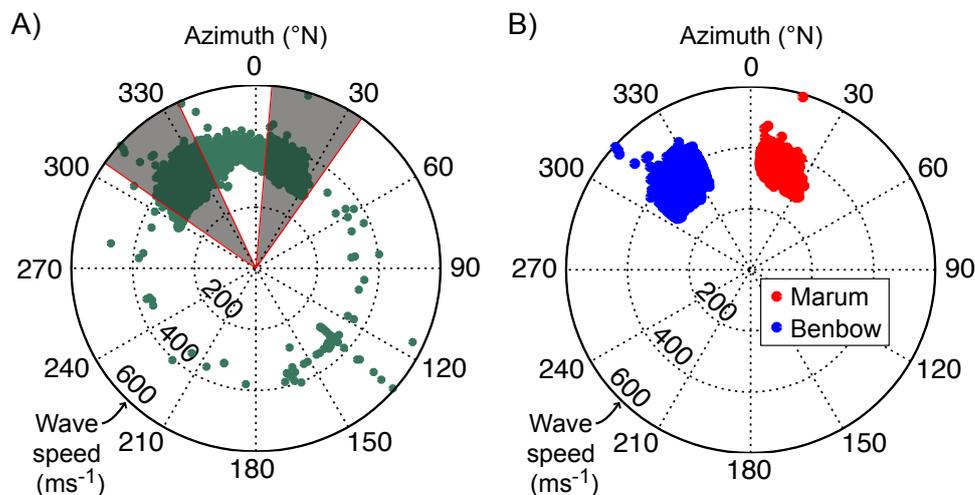


FIGURE 2.9 – Azimut en fonction de la vitesse de l’onde pour l’ensemble des détections continues (2008-2010). (A) La grande majorité des détections continues se trouvent dans la direction des deux cratères Benbow (zone grisée de gauche) et Marum (zone grisée de droite). Seuls 85 événements ont un azimut compris entre 40 et 290°N, sur un total de 522166 détections. La majorité des détections provient donc de la zone Nord, située entre 290 et 40°N. Dans cette dernière zone, la vitesse moyenne vaut 341 ms<sup>-1</sup>. L’écart-type associé est de 14 ms<sup>-1</sup>, les valeurs minimale et maximale étant respectivement de 280 et 595 ms<sup>-1</sup>. (B) Seules les détections en provenance des zones grisées de (A), représentant 97% de la totalité des détections, sont conservées pour étudier le système volcanique d’Ambrym.

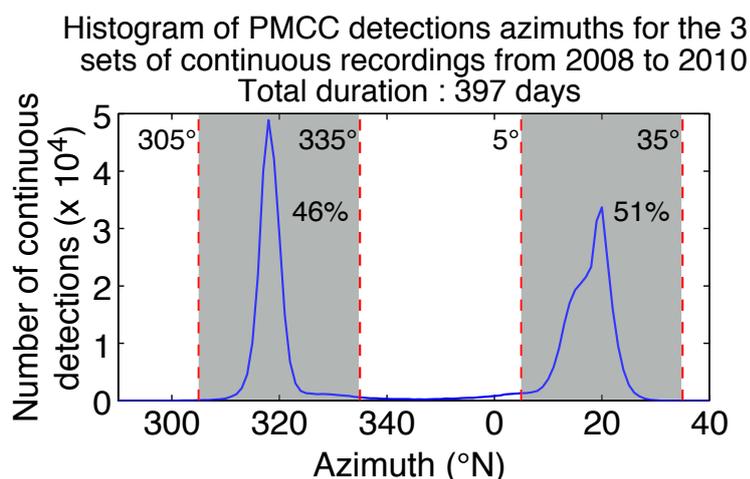


FIGURE 2.10 – Histogramme des azimuts compris entre 290 et 40°N, des familles détectées sur l’ensemble des données. Les intervalles choisis pour déclarer un événement comme provenant de Benbow ou de Marum sont respectivement : 305-335°N et 5-35°N. Seuls 3% des familles sont en dehors de cet intervalle. La distribution formée par les azimuts de Marum semble bimodale, mais ne permet pas de distinguer les différents centres éruptifs.

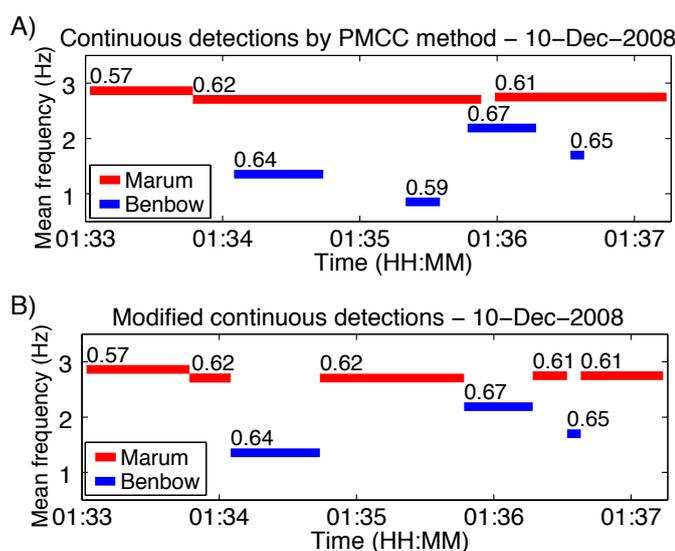


FIGURE 2.11 – Exemple de suppression de la simultanéité des détections continues. (A) Visualisation des détections de l'extrait de bulletin donné dans le tableau 2.4. Les lignes épaisses positionnent les détections continues dans le temps, en fonction de leur fréquence moyenne. Le coefficient de cross-corrélation associé à chaque détection continue est indiquée au dessus de chaque ligne. (B) Détections découpées, écourtées ou supprimées en fonction de la valeur de leurs coefficients de cross-corrélation.

Ces règles sont répétées tant qu'il y a simultanéité entre les familles nouvellement créées et les familles qui suivent dans le bulletin. Un nouveau bulletin est créé ne contenant que des détections continues non simultanées. La figure 2.11-B montre le résultat du tri effectué sur les détections présentées dans le tableau 2.4.

Les détections supprimées ont un coefficient de corrélation plus faible : les résultats associés comme la vitesse de l'onde ou l'azimut sont moins bien estimés que ceux des détections simultanées conservées. L'observation des données par le logiciel WinPMCC au niveau des détections simultanées a permis de vérifier que la portion de signal faiblement cross-corrélée était négligeable. Le tri assure la non redondance de l'information contenue dans le signal acoustique une fois le stack des trois voies effectué. L'analyse comparative des résultats montrant les caractéristiques des détections triées et non triées a permis de s'assurer que le tri n'occultait pas significativement l'activité vue par l'acoustique d'un des cratère au détriment de l'autre. Nous y reviendrons par la suite.

La valeur moyenne des vitesses de propagation des détections 2008-2010 provenant de Benbow et de Marum est de  $340 \text{ m s}^{-1}$  en considérant les détections des bulletins non triés ou bien triés ; les écarts types associés étant de  $12 \text{ m s}^{-1}$  pour les détections non triées et  $11 \text{ m s}^{-1}$  pour les détections triées. La figure figure 2.12 représente les histogrammes des vitesses de propagation calculées par PMCC, pour les cas des bulletins non triés (fig. 2.12-A) et triés (fig. 2.12-B). Les valeurs modes diffèrent selon la localisation de la

détection. La valeur moyenne des vitesses calculées à partir des ondes cohérentes détectées en provenance de Benbow est de  $346 \text{ m s}^{-1}$  (cas trié et non trié). 94% des vitesses sont comprises à  $\pm 20 \text{ m s}^{-1}$  de cette valeur moyenne pour le cas non trié, ce pourcentage atteint 96% pour le cas trié. La moyenne des vitesses est légèrement plus faible en considérant les détections provenant de Marum : de  $335 \text{ m s}^{-1}$  (pour les deux sortes de bulletins, triés et non triés), avec 92% des vitesses autour de  $335 \pm 20 \text{ m s}^{-1}$  pour le cas non trié, et 94% pour le cas des détections triées. Cette différence de valeur moyenne de propagation des ondes acoustiques peut être attribuée à l’imprécision quant à la localisation exacte des capteurs du mini-réseau (pour le moment, les mesures réalisées par GPS de poche sont précises à 5 m près). Les profils de vent au niveau de la caldeira peuvent également favoriser des écarts dans les valeurs des vitesses de propagation.

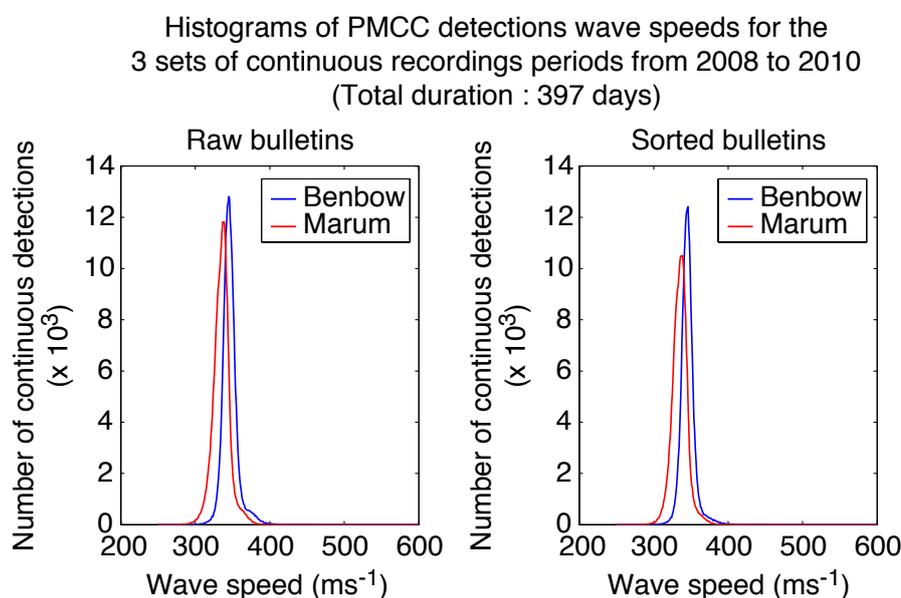


FIGURE 2.12 – Histogramme des vitesses de propagation des familles détectées en provenance des édifices d’Ambrym obtenues par PMCC à partir de l’ensemble des données acoustiques 2008-2010. Les histogrammes sont représentés pour les vitesses des détections PMCC en provenance de Benbow et de Marum, en considérant les détections continues brutes (A) et celles dont la simultanéité a été supprimée (B).

### 2.3.3.2 Stacks des détections continues

Une fois les résultats PMCC réarrangés afin d’éliminer la simultanéité, les signaux sont extraits des données. Les séries des jeux de données des 3 capteurs sont tout d’abord transformées au format Matlab, puis filtrées par un filtre passe-bande 0.1-10 Hz (Butterworth d’ordre 3) afin d’ôter l’éventuel offset et les perturbations atmosphériques basse-fréquences. Pour chaque détection PMCC et sur chaque voie, la partie des données corres-

pendant à l'intervalle temporel de la détection est recherchée et isolée. Les échantillons de données des trois voies sont ensuite cross-corrélés. Le décalage temporel correspondant au meilleur coefficient de cross-corrélation est utilisé pour supprimer le déphasage entre les signaux des deux premières voies, puis la troisième voie est à son tour mise en phase à partir de la cross-corrélation avec l'une des deux autres voies. La distance entre les capteurs étant d'environ 200 m, le déphasage maximum entre deux capteurs, en considérant une vitesse du son de  $340 \text{ m s}^{-1}$  est de :  $200/340 \approx 0.58 \text{ s}$ . Pour des vitesses comprises entre 280 et  $595 \text{ m s}^{-1}$ , intervalle comprenant l'ensemble des vitesses des détections PMCC trouvées sur les données de 2008-2010 (fig. 2.9), le déphasage peut fluctuer entre 0.33 et 0.71 s. Pour ne pas perdre de signal lors de la mise en phase des voies, les échantillons des trois voies sont en fait extraits des données avec 1 s d'avance sur le temps initial de la détection PMCC et avec 1 s ajoutée au temps final. En effet lors de la remise en phase, les échantillons de données sont raccourcis, en début de signal pour ceux retardés et en fin de signal pour l'échantillon associé à la première arrivée d'onde. Deux exemples de stacks de détection continue sont présentés en figure 2.13.

Les échantillons mis en phase sont ensuite moyennés, ce qui permet d'attribuer à chaque détection un signal unique, dont le bruit est de plus réduit par un facteur racine de 3. Chaque stack de données ainsi obtenu est sauvegardé dans une matrice Matlab avec les résultats de la détection PMCC correspondante, le temps initial précis, l'ordre d'arrivée au niveau des trois microbaromètres et les échantillons des trois voies de données utilisées pour le stack. Des résultats supplémentaires sont également ajoutés à ceux obtenus par PMCC pour caractériser d'avantage le signal : l'amplitude maximale et minimale du signal, la pseudo-fréquence calculée à partir de l'écart temporel entre le pic d'amplitude positive maximale et le pic négatif directement associé, la durée normalisée, ainsi que le rapport d'amplitude maximale entre les trois échantillons de données. Cette dernière valeur correspond au rapport entre l'amplitude maximale trouvée sur la valeur absolue de la pression acoustique des trois échantillons, sur la valeur minimale trouvée au même temps parmi celle des deux autres voies. Ce rapport permet de vérifier qu'il n'existe pas de pics électroniques sur l'une des voies. La durée normalisée correspond au rapport entre la durée du stack et la durée effective totale du jeu de données d'où a été extrait le signal (voir partie précédente).

L'ensemble des stacks est ainsi obtenu, en provenance de Benbow, Marum, ou de tout autre azimuth. Chaque stack correspond à une détection continue PMCC (éventuellement raccourcie pour éliminer la simultanéité). Ces calculs sont automatisés sur toutes les séries de mesures par un programme Matlab. Une matrice unique contenant l'ensemble des résultats de la série de mesure étudiée (caractéristiques PMCC et celles des stacks) est créée et sauvegardée, pour permettre de sortir par la suite des graphes de résultats

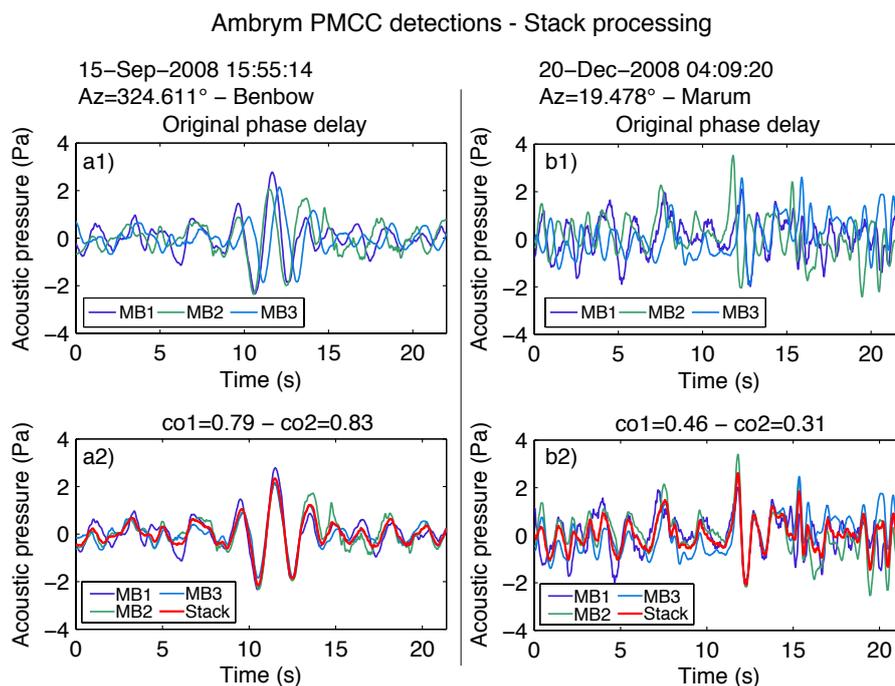


FIGURE 2.13 – Exemple de mise en phase des trois voies acoustiques pour deux détections continues. (a1) Données des trois voies correspondant à la détection PMCC du 15/09/2008 15:55:14. La différence entre les temps d’arrivée a permis de calculer un azimut dans la direction de Benbow. En se référant au signal résonnant apparaissant à 8 s, l’arrivée d’onde est quasi-simultanée sur les capteurs MB1 et MB2, et retardée sur MB3 (voir fig. 2.6). (a2) A partir de deux cross-corrélations successives, les données des trois voies sont mises en phase et moyennées pour obtenir le stack. Ce stack (rouge) représente la détection continue qui pourra être utilisée par la suite pour effectuer des calculs de volume de gaz. (b1) Autre exemple de données des trois voies du mini-réseau pour lesquelles une détection PMCC a été déclarée, datée au 20/12/2008 à 04:09:20. L’azimut de cette détection indique la direction de Marum. D’après la localisation des signaux impulsifs, notamment celui vers 12 s, la première arrivée d’onde se fait sur le capteur MB2. Il s’agit en effet du capteur le plus proche du Marum. (b2) Les trois voies sont intercorrélées ce qui permet de les mettre en phase puis d’obtenir le stack.

par exemple sur un intervalle de temps précis.

### 2.3.3.3 Calcul du volume de gaz

Le volume de gaz est calculé pour chaque détection continue à partir de la puissance acoustique (partie 1.3.1). La source à l’origine du signal détecté, est considérée comme monopolaire (*Vergniolle and Brandeis, 1994; Vergniolle et al., 2004*), en relation avec un dégazage en conduit ouvert lié à la remontée de bulles de gaz (lac de lave, explosions stromboliennes). Les paramètres utilisés sont :  $c = 340 \text{ m s}^{-1}$  pour la vitesse du son ;  $\rho_{\text{air}} = 1.21 \text{ kg m}^{-3}$  et  $r_{\text{vent}} = 3500 \text{ m}$  pour la distance source-capteur. La puissance acous-

tique est calculée sur deux temps d'intégration : la durée totale du stack et par tranche de 10 s. Pour cette dernière, une valeur de volume est calculé par 10 s de signal, le stack étant découpé par tranche de 10 s. Le volume correspondant au résidu éventuel en fin de signal, inférieur à 10 s, est conservé et intégré aux calculs de volumes de gaz totaux par périodes. Le volume de gaz est également calculé pour différentes bandes de fréquence, ce qui permet d'étudier les variations éventuelles de la source (dimension, viscosité) ou du style éruptif, et d'obtenir un volume de gaz plus précis en considérant la bande de fréquence caractéristique de la source acoustique liée au dégazage.

Un volume relatif par heure est également calculé à partir de la somme des volumes de gaz calculés sur les détections continues provenant d'un unique jeu de données, corrigé par un facteur correspondant à la durée effective détectable sur la durée théorique de 1h. Le flux est également estimé à partir du volume de gaz et du temps sur lequel ce dernier a été calculé.

La distance évent–mini-réseau est fixée à 3500 m pour le calcul du volume de l'ensemble des sources d'Ambrym, qui ne sont pas situées exactement à égale distance du mini-réseau. La distance la plus proche est celle du Niri Maben Mbwelesu, soit 2900 m environ. Le volume de gaz calculé par la puissance acoustique étant proportionnel à la racine carrée de la distance source–capteur, celui effectué avec une distance de 3500 m, sur un signal acoustique provenant en fait d'une source à 2900 m de distance sera sur-estimé d'un facteur 1.1.

#### 2.3.3.4 Evolution temporelle des résultats

Une fois la détection PMCC accomplie, les bulletins triés, les stacks créés et le calcul de volume du volume de gaz effectué, les résultats sont représentés dans des graphes d'évolution temporelle, sur une longue série de mesure continue ou bien sur une période particulière. Toutes ces étapes sont entièrement automatisées par des programmes écrit en langage Matlab. Les résultats sont également moyennés ou sommés par tranche de temps fixe, choisie par l'utilisateur. L'ensemble des résultats concerne : les résultats PMCC (dont vitesse, azimut), les caractéristiques des stacks (dont amplitude maximale, rapport entre les 3 voies), la durée normalisée, le nombre de détections par fenêtre de temps fixe, les volumes de gaz (par stack, par 10 s, par heure relative, le volume total et moyen par intervalle de temps) et les flux. Une observation détaillée des résultats a permis de mettre en évidence une variation de la détectabilité du mini-réseau en fonction du jour ou de la nuit : les données se trouvent être plus bruitées le jour que la nuit, ce qui entraîne une diminution de la durée de détection le jour ( de 05:00 à 20:00 TU) et une moins bonne estimation des résultats PMCC. Lors des moyennes et des sommes des résultats par 12 h, cet effet jour/nuit est moyenné en initialisant la borne inférieure du découpage de la série

de mesure sur l'heure 00:00 ou 12:00 (la plus proche de celle du démarrage de la série de mesure).

## 2.4 Application aux enregistrements du mini-réseau de la période du 24 Août au 29 Décembre 2008

Au total, 102042 détections continues ont été enregistrées pendant cette période de 4 mois, indiquant une activité magmatique continue sur Ambrym. Cette période est particulièrement intéressante, car elle montre l'occurrence d'une phase strombolienne vigoureuse sur Marum, qui a vraisemblablement un impact sur l'activité des deux cratères. Le contenu fréquentiel des signaux acoustiques est en effet modifié sur Benbow et Marum après cette phase. Cette phase débute le 25 Octobre 2008 et prend fin le 1<sup>er</sup> Novembre. Trois autres phases stromboliennes ou explosions isolées de fortes amplitudes sont détectées pendant cette période : le 14 Septembre et le 9 Décembre sur Marum, et le 25 Octobre sur Benbow.

Nous présentons tout d'abord les résultats de la détection PMCC pour cette période. L'analyse des stacks révèle la présence de signaux impulsifs avec des fréquences caractéristiques, en plus des signaux acoustiques associés aux explosions stromboliennes de forte amplitude. Le calcul du volume de gaz sur les détections continues, à partir de la puissance acoustique par fenêtre glissante, est effectué dans les différentes bandes de fréquence associées aux différents types de signaux. Nous procédons ensuite à la détection des signaux impulsifs contenus dans les stacks des familles détectées, afin de mesurer plus finement le volume de gaz et d'étudier l'activité liée au dégazage explosif.

### 2.4.1 Evolution temporelle des résultats de la détection PMCC

Les phases stromboliennes ou les explosions isolées sont reportées sur l'ensemble des graphes d'évolution temporelle des résultats par des lignes verticales.

#### 2.4.1.1 Azimut et vitesse de propagation par détection continue

La vitesse de propagation des détections est montrée pour les résultats bruts de la détection PMCC en parallèle des résultats réarrangés afin d'éliminer les simultanités (fig. 2.14). Le tri des détections a pour effet de supprimer les valeurs éloignées de la tendance environnante. Le graphe des résultats non triés permet également de s'assurer qu'il n'y a pas occultation totale de l'activité d'un des cratères au détriment de l'autre, à cause du tri. Le tri diminue le nombre de détection, celui-ci étant de 102042 en sortie du calcul PMCC, et de 77591 après tri.

## Acoustic PMCC detection of continuous volcanic signals from Ambrym – 24/08/2008–29/12/2008

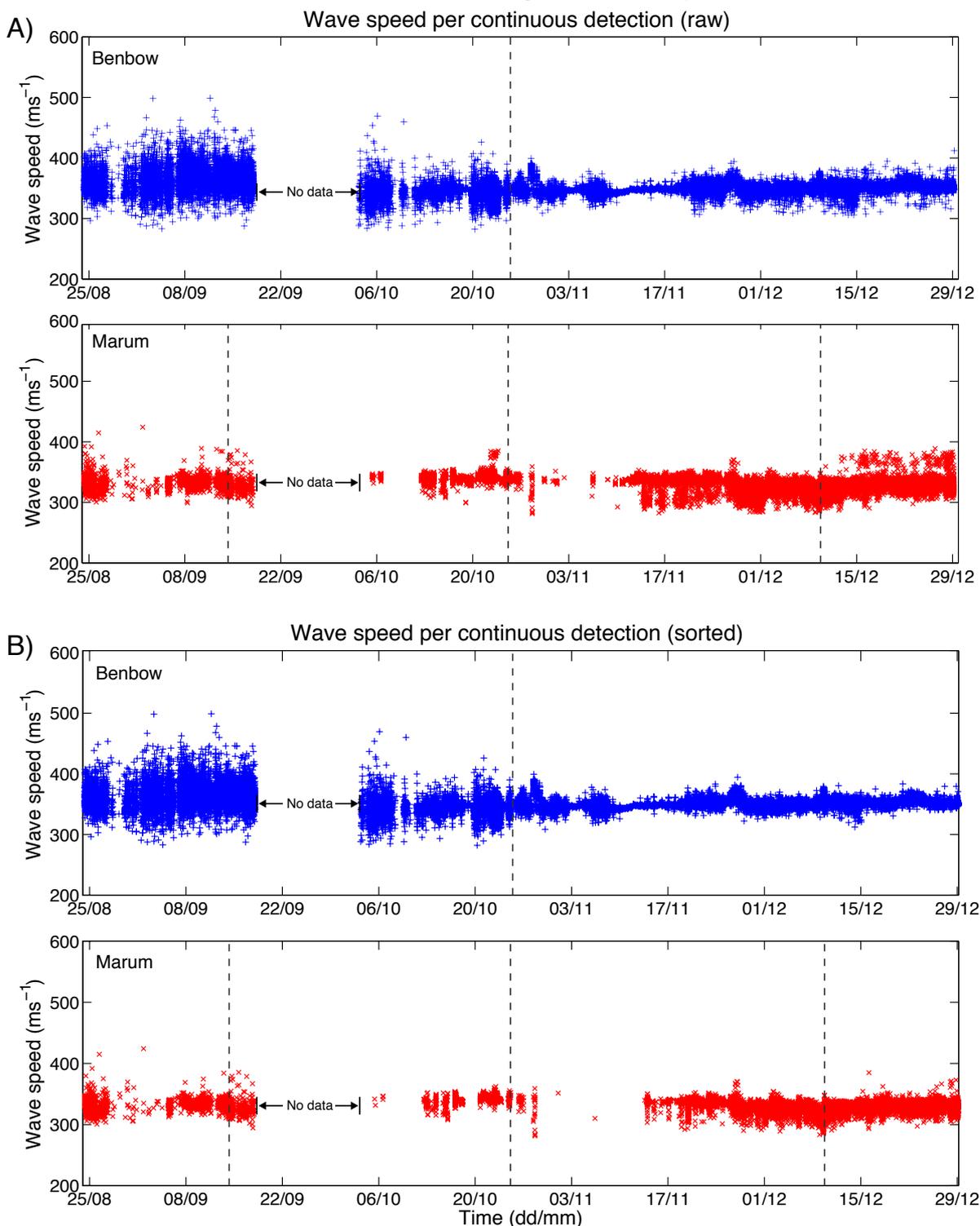


FIGURE 2.14 – Vitesses de propagation des détections PMCC attribuées à Benbow et Marum. La période sans données est due à une panne de la station. Les lignes verticales sont positionnées au niveau des explosions de forte amplitude détections sur les données du mini-réseau (ou de la première explosion pour les phases stromboliennes). (A) Vitesses de propagation de la totalité des détections continues obtenues par la méthode PMCC (sans suppression de la simultanéité). (B) Vitesses de propagation des détections continues non simultanées.

L’azimut (fig. 2.15) et la vitesse de propagation des détections continues restent relativement constants au cours de la période étudiée, ce qui suggère que les événements détectés sont de bonne qualité. Leurs valeurs semblent néanmoins plus dispersées pour Benbow jusqu’au 25 Octobre. Les vitesses de propagations, en majorité comprises entre 300 et 400  $\text{m s}^{-1}$ , indiquent qu’il s’agit bien d’ondes acoustiques et non de vibrations causées par des ondes sismiques par exemple.

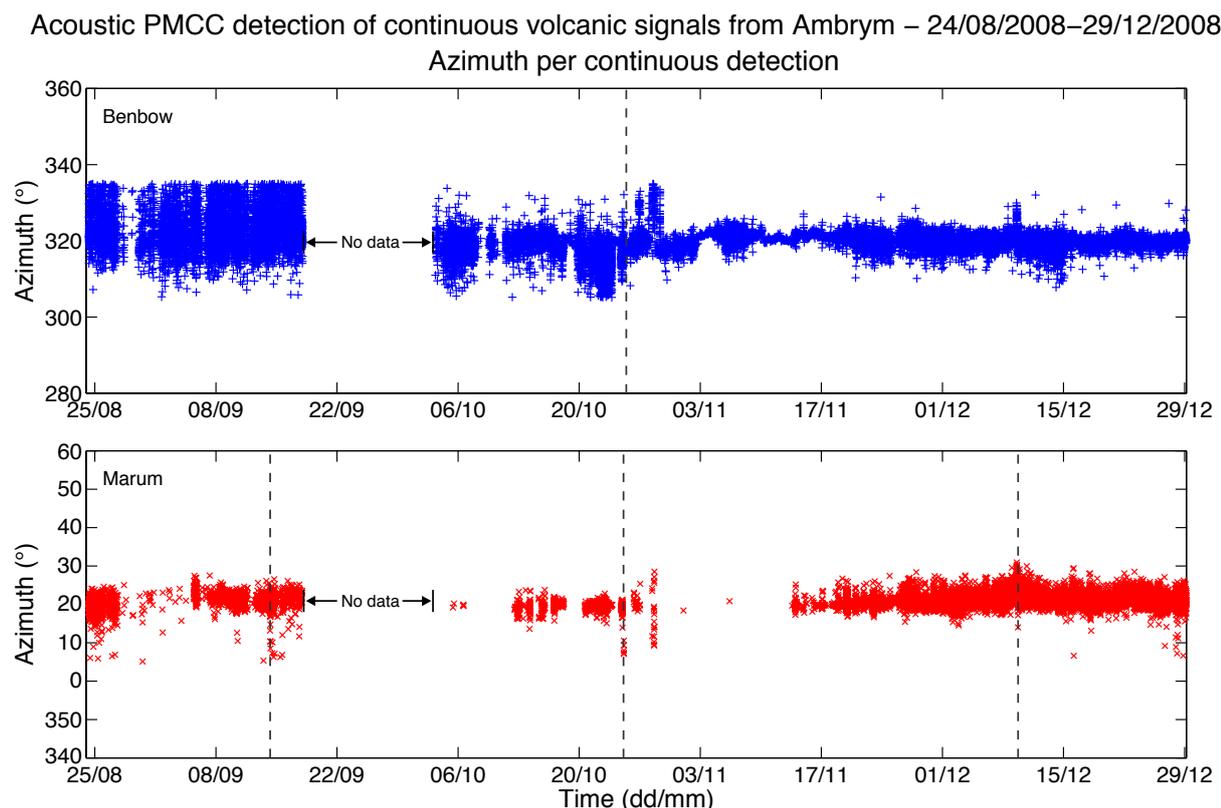


FIGURE 2.15 – Azimut des détections continues provenant de Benbow et de Marum (après suppression de la simultanité). Les valeurs sont d’avantage dispersées pour les détections continues de Benbow du 24 Août au 18 Sept., puis restent centrés autour de 320°N. Les azimuth de Marum sont globalement compris entre 15 et 30°N sur l’ensemble de la période.

#### 2.4.1.2 Amplitude maximale et fréquence PMCC par détection continue

L’amplitude maximale de chaque événement évolue de manière similaire pour les deux cônes, Benbow et Marum (fig. 2.16A). Sur la première série de données continue, l’amplitude de Benbow augmente sensiblement, de 0.2–2 Pa en fin Août à 0.4–2.5 Pa en début Septembre, puis décroît légèrement après mi-Septembre. L’amplitude de Marum suit le même comportement mais est moins élevée pendant cette même période.

Du 10 au 25 Octobre, les amplitudes maximales de Benbow et Marum suivent une aug-

## Acoustic PMCC detection of continuous volcanic signals from Ambrym – 24/08/2008–29/12/2008

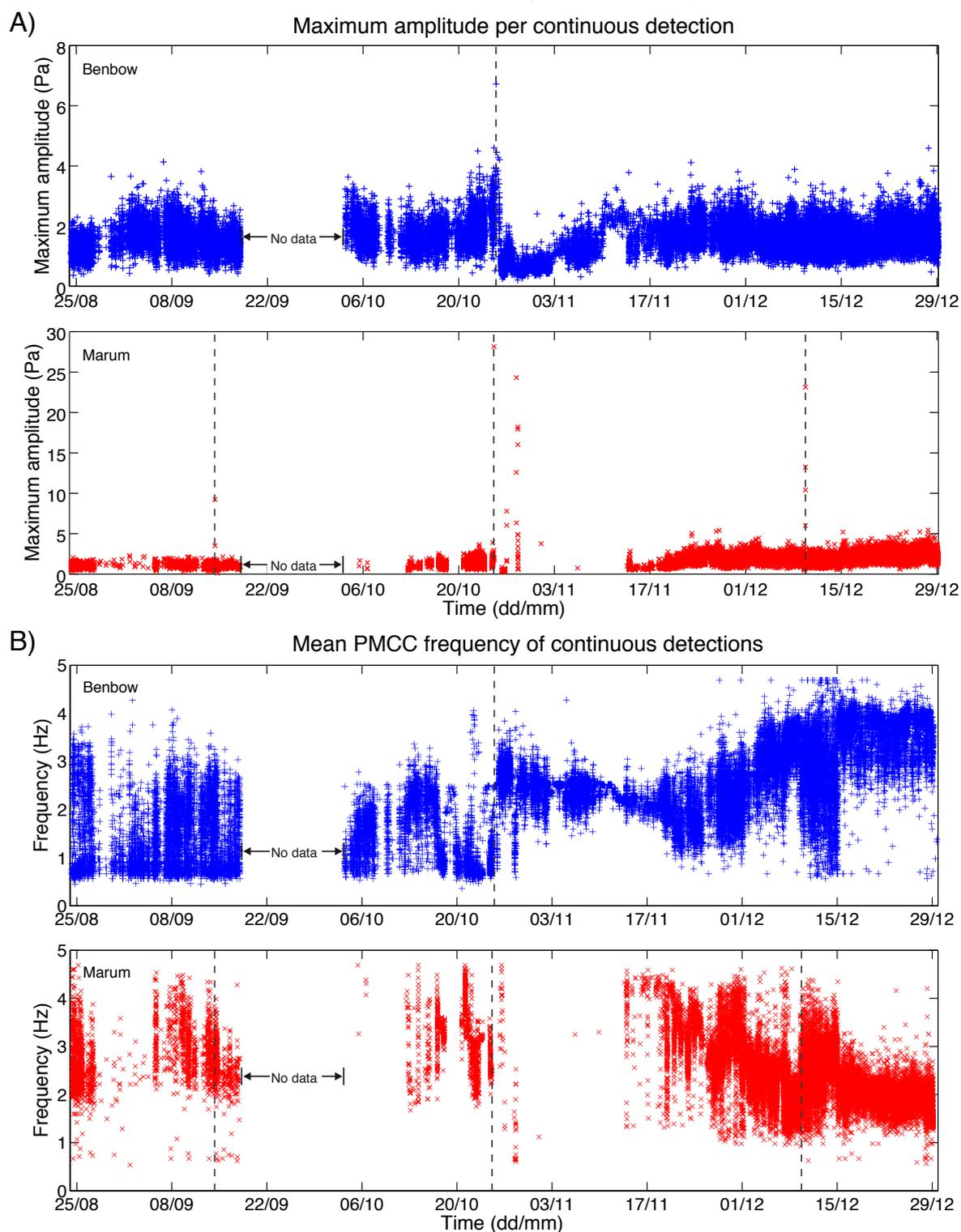


FIGURE 2.16 – Amplitude maximale (A) et fréquence moyenne PMCC (B) des détections continues. Les explosions stromboliennes de forte amplitude se démarquent bien sur les amplitudes maximales.

mentation importante, de 2.5 à 4 Pa en considérant l'enveloppe supérieure. Cette augmentation précède la phase strombolienne de Marum du 25 Octobre au 1<sup>er</sup> Novembre, soulignée par des pics en amplitude, atteignant jusqu'à 28 Pa. L'activité de cette phase strombolienne n'est pas continue et semble être particulièrement intense le 28 Octobre, un nombre important de détections continues successives étant alors caractérisé par une forte amplitude maximale. Des pics d'amplitude se retrouvent également le 14 Septembre et le 9 Décembre sur Marum. Trois phases stromboliennes de forte amplitude, non reportées, se sont donc produites sur Marum pendant la période étudiée. Une explosion isolée atteignant 6 Pa est aussi détectée sur Benbow le 25 Octobre.

La phase strombolienne énergétique d'Octobre sur Marum coïncide avec une très nette diminution des amplitudes maximales détectées sur Benbow, passant en valeur moyenne de 2 à  $\leq 1$  Pa. Après cette phase, Marum devient particulièrement calme jusqu'à mi-Novembre. L'activité sur Benbow est quant à elle maintenue, et les amplitudes maximales des détections continues augmentent progressivement jusqu'à mi-Novembre, puis demeurent stables à des valeurs atteignant en moyenne 3 Pa jusqu'à la fin Décembre. L'activité de Marum, dont l'intensité augmente progressivement à partir de mi-Novembre, devient corrélée avec celle de Benbow dès fin Novembre en ce qui concerne les amplitudes maximales.

La fréquence moyenne estimée par PMCC pour Benbow et Marum (fig. 2.16B) fluctue en fonction du temps. Cette fréquence correspond à la fréquence moyenne de l'ensemble des pixels constitutifs d'une détection continue. Elle est relativement plus forte sur Marum (2–4 Hz) que sur Benbow (0.5–3.5 Hz) avant la phase strombolienne d'Oct.-Novembre. La détection sur Benbow se fait juste après cette phase sur des composantes fréquentielles des données acoustiques plus fortes (2–3.5 Hz), puis augmente à nouveau mais de façon progressive entre mi-Novembre et fin Décembre. Sur Marum au contraire, la fréquence diminue de façon anti-corrélée à celle de Benbow, en passant de 4 Hz en mi-Novembre à 2 Hz en fin Décembre. En cas de signaux simultanés, la fréquence PMCC peut être moins révélatrice de la vraie fréquence moyenne du signal, l'occurrence d'une famille simultanée pouvant raccourcir la plage de fréquence détectable sur ce signal.

Pour connaître les fréquences liées spécifiquement aux signaux impulsifs contenus dans les détections continues, ces dernières sont observées en détail. Des échantillons de stacks des détections continues sont analysés pour différentes dates caractéristiques (i.e. périodes d'activité stables et transitionnelles d'après les variations d'amplitude et de fréquence).

#### 2.4.1.3 Fréquences liées aux signaux impulsifs des détections continues

L'observation minutieuse des stacks à différentes périodes permet de définir 4 bandes de fréquence qui caractérisent une activité spécifique au niveau des cratères (fig. 2.17) :

- 
- la bande 0.1–0.4 Hz caractéristique des événements de forte amplitude générés lors des phases stromboliennes de Marum d’Oct.-Nov. et de Décembre.
  - la bande 0.4–0.8 Hz est spécifique des signaux produits par Benbow au cours de la période précédant la phase strombolienne d’Oct.-Nov. de Marum. Deux types de signaux sont repérés, avec un pic d’énergie à 0.5 Hz : les signaux avec une forme d’onde résonnante, assimilée à celle générée par le résonateur de Helmholtz (*Vergniolle and Caplan-Auerbach, 2004*) et les signaux de type vibration de bulle (*Vergniolle and Brandeis, 1996*), oscillant pendant une période et demie. Les signaux de type résonateurs sont très nombreux, leur amplitude maximale est généralement située au niveau du second pic de l’oscillation impulsive, puis l’amplitude des oscillations suivantes décroît. Le nombre de période est variable, de 3 à parfois plus de 10. L’intermittence entre deux événements successifs peut être très faible (2–3 s). Les signaux avec une forme type vibration de bulle semblent beaucoup moins nombreux. La fréquence de la seule explosion de forte amplitude détectée sur Benbow le 25 Oct. fait également partie de cette bande de fréquence, avec une fréquence d’environ 0.44 Hz.
  - la bande 0.8–2 Hz est associée aux détections survenant après la phase strombolienne de Marum d’Oct.-Novembre. L’examen attentif de ces détections continues révèle la présence de signaux impulsifs de courte durée et de fréquence égale à environ 1 Hz, aussi bien sur Benbow (à partir du 30 Oct.), que sur Marum (à partir du 13 Nov.). La forme d’onde de ces signaux correspond à celle pouvant être générée par l’arrivée d’une bulle de gaz en surface (*Vergniolle and Brandeis, 1996; Ripepe et al., 2001, 2007; Lees et al., 2004*). Cette bande de fréquence comprend également l’explosion isolée de forte amplitude générée par Marum le 14 Septembre, d’une fréquence d’environ 1 Hz.
  - la bande 2–5 Hz comprend quelques signaux repérés dans les détections continues de Marum précédant la phase d’Oct.-Nov., d’une fréquence d’environ 4 Hz.

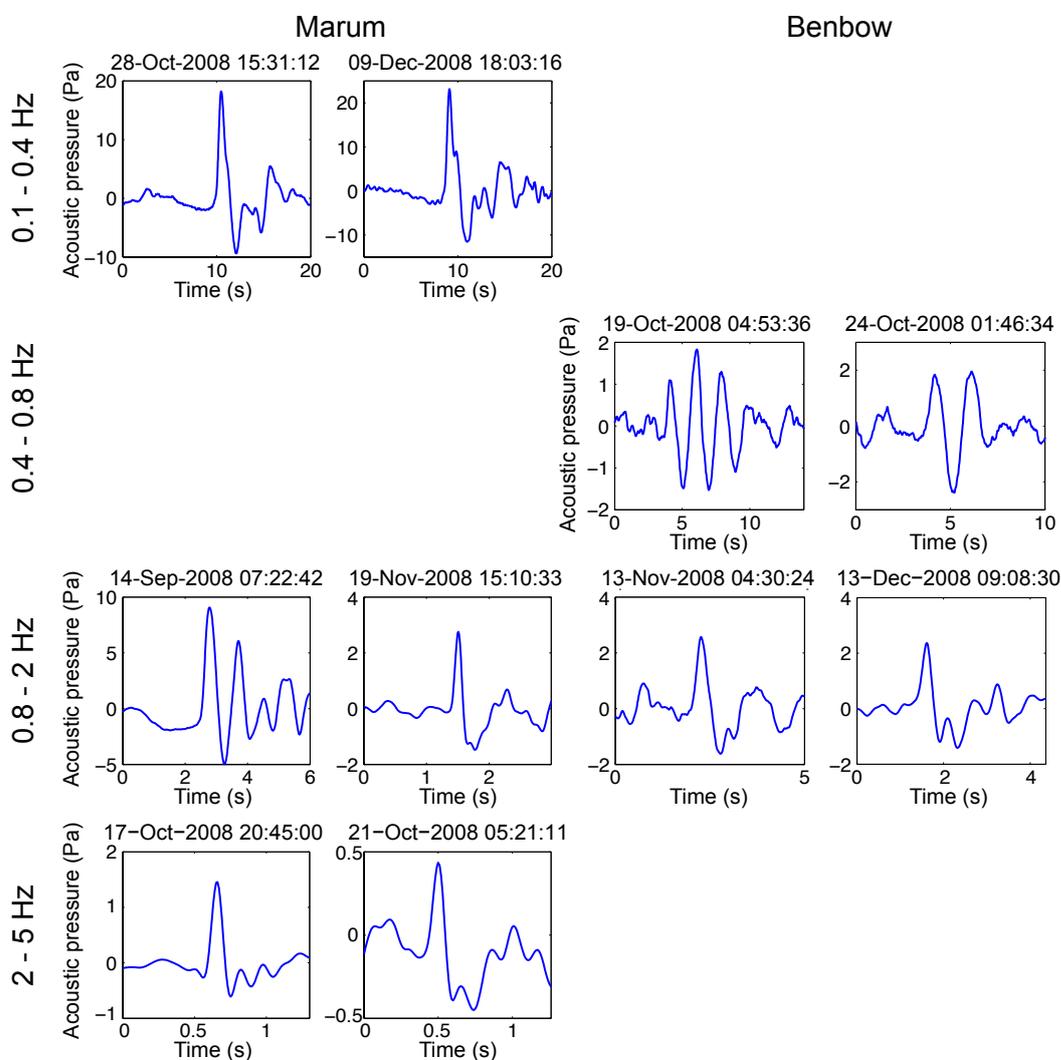


FIGURE 2.17 – Signaux caractéristiques repérés dans les stacks des détections continues de Benbow et de Marum, compris dans différentes bandes de fréquence. La bande 0.1–0.4 Hz correspond aux explosions vigoureuses des phases stromboliennes de Marum d’Oct.-Nov. et de Décembre. Des signaux dans la bande 0.4–0.8 Hz sont observés dans les détections de Benbow, certains avec une forme de type résonateur de Helmholtz, d’autre de type vibration de bulle. La bande 0.8–2 Hz comprend les signaux impulsifs produits par les deux cratères, d’une fréquence d’environ 1 Hz, ainsi que l’explosion isolée de forte amplitude du Marum du 14 Sept. 2008. Quelques signaux impulsifs sont produits par Marum dans la bande 2–5 Hz.

#### 2.4.1.4 Nombre et durée des détections continues

Une fois les événements triés pour éliminer les simultanités, un nombre total de 77591 stacks a été produit, 43285 attribués à Benbow contre 32622 provenant de Marum. 1684 stacks ont un azimut non compris dans la gamme définie pour Benbow et Marum (voir partie 2.3.3.1). Le nombre de détections continues ne représente pas le nombre de signaux impulsifs. Une seule détection continue peut en effet avoir une durée de 1 heure pour l'un des cratères, si par exemple son activité est intense (de nombreux signaux sont générés avec une faible intermittence), et si cette dernière masque celle de l'autre cratère. Le nombre peut au contraire être élevé lorsque la détection est simultanée sur les deux cratères. Si l'intensité des signaux émis par les deux cratères est similaire, les détections correspondront en effet à des événements de courte durée tantôt attribués à l'un des cratères, tantôt à l'autre. L'évolution du nombre par heure, parallèlement à celle de la durée, rend compte de l'intensité de l'activité (intermittence, énergie), du découpage dû à la simultanéité ainsi que de la détectabilité des signaux (fig. 2.18).

Le pourcentage de la durée totale des détections continues par rapport à la durée totale d'enregistrement pour la période étudiée est de 74.5%, avec 41.6% pour Benbow et 32.9% pour Marum. Cette répartition varie selon la période considérée (tab. 2.5). La durée totale d'enregistrement correspond à la durée effective, détectable par PMCC. En effet, du fait de la désynchronisation entre l'enregistrement des 3 voies, la durée effective est inférieure à la durée réelle d'enregistrement continu.

La durée des détections continue est ainsi normalisée par la durée effective de détection pour chaque jeu de données d'où provient la détection (fig. 2.18B) – le jeu de données correspondant aux trois fichiers par voie et par enregistrement horaire. Le nombre est quand à lui corrigé de l'effet de la non continuité des données exploitables. Un facteur de correction, correspondant au rapport de la durée effective par jeu de données sur la durée théorique de 1 heure, est appliqué au nombre de détections trouvé par jeu de données.

La première période d'enregistrement continue (Août–Septembre) apparaît comme une période de faible activité volcanique, moins d'un tiers de la durée totale des données étant détecté comme signal généré par les cratères. L'occurrence de la première phase d'activité strombolienne du 14 Sept. de Marum est associée à une augmentation des durées normalisées des détections de Benbow, 7 jours avant la phase strombolienne. Les valeurs de durée forment deux pulses qui se détachent de la valeur avoisinante inférieure à 0.05 : le premier entre le 7 et le 11 Sept., avec des valeurs atteignant 0.4 et le second entre le 11 et le 14 Sept., avec une valeur maximale de 0.55. Le début de la deuxième période d'enregistrement continue est marqué par l'augmentation de la durée des détections en provenance des deux cratères (fig. 2.18) jusqu'à la phase strombolienne d'Octobre. Les détections représentent alors moins de la moitié de la durée effective d'enregistrement (tab. 2.5). Les

Acoustic PMCC detection of continuous volcanic signals from Ambrym – 24/08/2008–29/12/2008

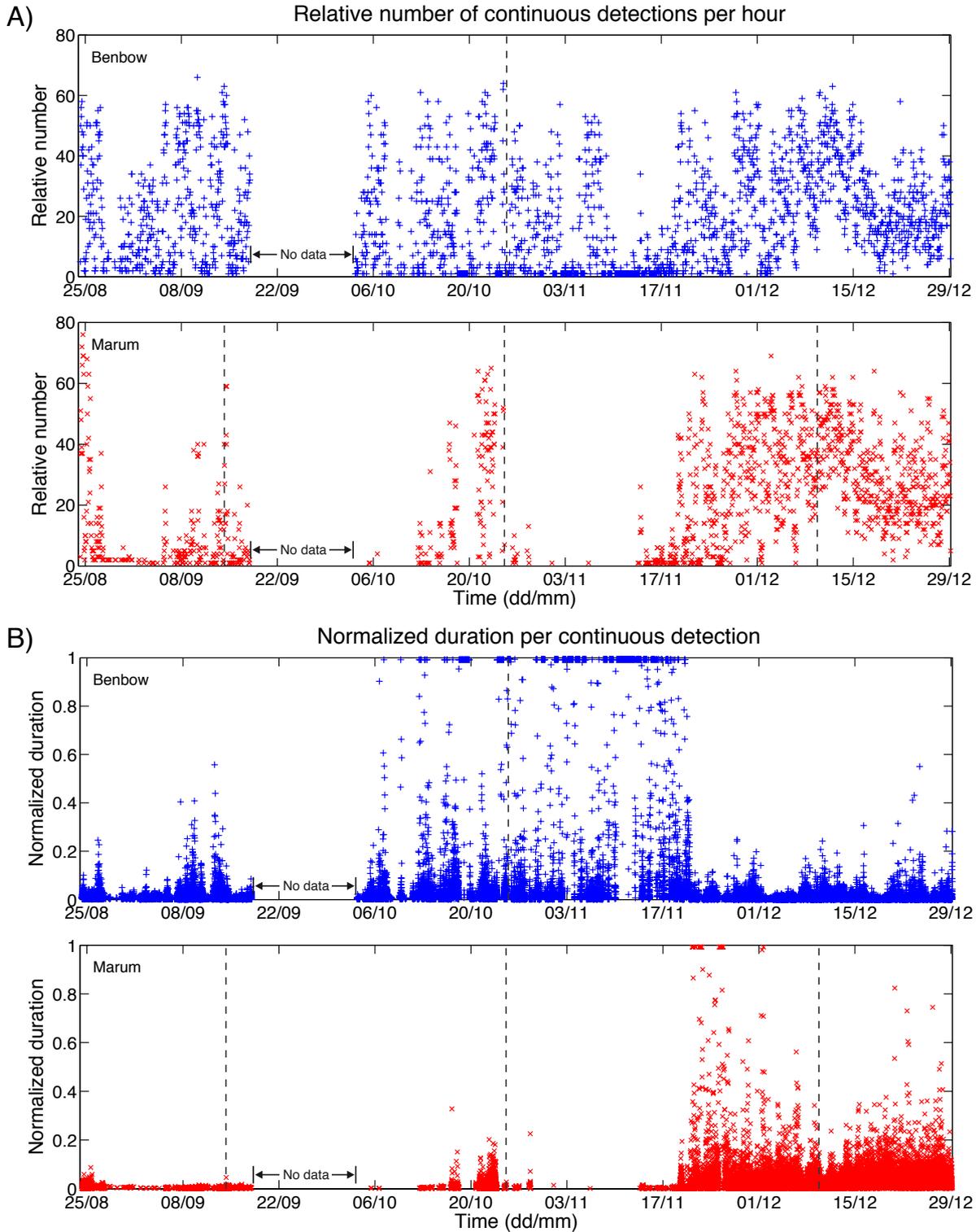


FIGURE 2.18 – Nombres relatifs par heure (A) et durées normalisées (B) des détections continues.

Period ( dd/mm (2008))	Total duration (d)			Percentage (%)		
	Recording	Continuous detections		Benbow	Marum	Total
(1) 24/08–18/09	18.85	4.87	0.48	25.8	2.5	28.3
(2) 03/08–25/10	13.32	7.66	0.87	57.4	6.6	64.0
(3) 25/10–30/10	3.16	1.42	0.025	45.0	0.79	45.8
(4) 30/10–20/11	18.04	15.87	0.28	87.7	1.6	89.3
(5) 20/11–29/12	38.11	8.22	28.46	21.5	74.7	96.2
(6) 03/08–29/12	72.64	33.18	29.64	45.6	40.8	86.4
(7) 24/08–29/12	91.49	38.05	30.12	41.6	32.9	74.5

TABLE 2.5 – Durées totales de l’enregistrement effectif, des détections continues et pourcentages de la durée des détections de Benbow et Marum par rapport à la durée totale de l’enregistrement. Les périodes représentées sont les suivantes : (1) la première période d’enregistrement continue, du 24/08 07:29:40 au 18/09 00:11:20 ; (2) la période précédant la phase strombolienne de Marum d’Octobre : du 03/10 09:08:20 au 25/10 22:24:40 ; (3) la période comprenant la majorité des signaux impulsifs liés aux explosions stromboliennes d’Octobre de Marum : du 25/10 22:24:40 au 30/10 06:17:50 ; (4) la période suivant la phase strombolienne et où l’activité de Benbow est largement prédominante sur celle de Marum, du 30/10 06:17:50 au 20/11 21:01:10 et (5) la période du 20/11 21:01:10 au 29/12 04:20:40 pendant laquelle l’activité de Marum s’intensifie. Les périodes (6) et (7) correspondent respectivement à deuxième période d’enregistrement continue et à la période totale étudiée. Les heures précises des bornes temporelles des périodes correspondent, pour le temps initial au démarrage du premier jeu de donnée effectif de la période et pour le temps final à l’arrêt du dernier jeu de données de la période.

signaux émis par Marum commencent à être détectés environs 14 jours avant la phase strombolienne d’Oct.-Novembre. Après cette phase, Benbow devient particulièrement actif avec une durée de détection approchant 90% de la durée effective, jusqu’au 20 Novembre. Pendant cette même période, peu de détections sont trouvées en provenance de Marum. Quelques détections, associées à une faible durée relative, apparaissent dès le 13 Novembre sur ce cratère. A partir du 20 Novembre en revanche, le nombre et la durée des détections continues de Marum augmentent. La durée des détections associées à Marum devient bien supérieure à celle de Benbow, correspondant à un pourcentage de la durée effective totale de 21.5 pour Benbow contre et 74.7 % pour Marum. Les nombres de détections par heure ont le même ordre de grandeur pour les deux cratères, fluctuant entre 1 et 60, mais la durée par détection est supérieure sur Marum. Cette période contient du signal volcanique de façon quasi-continue, 96.2% de la durée effective étant détectée. La visualisations des résultats bruts de la détection sur le logiciel WinPMCC montre que la détection est quasi-simultanée sur les deux cratères, les détections de Marum étant majoritairement plus énergétiques que celles de Benbow.

La survenue des détections continues de longue durée est particulièrement abrupte pour Marum autour du 20 Nov., tandis que les détections longue durée de Benbow diminuent tout aussi rapidement avant le 20 Novembre. La détection quasi-continue sur Marum succède ainsi à la détection quasi-continue sur Benbow, ce qui pourrait suggérer un transfert de volume de gaz entre les deux édifices.

Une observation plus rapprochée de la durée normalisée des détections sur Benbow pendant la période qui précède la phase strombolienne d'Oct.-Nov., montre une possible périodicité de l'activité volcanique : des périodes de détection de courte puis de longue durée se succèdent avec une périodicité de 3-4 jours. Ces fluctuations ne sont pas un effet de la suppression de la simultanéité. Cette périodicité est moins visible après la phase strombolienne.

#### **2.4.1.5 Évolution des résultats PMCC par 12 h**

Pour avoir un aperçu plus global de l'activité volcanique détectée sur Benbow et Marum pendant la période étudiée, les résultats de la détection PMCC sont moyennés par 12 h (fig. 2.19). L'amplitude maximale des détections continues moyennée par 12h (fig. 2.19A) apparaît plus élevée sur Benbow que sur Marum du 24 Août au 25 Octobre. La phase strombolienne de Marum d'Oct.-Nov., à l'origine des pics d'amplitude entre 3 et 14 Pa, coïncide avec une diminution marquée de l'amplitude maximale des détections de Benbow (de 3 à 1 Pa). Marum devient quasiment indétectable pendant environ 15 jours après la phase strombolienne, tandis que l'activité de Benbow persiste et augmente progressivement pendant cette même période, pour retrouver au final son niveau d'amplitude de la période pré-strombolienne. L'activité de Marum reprend après la période d'arrêt, à partir du 13 Novembre. L'amplitude maximale de ses détections continues augmente progressivement, finit par dépasser celle de Benbow vers le 29 Nov., puis se maintient au dessus de Benbow jusqu'à la fin de l'enregistrement. La fréquence PMCC moyennée par 12 h (fig. 2.19B) montre des fréquences distinctes pour Marum et Benbow, avec une évolution parfois anticorrélée. Avant la phase strombolienne d'Oct.-Nov., la fréquence moyenne des familles détectées est comprise entre 1 et 2 Hz pour Benbow et 2 à 4 Hz pour celle de Marum. Cet écart de fréquence est compatible avec les observations des signaux impulsifs contenus dans les détections continues. La fréquence moyenne des pixels constituant les familles détectées est plus faible pour les détections continues de Benbow, composées majoritairement de signaux résonnant à 0.5 Hz. Les détections de Marum ne comportent quasiment pas de signaux impulsifs caractéristiques pendant cette période hormis quelques signaux à 4 Hz. La fréquence moyenne PMCC indique cependant que des ondes acoustiques cohérentes sont détectées pour Marum sur les versions filtrées des données par les bandes de plus haute fréquence comparativement à Benbow. La fréquence

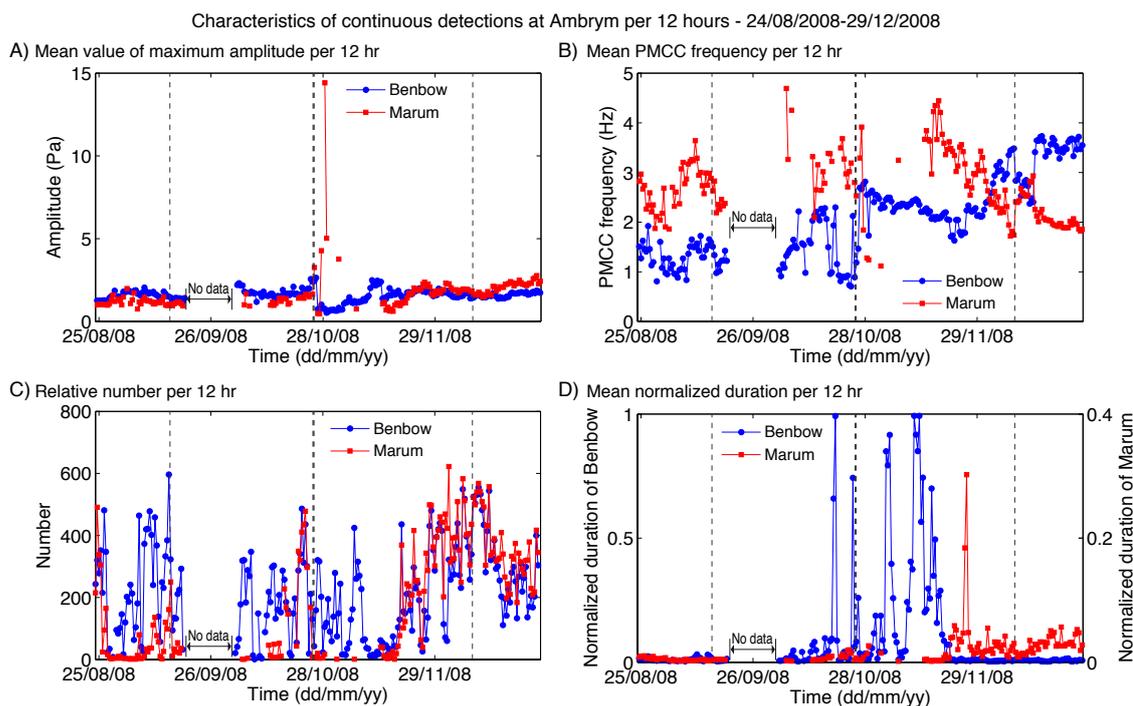


FIGURE 2.19 – Caractéristiques des détections continues moyennées par 12h. (A) Valeurs moyennes de l’amplitude maximale par stack de détection continue. (B) Fréquences PMCC par détection continue moyennées par 12h. (C) Nombre relatif par 12 h. (D) Durées normalisées moyennées par 12h.

des détections continues de Benbow diminue rapidement à partir du 20 Oct., de 2 à 1 Hz. La phase strombolienne d’Oct.-Nov. est marquée sur Marum par des détections basse-fréquence, de fréquence PMCC avoisinant 1 Hz, alors que la fréquence des détections continues de Benbow augmente brutalement jusqu’à une valeur de 2.7 Hz au début de la phase strombolienne. La période suivant la phase d’Oct.-Nov. montre une diminution progressive de la fréquence moyenne de détection pour Benbow, de 2.7 à 1.6 Hz entre le 28 Oct. et le 25 Nov., suivie par une augmentation progressive jusqu’à 3.4 Hz au moment de la phase strombolienne du 9 Déc. de Marum. Cette phase semble causer une diminution de la fréquence, à 2.3 Hz pendant une durée de 4 jours. La fréquence augmente rapidement ensuite pour atteindre 3.5 Hz, valeur conservée jusqu’à la fin de la période de mesure. La reprise de l’activité de Marum après 15 jours de détection quasiment nulle, est caractérisée par des détections ayant une fréquence PMCC élevée, à environ 3.6 Hz. Cette fréquence diminue progressivement jusqu’à 1.6 Hz avant la phase du 9 Décembre. Cette dernière semble causer une augmentation soudaine des fréquences à une valeur de 3 Hz pendant 4 jours. Les fréquences diminuent à nouveau après le 13 Nov., de façon légèrement moins rapide que pour la période pré-strombolienne du 13 Nov. au 9 Décembre. L’évolution des fréquences de Benbow est anticorrélée pendant cette même période, alors que la fréquence

diminue progressivement sur Marum, celle des détections de Benbow a tendance à augmenter, elle finit par dépasser celle de Marum le 29 Novembre. Par ailleurs, la diminution de la fréquence de Marum est associée à une augmentation de l'amplitude maximale moyennée.

L'évolution du nombre relatif (fig. 2.19C) et de la durée normalisée (fig. 2.19D) montre que les détections continues de Benbow sont nombreuses (dépassant 1000 par jour au niveau de la première phase strombolienne du 14 Sept. de Marum), mais de courte durée pendant la première période d'enregistrement continue (Août-Sept.). Sur cette même période, du signal généré par Marum est également détecté sur de courtes durées, mais beaucoup plus rarement que pour Benbow. Le début de la seconde série de mesure continue est marquée par une augmentation des durées détectées sur Benbow, du 3 au 17 Octobre. La durée normalisée moyenne reste cependant faible, inférieure à 0.1. Une première période de détection de longue durée apparaît autour du 18 Octobre : la durée moyennée par 12 h augmente rapidement de 0.1 à 1 en moins de 1 jour, puis diminue en moins de 12 h. Un deuxième pic de durée est visible juste avant la phase strombolienne d'Oct.-Nov. autour du 24 Octobre. La durée des détections continues sur Marum est très faible par rapport à celle de Benbow pendant la période qui précède la phase d'Oct.-Novembre. Après le 25 Oct., le nombre de détection sur Benbow diminue de moitié ( $< 100$ ) et leur durée normalisée est particulièrement faible. L'activité de Benbow reprend plus vigoureusement du 30 Oct. au 18 Nov., en se référant à la présence de périodes de détections continues de longue durée. Après le 18 Nov., les durées deviennent particulièrement faibles, alors que le nombre augmente. Le seul pic important de durée moyennée de Marum apparaît le 20 Novembre, il correspond à une augmentation rapide, en 12 h maximum, de la durée des détections continues, pendant 1 jour. La valeur du pic atteint 0.3. Les durées de Marum sont ensuite toujours supérieures à celles de Benbow jusqu'au 29 Décembre.

### 2.4.2 Evolution temporelle du volume de gaz

La totalité du signal contenu dans les détections continues est considéré comme étant généré par le dégazage volcanique. Les volumes de gaz sont tout d'abord calculés à partir de la puissance acoustique (*Woulff and McGetchin, 1976; Vergnolle et al., 2004*), par détection continue et par fenêtre de 10 s. La source est considérée comme étant monopolaire et de dimension identique pour l'ensemble du signal, sans distinction pour Benbow et Marum. Le rayon est fixé à 5 m.

### 2.4.2.1 Volume de gaz par détection continue

Le volume de gaz est calculé à partir de la puissance acoustique (*Woulff and McGetchin, 1976; Vergnolle et al., 2004*) sur chaque détection continue (fig. 2.20). Les périodes de dégazage important correspondent avec celles présentant des détections continues de longue durée (fig. 2.18-B et 2.19-D). En effet, en considérant une intensité du signal constante au cours du temps, plus la détection continue contenant ce signal est longue plus le volume associé sera élevé.

Globalement, une première période de fort dégazage est observée sur Benbow du 7 au 14 Sept., date de la première explosion strombolienne de forte amplitude sur Marum. Le volume de gaz est ensuite relativement fort pour Benbow du 5 Oct. au 20 Novembre. Marum est à l'origine d'un fort dégazage du 20 Nov. au 29 Décembre.

Dans le détail, une augmentation importante du volume de gaz de Benbow est visible 2 à 3 jours avant les phases stromboliennes de Sept. et d'Oct.-Nov. produites par Marum. Le volume maximum associé est respectivement de  $3 \times 10^6 \text{ m}^3$  et  $6 \times 10^6 \text{ m}^3$ . Le volume augmente également mais à des valeurs beaucoup plus faibles ( $\leq 10^6 \text{ m}^3$ ) sur Marum avant la phase d'Oct.-Novembre. Aucune augmentation significative n'est en revanche observée

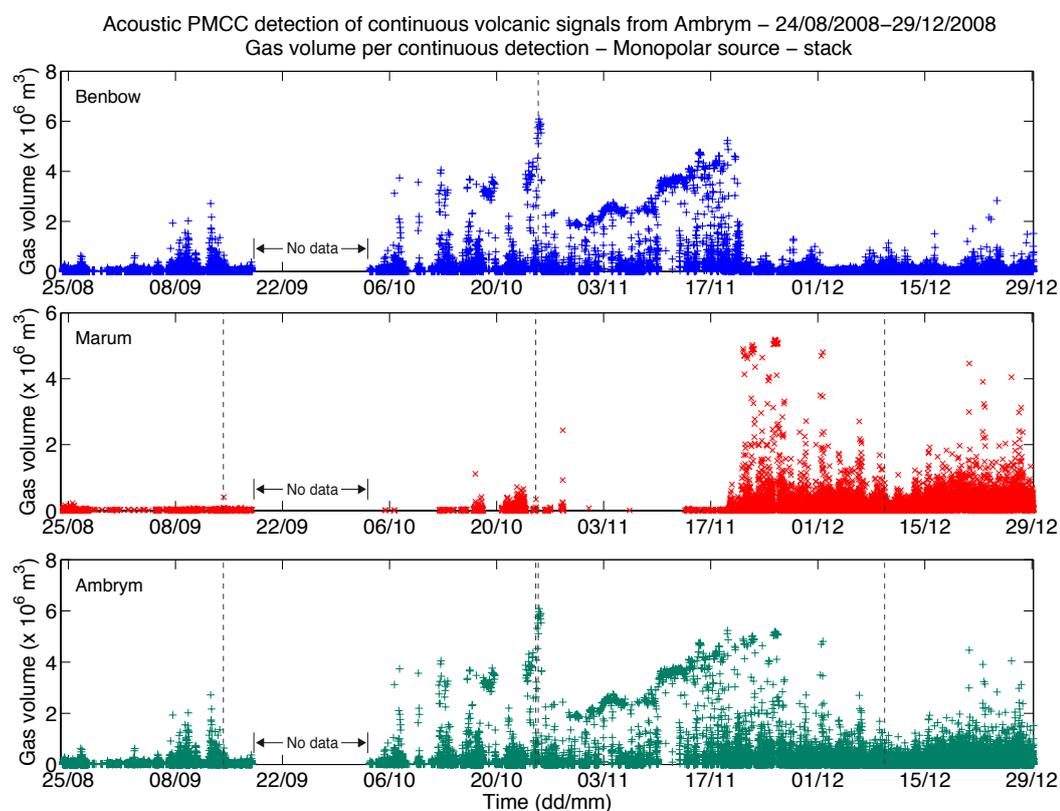


FIGURE 2.20 – Volume de gaz par détection continue calculé à partir de la puissance acoustique, en considérant une source monopolaire de rayon égal à 5 m.

avant la phase du 9 Déc. au niveau des deux cratères.

Après une diminution importante du volume de gaz liée aux détections continues de Benbow pendant la phase strombolienne d'Oct.-Nov., ce volume se met à croître progressivement, de  $2 \times 10^6 \text{ m}^3$  au 30 Oct. à  $5 \times 10^6 \text{ m}^3$  le 18 Novembre. Cette augmentation correspond avec celle observée sur l'évolution de l'amplitude maximale (fig. 2.16-A et 2.19-A). Pour s'affranchir de l'effet de la durée des détections continues sur le volume de gaz, le volume est calculé par fenêtre de temps fixe de 10 s.

### 2.4.2.2 Volume de gaz par 10 s

Le volume de gaz par 10 s, calculé à partir de la puissance acoustique (*Woulff and McGetchin, 1976; Vergnolle et al., 2004*), permet de mettre en évidence les signaux impulsifs de courte durée mais de forte énergie (fig. 2.21). La tendance générale du dégazage par 10 s suit ainsi celle des amplitudes maximales par détection continue (fig. 2.16).

Les trois phases stromboliennes de Marum se distinguent clairement. Celle du 25 Oct.-1

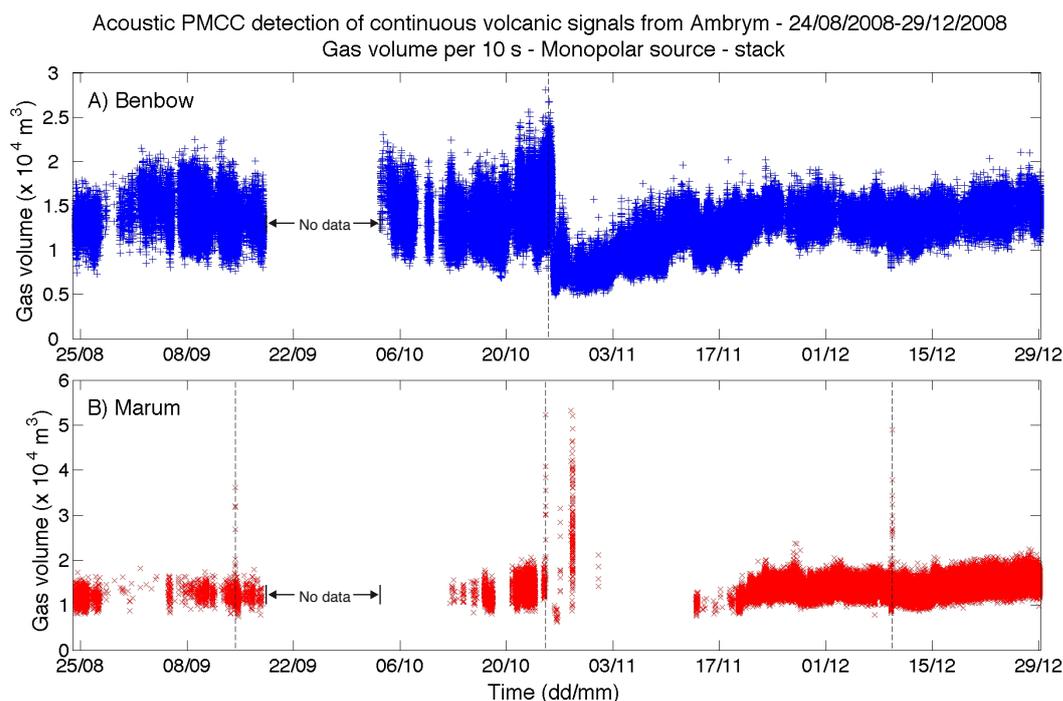


FIGURE 2.21 – Volume de gaz par 10 s calculé à partir de la puissance acoustique, en considérant une source monopolaire de rayon égal à 5 m.

Nov. est vraisemblablement plus intense que les deux autres en terme de dégazage, notamment le 28 Octobre. L'augmentation du volume de gaz par 10 s est visible quelques jours avant le 25 Oct. sur les volumes libérés par les deux cratères. La fenêtre de calcul du volume étant fixe, cette augmentation peut être causée par une augmentation de l'énergie du signal contenu dans les détections continues. Les phases explosives du 14 Sept. et du 9

Déc. ne semblent pas précédées par une augmentation significative du volume libéré par 10 s.

### 2.4.2.3 Volume de gaz par bande de fréquence

L'évolution du volume de gaz par bande de fréquence et par heure est présenté en figure 2.22. Le volume de gaz par heure est corrigé par le facteur correspondant au rapport de la durée simultanée effective entre les trois voies par heure d'enregistrement sur la durée théorique de 1 heure. Les cinq bandes de fréquence utilisées pour le calcul du volume par la puissance acoustique, 0.1–0.4 Hz, 0.4–0.8 Hz, 0.8–2 Hz, 2–5 Hz et 5–10 Hz, sont choisies suite à l'analyse des signaux impulsifs effectuée précédemment (partie 2.4.1.3). La bande 5–10 Hz représente les composantes hautes fréquences des détections continues, ces dernières étant filtrées dans la bande 0.1–10 Hz. Elle ne contient pas à priori de signaux impulsifs caractéristiques.

Quatre périodes d'activité volcaniques se distinguent sur le volume par bande de fréquence : la période précédant la phase strombolienne de Marum d'Oct.-Nov. (24 Août–25 Oct.), la période comprenant la phase strombolienne (25 Oct.–30 Oct.), celle qui la succède (30 Oct.–20 Nov.) et la phase de forte activité de Marum (20 Nov.–29 Déc.).

Pendant la période qui précède la phase explosive d'Oct.-Nov. de Marum, les composantes de plus basse fréquence des détections (0.1–0.4 Hz et 0.4–0.8 Hz) sont prédominantes. La majorité du gaz libéré par Benbow provient en particulier de la bande 0.4–0.8 Hz. L'augmentation du volume de gaz observé avant les phases stromboliennes de Marum (Sept. et Oct.-Nov.) est également associée à cette bande de fréquence, spécialement entre le 21 et le 25 Oct. avec une augmentation de  $4.5 \times 10^6 \text{ m}^3$  à  $5.5 \times 10^6 \text{ m}^3$  environ. La diminution très marquée du volume de gaz visible après le démarrage de la phase strombolienne d'Oct.-Nov. est liée à celle du volume calculé sur les composantes basses fréquences des détections (0.1–0.4 Hz et 0.4–0.8 Hz) . Le volume associé aux bandes de plus hautes fréquences (0.8–2 Hz et 2–5 Hz) ne semble pas être affecté par cette réduction importante du volume calculé dans les plus basses fréquences. L'analyse des stacks a mis en évidence la présence de nombreux signaux impulsifs et oscillant à une période de 2 s dans les détections continues de Benbow pour la période du 24 Août au 25 Octobre. Ces signaux seraient responsables du fort dégazage lié à la bande 0.4–0.8 Hz pendant cette période et les fluctuations du volume de gaz seraient alors directement reliées aux fluctuations du nombre et de l'amplitude de ces signaux impulsifs.

La phase strombolienne de Marum d'Oct.-Nov. est caractérisée par un unique pic de volume de gaz dans la bande 0.1–0.4 Hz, ce qui est compatible avec l'analyse détaillée des détections continues, les signaux explosifs ayant une fréquence de 0.3 Hz. Ce pic de volume apparaît le 28 Oct. et atteint  $3 \times 10^6 \text{ m}^3$ . Le volume de gaz de Benbow est particulièrement

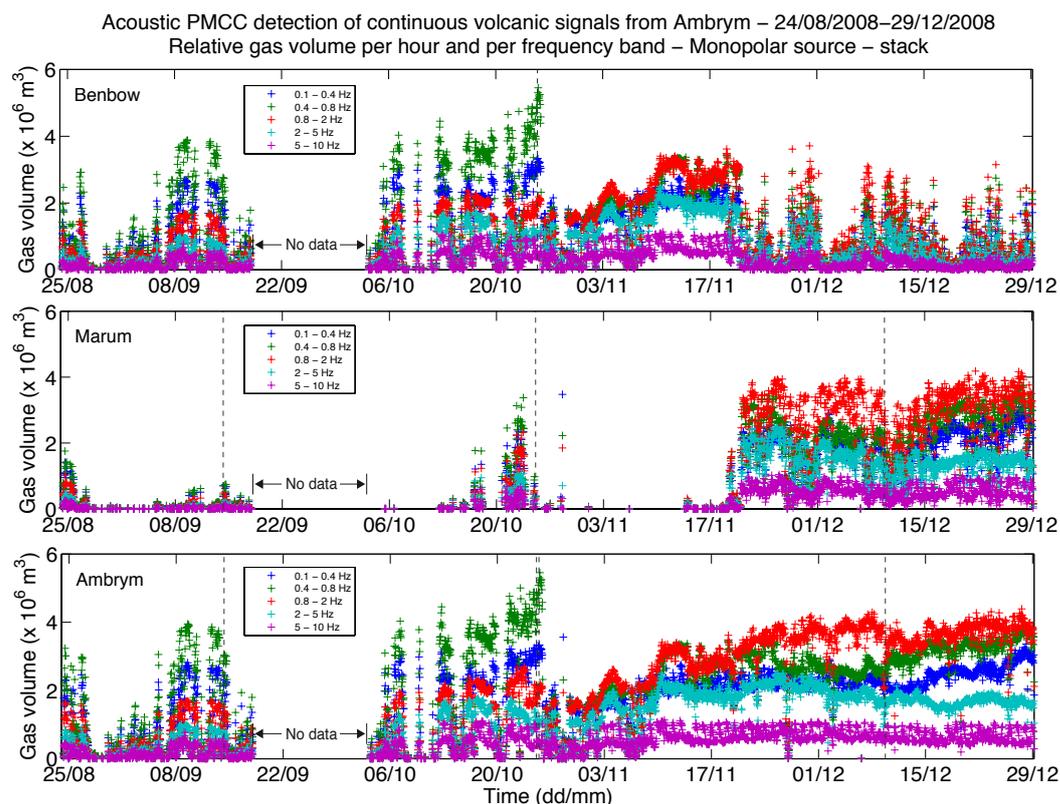


FIGURE 2.22 – Volume de gaz par heure et par bande de fréquence, calculé à partir de la puissance acoustique en considérant une source monopolaire de 5 m de rayon. Les 5 bandes de fréquences ont été choisies en se basant sur les fréquences des différents signaux repérés dans les stacks des détections continues : 0.1–0.4 Hz, 0.4–0.8 Hz, 0.8–2 Hz, 2–5 Hz et 5–10 Hz.

faible au voisinage de ce pic. Il reprend un niveau équivalent à celui de la bande 0.8–2 Hz avant la phase strombolienne à partir du 30 Octobre. Le dernier événement associé à la phase strombolienne apparaît le 1<sup>er</sup> Nov. mais est associé à un très faible volume.

Comme constaté sur les volumes de gaz par détection continue (fig. 2.20) et par 10 s (fig. 2.21), la période du 30 Oct. au 20 Nov. est caractérisée par une augmentation progressive du volume de gaz libéré par Benbow. Cette augmentation est due principalement aux composantes fréquentielles des détections comprises dans les bandes 0.4–0.8 Hz et 0.8–2 Hz, le volume de gaz dans la bande 0.8–2 Hz étant légèrement supérieur. Le volume de cette dernière bande double entre le 30 Oct. ( $1.5 \times 10^6 \text{ m}^3$ ) et le 20 Nov. ( $3 \times 10^6 \text{ m}^3$ ). Le volume de gaz libéré par Marum après sa période de silence, à partir du 13 Nov., est également associé à la bande 0.8–2 Hz. A partir du 20 Nov., ce volume atteint la même valeur que celle de Benbow avant sa diminution. La bande 0.8–2 Hz se détache particulièrement bien pour les volumes de Marum jusqu'au 29 Décembre. Elle prédomine également sur les volumes de Benbow. Le volume de gaz libéré sur Marum est quasiment constant pendant cette dernière période, on note néanmoins une diminution du volume

après la phase strombolienne du 9 Décembre. Les volumes de Benbow forment des pulses de volumes par heure. Les volumes maximaux par heure de la bande 0.8–2 Hz ( $3 \times 10^6 \text{ m}^3$ ) de ces poussées de gaz n'excèdent pas ceux libérés par Marum sur la même période ( $3.5\text{--}4 \times 10^6 \text{ m}^3$ ). Il est possible que ce volume, bien que dégazé en continu par Benbow, soit masqué sporadiquement par la forte activité de Marum. La bande 0.8–2 Hz est associée à des signaux impulsifs brefs observés dans les détections continues. La fréquence dominante de ces signaux, 1 Hz, est identique pour les signaux provenant de Benbow et de Marum, ce qui pourrait indiquer une taille identique de la source (rayon, longueur de la bulle). Par ailleurs, ces signaux impulsifs, produit par le dégazage actif, sont particulièrement nombreux dans les détections continues, l'intermittence pouvant être  $\leq 2$  s entre deux signaux consécutifs. Ces détections continues ont une durée représentant plus de 90% de la durée effective des données acoustiques du 30 Oct. au 29 Déc. (tab. 2.5), cratères confondus. Ces particularités pourraient s'expliquer par un dégazage lié à la présence d'un ou plusieurs lacs de lave au niveau des deux cratères.

Le volume de gaz par heure et par bande de fréquence libéré par Ambrym (fig.2.22-C) montre l'augmentation du volume associé aux signaux dans la bande 0.4–0.8 Hz avant les phases stromboliennes de Marum (Sept. et Oct.-Nov.), la diminution marquée du volume de cette même bande après ces phases stromboliennes, et l'augmentation progressive du volume associé au signal de plus haute fréquence (0.8–2 Hz) après la phase d'Oct.-Novembre. Les volumes de gaz se raccordent particulièrement bien entre les deux périodes, 30 Oct.-20 Nov. et 20 Nov.-29 Décembre.

#### **2.4.2.4 Récapitulatif et volumes de gaz cumulés par bande de fréquence et par période**

Pour avoir des calculs précis de volume de gaz par période, les bornes de temps des différentes périodes d'activité sont déterminées avec précision par l'examen détaillé des graphes de volume présentés précédemment. Les quatre périodes caractéristiques utilisées pour établir les bilans de volume de gaz sont les suivantes :

- du 24/08 06:56:29 au 18/09/2008 00:20:00 puis du 03/10 03:34:50 au 25/10/2008 22:55:03 : le dégazage provient majoritairement de Benbow, et la bande de fréquence 0.4–0.8 Hz est prédominante. On note une augmentation du volume de gaz associé à cette bande à partir du 21/10/2008 04:19:00, puis un arrêt brutal le 25/10/2008 22:55:03. Ce dernier coïncide à quelques heures près avec la survenue d'une première forte explosion détectée le même jour sur Marum, à 03:51:17 ainsi qu'avec celle d'une explosion strombolienne isolée de Benbow détectée à 11:39:38.
- du 25/10 22:55:03 au 30/10 06:17:00 : le volume de gaz est principalement associé aux signaux explosifs de Marum.

- du 30/10 06:17:00 au 20/11/2008 22:00:00 : le volume de gaz est maximal pour Benbow dans la bande de fréquence 0.8–2 Hz, et augmente progressivement au cours de la période. Il n'y a en revanche quasiment aucune détection sur Marum.
- du 20/11 22:00:00 au 29/12 04:58:00 : la bande de fréquence 0.8–2 Hz est toujours celle qui a le plus fort volume associé. Le dégazage est maintenant détecté sur Marum en plus de celui détecté sur Benbow. Le volume de gaz associé à Marum reste à une valeur élevée au cours de la période tandis que celui de Benbow montre des poussées de volumes de courte durée.

Les volumes de gaz cumulés associés à chacune de ces périodes sont reportés dans le tableau 2.6 ainsi que les pourcentages que ces valeurs représentent par période (tab. 2.7), selon la bande de fréquence et le cratère. Ces résultats, obtenus en considérant que le dégazage s'effectue par une source sphérique de 5 m de rayon, confirment que le dégazage est largement prédominant sur Benbow pendant la période précédant la phase strombolienne d'Oct. de Marum, particulièrement dans la bande 0.1 à 0.8 Hz. Malgré l'occurrence de la phase strombolienne de Marum, le dégazage de Benbow correspond à 96% du dégazage total d'Ambrym pendant la période encadrant la phase strombolienne. Suite à cette phase et jusqu'au 20 Nov., le dégazage de Marum est quasiment inexistant (1.8%) face à celui de Benbow (98.2%), ce dernier étant maximum dans la bande 0.8–2 Hz. Le volume de gaz total libéré par Marum par la suite entre le 20 Nov. et le 29 Déc. devient particulièrement élevé, dépassant la totalité du volume de gaz émis par Benbow du 30 Oct. au 29 Décembre. Ces volumes par bande de fréquence et calculés à partir de signal explosif et inter-explosif des détections PMCC, en considérant une taille de source identique par bande de fréquence, permettent d'étudier les variations relatives des volumes en fonction de la gamme de fréquence de la source acoustique.

Period dd/mm/2008	Crater	Gas volume per frequency band ( $\times 10^8 \text{ m}^3$ ) - R=5m					Total
		Band 1	Band 2	Band 3	Band 4	Band 5	
Pre-October Strombolian phase							
24/08 - 18/09	B	3.6	4.2	2.2	1.4	0.95	12
	M	0.33	0.34	0.21	0.12	0.079	1.1
03/10 - 25/10	B	5.4	6.7	3.8	2.6	1.6	20
	M	0.61	0.71	0.49	0.31	0.18	2.3
October Strombolian phase							
25/10 - 30/10	B	0.64	0.56	0.54	0.41	0.20	2.3
	M	0.035	0.024	0.020	0.011	0.0072	0.097
Post-October Strombolian phase							
30/10 - 20/11	B	7.8	9.0	9.8	6.6	2.8	36
	M	0.15	0.17	0.18	0.12	0.052	0.67
20/11 - 29/12	B	4.7	5.9	6.9	3.8	1.7	23
	M	17	20	25	13	6.0	82
Total of the second period of continuous recording							
03/10 - 29/12	B	19	22	21	14	6.3	82
	M	19	21	26	14	6.2	85

TABLE 2.6 – Volumes de gaz totaux par bandes de fréquence et par périodes, pour les deux cratères : Benbow (B) et Marum (M). Les bandes de fréquence sont : (1) 0.1 – 0.4 Hz, (2) 0.4 – 0.8 Hz, (3) 0.8 – 2 Hz, (4) 2 – 5 Hz et (5) 5 – 10 Hz. Ces volumes ont été calculés à partir de la puissance acoustique avec un rayon de source monopolaire de 5 m, et sans correction concernant le problème de temps effectif d'enregistrement.

Period dd/mm/2008	Crater	Percent of gas volume per frequency band (%) - R=5m					Total
		Band 1	Band 2	Band 3	Band 4	Band 5	
Pre-October Strombolian phase							
24/08 - 18/09	B	26.5	31.5	16.4	10.5	7.1	92.0
	M	2.4	2.5	1.5	0.88	0.59	8.0
03/10 - 25/10	B	24.2	29.7	17.1	11.8	7.0	89.7
	M	2.7	3.2	2.2	1.4	0.83	10.3
October Strombolian phase							
25/10 - 30/10	B	26.1	22.9	22.1	16.7	8.2	96.0
	M	1.4	0.97	0.83	0.45	0.29	4.0
Post-October Strombolian phase							
30/10 - 20/11	B	21.3	24.5	26.6	18.1	7.7	98.2
	M	0.41	0.45	0.49	0.32	0.14	1.8
20/11 - 29/12	B	4.5	5.6	6.6	3.6	1.6	21.9
	M	16.5	19.3	24.1	12.5	5.7	78.1
Total of the second period of continuous recording							
03/10 - 29/12	B	11.2	13.3	12.7	8.1	3.8	49.0
	M	10.8	12.7	15.6	8.1	3.8	51.0

TABLE 2.7 – Pourcentage des volumes de gaz par bande de fréquence, par période et par cratère, Benbow (B) et Marum (M). Les bandes de fréquence sont : (1) 0.1 – 0.4 Hz, (2) 0.4 – 0.8 Hz, (3) 0.8 – 2 Hz, (4) 2 – 5 Hz et (5) 5 – 10 Hz.

### 2.4.3 Phases d'activité strombolienne intense

L'enregistrement acoustique continu du mini-réseau d'Ambrym a permis de mettre en évidence 3 phases d'activité strombolienne non reportées sur Marum : le 14 Sept., le 25 Oct.-1 Nov. et le 9 Décembre. Ces phases stromboliennes consistent en une série d'explosions de forte amplitude ou bien en une explosion isolée, les amplitudes maximales enregistrées pour chaque phase étant de 11 Pa, 28 Pa et 26 Pa respectivement (fig. 2.23) à environ 3.5 km de la source. Chacune de ces phases contient peu d'explosions, avec 1, 28 et 5 explosions respectivement le 14 Sept., 25 Oct.-1 Nov. et le 9 Décembre.

La première explosion de forte amplitude détectée sur Marum (fig. 2.23-A) a un démarrage impulsif caractérisé par une période d'environ 1 s. Les oscillations correspondant à une compression puis une dilatation de la pression atmosphérique se font avec cette fréquence de 1 Hz pendant 2 périodes, suivies par une coda de forte amplitude, entre -8 et 10 Pa, et large-bande, pendant une durée de 45 s. Les premières oscillations "propres" du signal explosif peuvent être générées par l'arrivée d'une poche de gaz en surface, tandis que la coda de forte amplitude peut être associée au jet continu de gaz et de cendres.

Une seule explosion de forte amplitude est détectée en provenance de Benbow pendant la période de mesure, le 25 Oct. avec une amplitude maximale de 6.5 Pa (fig. 2.23-C1 et C2). Cette explosion a lieu précisément 7h48min43s après le démarrage de la première explosion du 25 Oct. de Marum. Elle est caractérisée par une fréquence de 0.44 Hz, proche de celle des signaux environnants à 0.5 Hz qui sont détectés de façon quasi-continue autour de l'explosion et caractérisés par des formes d'onde résonnantes. L'occurrence de cette explosion a pour effet de diminuer significativement l'amplitude et le nombre de ces signaux résonnants sur une durée d'environ 30 min après l'explosion (fig. 2.23-C1).

La première explosion de la phase strombolienne d'Oct.-Nov. de Marum (fig. 2.23-B1 et B2) ne semble pas avoir de conséquence immédiate sur le signal détecté sur Benbow autour de cet événement, en terme de fréquence, amplitude et nombre. Les graphes de volumes, notamment par 10 s (fig. 2.21), montre une diminution significative du volume environ 19 h après la première explosion de Marum et 11 h après celle de Benbow. L'observation des formes d'onde des explosions de Marum montre que la première explosion du 25 Oct. (fig. 2.23-B2) ainsi que les deux premières du 28 Oct. (fig. 2.23-E) sont plutôt caractéristiques d'un signal produit par la réouverture d'un événement. Leur forme d'onde ne correspond en effet pas à une impulsion positive puis négative simple, caractéristique de celle générée par l'arrivée d'une bulle de gaz en surface. Elle est bruitée par des hautes fréquences et constituée d'une coda de plusieurs dizaines de secondes, qui peut être associée à un jet continu de gaz et de fragments au travers d'un conduit partiellement solidifié. Les autres signaux explosifs de cette phase sont au contraire caractérisés par une forme bien définie et identique pour l'ensemble des signaux, correspondant à une impulsion positive d'une

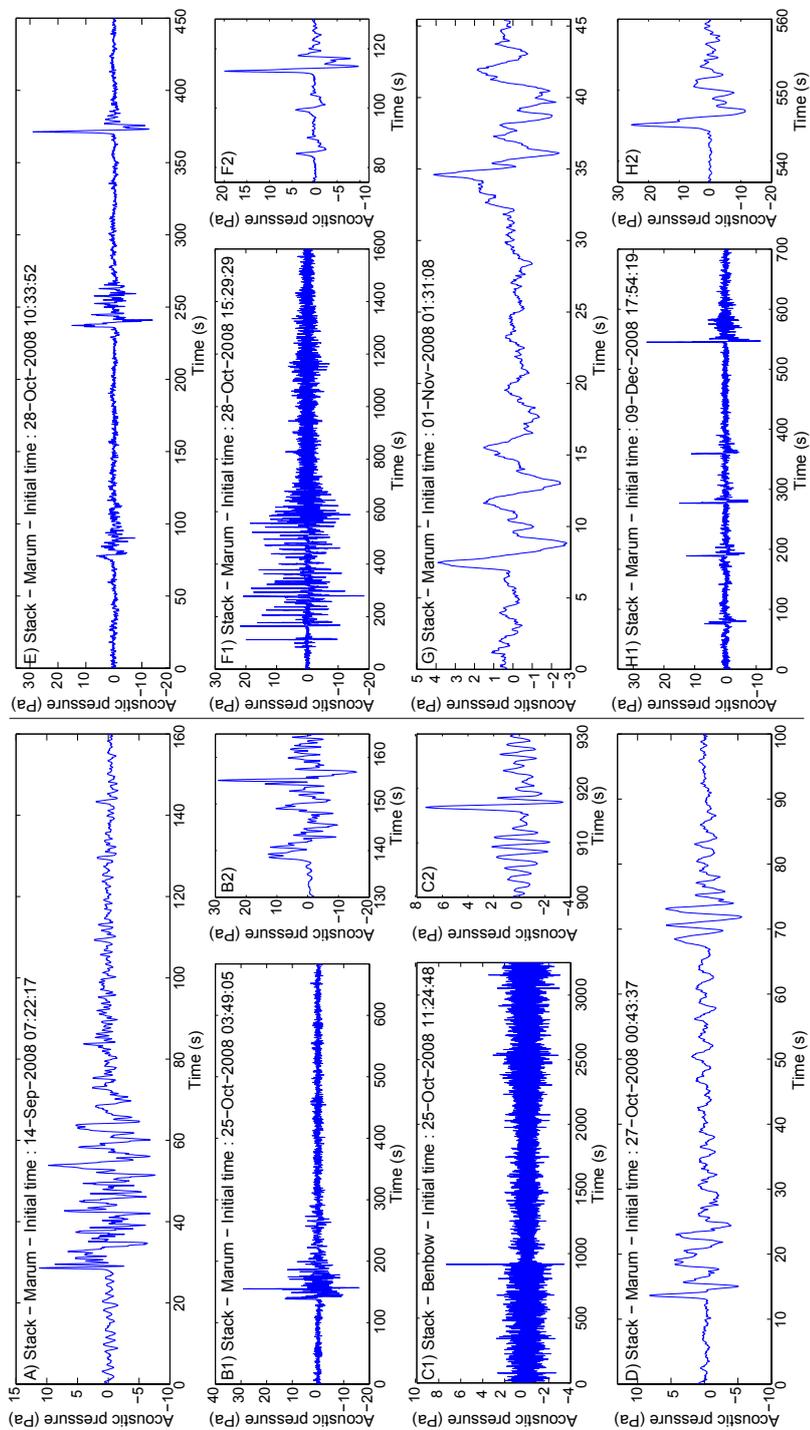


FIGURE 2.23 – Signaux acoustiques de forte amplitude enregistrés sur le mini-réseau acoustique d’Ambrym. Ces données ont été obtenues en stackant les trois voies du mini-réseau sur la totalité des durées des phases stromboliennes, les détections PMCC n’étant pas toujours continues sur la période, notamment entre les signaux explosifs. (A) Explosion isolée du 14 Sept. 2008 détectée par PMCC, en provenance de Marum. (B1, B2) Premier événement de la phase strombolienne du Marum du 25 Oct-1<sup>er</sup> Nov., caractérisé par un démarrage très basse fréquence et sans forme impulsive simple telle que celle associée au dégazage par rupture d’une bulle de gaz. (C1, C2) Le seul signal explosif de forte amplitude détecté sur Benbow pendant la période d’étude, quelques heures après le premier événement de forte intensité de Marum (B1). (D) Signaux détectés le 27 Oct. en provenance de Marum. Le premier (à environ 11 s) a une forme impulsive suivi par une coda, tandis que le second (vers 68 s) a une forme plus résonnante. (E) Les trois uniques signaux détectés le 28 Oct. avant la phase strombolienne plus conséquente de 15:30 (F1). (F1, F2) De nombreux signaux explosifs se succèdent pendant 10 min (entre 80 et 600 s), puis un signal haute fréquence sans forme d’onde particulière est visible pendant plus de 10 min (entre 600 et 1600 s). Le démarrage de cette séquence d’activité strombolienne correspond à deux signaux impulsifs d’environ 5 Pa suivi par une première explosion de 20 Pa (F2). Ces signaux pourraient être générés par les oscillations de la surface libre du magma, provoquées par la remontée de la poche de gaz associée au signal de 20 Pa. (G) Les deux signaux détectés après la phase du 28 Oct. (H1, H2) Phase strombolienne du 9 Déc. 2008 détectée sur Marum. Les signaux ont une forme et une fréquence similaire à ceux de la phase du 28 Octobre.

fréquence d'environ 0.3 Hz suivie d'oscillations négatives pendant une durée inférieure à 1 s (fig. 2.23-E, F1 et F2).

La phase strombolienne du Marum du 9 Déc. (fig. 2.23-H1 et H2) est caractérisée par des signaux explosifs semblables en fréquence, en amplitude et en forme d'onde à ceux de la phase du 28 Octobre.

Le délai entre les trois phases d'activité strombolienne survenant au niveau de Marum est raisonnablement le même, avec 41 et 45 jours respectivement. D'autres séries de mesures sont cependant nécessaires pour confirmer ce comportement régulier. Une alternance périodique entre des phases explosives vigoureuses et un dégazage moins intense serait alors à relier à la dynamique du réservoir, comme proposé pour l'Etna (*Vergniolle and Jaupart, 1986*) ou le Kilauea (*Burton et al., 1996*). Les explosions stromboliennes de forte amplitude peuvent en effet être formées par coalescence partielle et périodique d'une mousse au niveau du toit du réservoir, les conditions pour la coalescence et sa périodicité dépendant entre autre de la hauteur de la mousse, du flux de gaz et des propriétés du liquide magmatique.

Comparée aux phases stromboliennes du 14 Sept. et du 9 Déc., la phase du 25 Oct.-1 Nov. semble être à l'origine d'une modification profonde dans le style de dégazage (fig. 2.22) des deux cratères Benbow et Marum.

#### 2.4.4 Détection des signaux impulsifs et volume de gaz associé

Les signaux impulsifs repérés dans les détections continues sont supposés être générés par le dégazage actif. Le dégazage actif dans le cas d'un système à conduit ouvert, est lié à la libération de gaz plus ou moins surpressurisé, faisant suite à l'éclatement d'une poche de gaz arrivée en surface, initialement formée par coalescence dans le système magmatique sous-jacent (réservoir, conduit). Le volume de gaz du dégazage actif est donc directement relié aux conditions internes du réservoir.

Le volume de gaz calculé précédemment (tab. 2.6), par détection continue (fig. 2.20), par 10 s (fig. 2.21) et par heure sur différentes bandes de fréquence (fig. 2.22) est estimé sur l'ensemble du signal détecté par PMCC. Ce signal contient des événements impulsifs de nature explosive, suffisamment rapprochés pour faire partie d'une même famille PMCC. Le signal inter-explosif peut aussi être détecté par une arrivée d'onde cohérente sur les trois capteurs. Il peut en effet être produit en conséquence de l'expulsion du gaz à l'origine du signal impulsif (provoquant par exemple une variation de la hauteur de la colonne de magma), ou bien correspondre à un signal précurseur au dégazage explosif. Le signal inter-explosif est dans ce cas dépendant des caractéristiques de la source liée au dégazage actif (dimension, surpression).

Pour contraindre d'avantage le volume de gaz lié uniquement au dégazage actif, il est

nécessaire de détecter les signaux impulsifs contenus dans les détections continues puis de calculer spécifiquement le volume de gaz à partir des formes d'onde impulsive.

Dans le cas des données acoustiques d'Ambrym, l'intérêt de la détection des signaux impulsifs est double. D'une part, la forme et la fréquence des signaux détectés peuvent aider à déterminer la nature de l'activité éruptive, qui est très variable sur Ambrym : lac de lave, explosions stromboliennes à vulcaniennes, explosion liée à un débouillage. Les changements d'activité peuvent ainsi être localisés dans le temps, les observations visuelles étant peu fréquentes. D'autre part, l'étude des variations du volume de gaz libéré par le dégazage actif peut apporter des contraintes fortes sur la dynamique interne du réservoir magmatique, particulièrement pendant les épisodes de lac de lave ou d'activité strombolienne. L'enjeu est de relier les variations des caractéristiques de ces bulles de gaz (volume, surpression, intermittence), aux variations du flux de gaz et de la viscosité du magma dans le réservoir, les deux paramètres clefs contrôlant la coalescence.

Nous procédons ainsi à la détection des signaux impulsifs telle que nous l'avons présentée au premier chapitre.

En plus des signaux acoustiques de forte amplitude produits par les explosions stromboliennes de Marum (14 Sept., 25 Oct.-1 Nov., 9 Déc.), et de Benbow (25 Oct.) (fig. 2.23), les différents types de signaux impulsifs repérés dans les stacks des détections continues sont les suivants :

- les signaux plus ou moins résonnants à 0.5 Hz générés par l'activité de Benbow et précurseurs à la phase strombolienne de Marum d'Octobre ;
- quelques signaux à 4 Hz provenant de Marum pendant cette phase précurseur ;
- les signaux à une fréquence de 1 Hz, visibles à partir du 30 Octobre sur les stacks de Benbow et du 13 Novembre sur ceux de Marum.

#### **2.4.4.1 Détection et volume de gaz des signaux précurseurs à la phase strombolienne du Marum d'Octobre**

Les signaux à 0.5 Hz sont présents sur les détections continues de Benbow entre le 24/08 et le 25/10/2008. Ils sont à l'origine du fort volume prédominant dans la bande 0.4–0.8 Hz pendant cette période (fig. 2.22). Une observation plus minutieuse à l'intérieur des détections continues montre que ces signaux ont une forme d'onde plus ou moins résonnante. On distingue deux classes de signaux : (1) les signaux de type vibration de bulle, dont le nombre d'oscillations correspond à une période et demie (fig. 2.24) et (2) les signaux de type résonateur de Helmholtz, oscillant en moyenne sur 3 périodes, et pouvant parfois dépasser 10 périodes (fig. 2.25). Les signaux résonnants sont manifestement beaucoup plus nombreux que ceux de type vibration de bulle.

La figure 2.26 représente un échantillon de détections continues de Benbow rassemblées

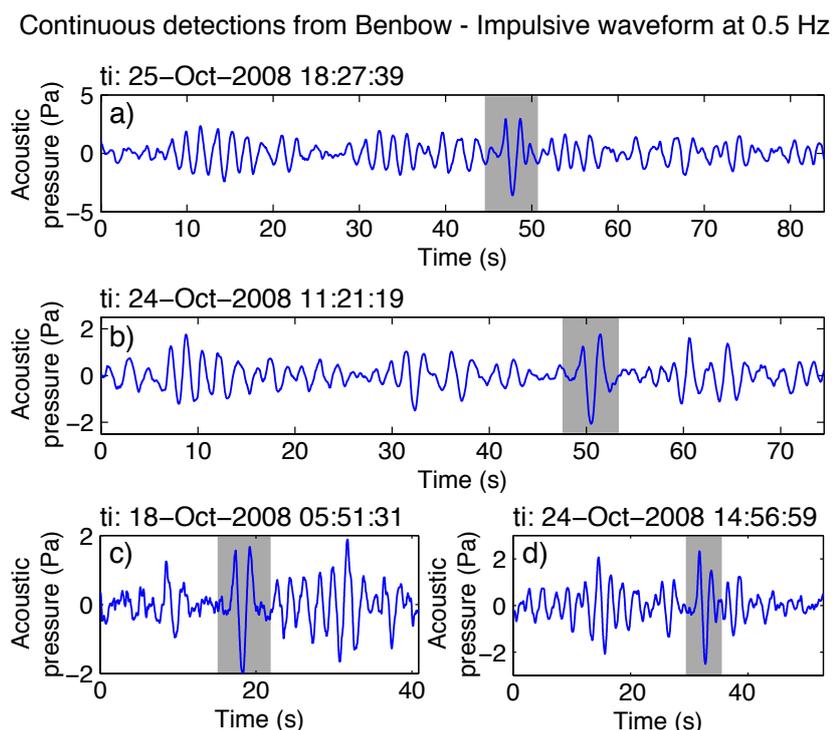


FIGURE 2.24 – Exemple de signaux à 0.5 Hz ayant une forme de type vibration de bulle, contenus dans les détections continues de Benbow. Les signaux sont localisés par un rectangle grisé. Ils sont caractérisés par une oscillation d'une durée d'une période et demie et un pic négatif de plus forte amplitude que les pics positifs. Ils apparaissent dans les détections continues parmi les signaux à 0.5 Hz résonnants. L'ordre d'arrivée de ces deux types de signaux semble aléatoire, l'un ne précédant par exemple pas systématiquement l'autre.

dans un unique vecteur de données d'une durée approchant 8 h, à un moment où les durées des détections continues ont une valeur normalisée par la durée effective de détection égale à 1. Des valeurs d'amplitude nulles sont placées au niveau des intervalles temporels ne comprenant pas de détections continues. La durée effective du 4 au 25 Oct. 2008 par jeu de données est en fait égale à 2590 s soit environs 43 min. (fig. 2.8), ce qui explique les gaps réguliers entre les détections continues. Ces détections continues auraient probablement une durée de 1 heure sans le problème de synchronisation de l'enregistrement des données des trois voies. Le volume de gaz calculé précédemment par la puissance acoustique est donc sous-estimé, le nombre de détection des signaux impulsifs le sera également. Le temps de retour est souvent très faible pour ces signaux (fig. 2.25) et leur contenu fréquentiel est constant sur toute la durée du signal. Pour ces raisons, la méthode par décomposition en ondelette (section 1.2.2) n'est pas indiquée pour détecter automatiquement les signaux à 0.5 Hz. La méthode par cross-corrélation ne l'est pas non plus, notamment à cause de la longueur variable des signaux : avec un signal de référence court, les détections seront multiples au niveau d'un signal long, tandis qu'avec un signal de référence plus long, les

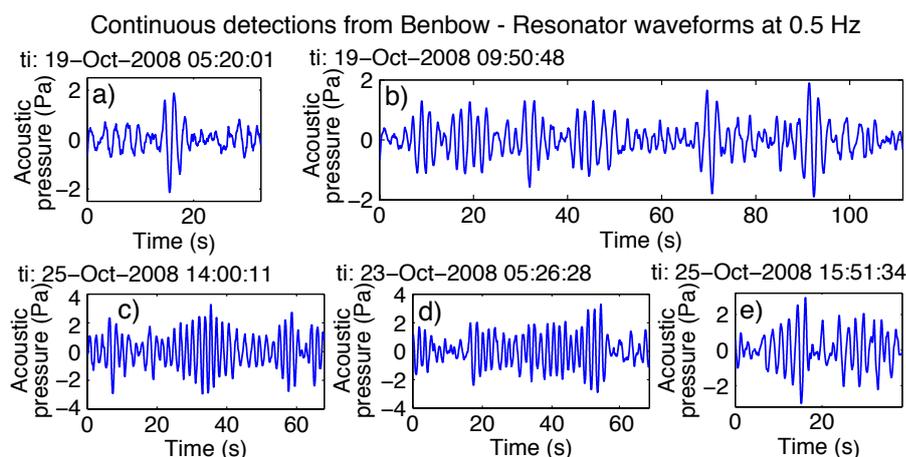


FIGURE 2.25 – Caractéristiques des signaux de type résonateur de Helmholtz à 0.5 Hz émis par l’activité du Benbow. (a) Signal ayant une forme typique de résonateur de Helmholtz, tels que ceux détectés sur les données acoustiques de l’éruption de 1999 de Shishaldin (*Vergnolle and Caplan-Auerbach, 2004*). (b) Ces signaux peuvent être particulièrement nombreux, avec une durée très courte entre deux événements successifs. La détermination du pic positif de la première oscillation n’est de plus pas toujours évidente. (c) Exemple de signal résonant sur plus de 20 s. L’amplitude des oscillations augmente puis décroît. (d) Autre exemple de signal particulièrement long. (e) Résonateur dont l’amplitude des oscillations ne fait qu’augmenter.

signaux courts risqueront de ne pas être détectés. La détermination du premier pic positif de l’oscillation n’est de plus pas évidente. Nous optons pour une détection manuelle des signaux à 0.5 Hz de Benbow. Nous souhaitons effectivement pouvoir calculer avec précision le volume de gaz libéré pendant la phase précurseur, pour pouvoir le comparer au volume libéré par Marum pendant la phase strombolienne d’Octobre. La détection manuelle est effectuée sur les détections continues du 17 Oct. au 30 Oct. 2008. 6644 signaux sont repérés au total. Ces signaux sont de type vibration de bulle ou bien résonateur de Helmholtz. Pour identifier la nature de la forme d’onde de chaque signal et ainsi pouvoir étudier séparément les caractéristiques de ces deux types de signaux, nous utilisons la cross-corrélation. Un signal de référence associé à la forme d’onde de type vibration de bulle

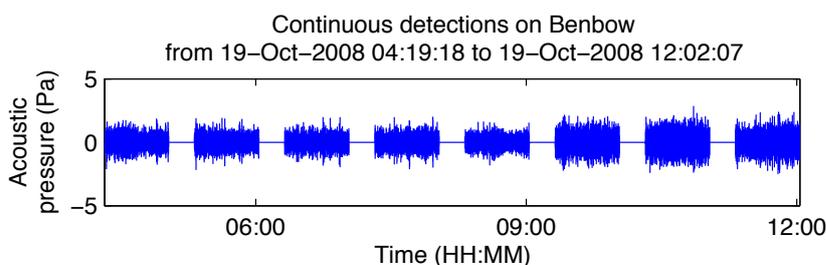


FIGURE 2.26 – Détections continues trouvées le 19/10/2008 entre 04:19:18 et 12:02:07. Des gaps de 17 min. apparaissent tous les 43 min. du fait de la non synchronisation de l’enregistrement.

est calculé en moyennant 22 signaux correspondants, dont la localisation temporelle a été notée lors de la détection manuelle. Ce signal de référence est utilisé par la détection par cross-corrélation temporelle avec un seuil de détection égal à 0.89. Un exemple de calcul de coefficient par la méthode de cross-corrélation est montré en figure 2.27. Les signaux détectés à la fois par cette méthode et par la détection manuelle sont considérés comme étant de type vibration de bulle. Les signaux détectés manuellement et non détectés par cross-corrélation sont quant à eux identifiés comme résonateur de Helmholtz.

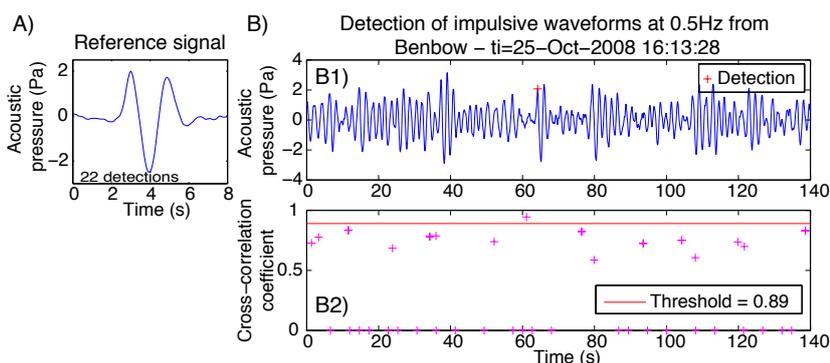


FIGURE 2.27 – Détection des signaux de type vibration de bulle parmi les signaux de type résonateur de Helmholtz. (A) Signal de référence utilisé, obtenu par moyennage de 22 formes d’ondes détectées manuellement. (B) Exemple de calcul de coefficients de cross-corrélation (B2) sur l’échantillon de donnée (B1). Le seuil 0.89 permet de détecter le signal situé à environ 62 s.

#### 2.4.4.2 Evolution du nombre, de l’amplitude et du volume de gaz des signaux à 0.5 Hz

L’évolution du nombre de signaux par heure, ainsi que la pression acoustique du premier pic positif de chaque signal détecté sont visibles en figure 2.28. La majorité des signaux ont une forme d’onde de type résonateur : 6225 signaux, contre 419 pour la forme vibration de bulle. Les deux types de signaux ne sont plus détectés après le 25 Oct., 22:55. Le nombre augmente considérablement à partir du 23 Oct. pour les deux classes. En considérant les résultats concernant les résonateurs de Helmholtz, le nombre moyen par heure est en effet de 22 événements du 17 au 23 Oct., et de 56 événements du 23 au 26 Oct. : il augmente ainsi d’un facteur 2.5 à partir du 23 Octobre. L’amplitude augmente sensiblement, elle passe d’une valeur moyenne égale à 1 Pa du 17 au 23 Oct., à une valeur moyenne de 1.27 Pa du 23 au 26 Octobre.

A partir de ces détections, les volumes de gaz peuvent être calculés. Pour accroître la qualité des signaux, les signaux sont préalablement stackés par heure (la période étudiée est découpée par tranche de 1 heure, et l’ensemble des formes d’onde détectées dans

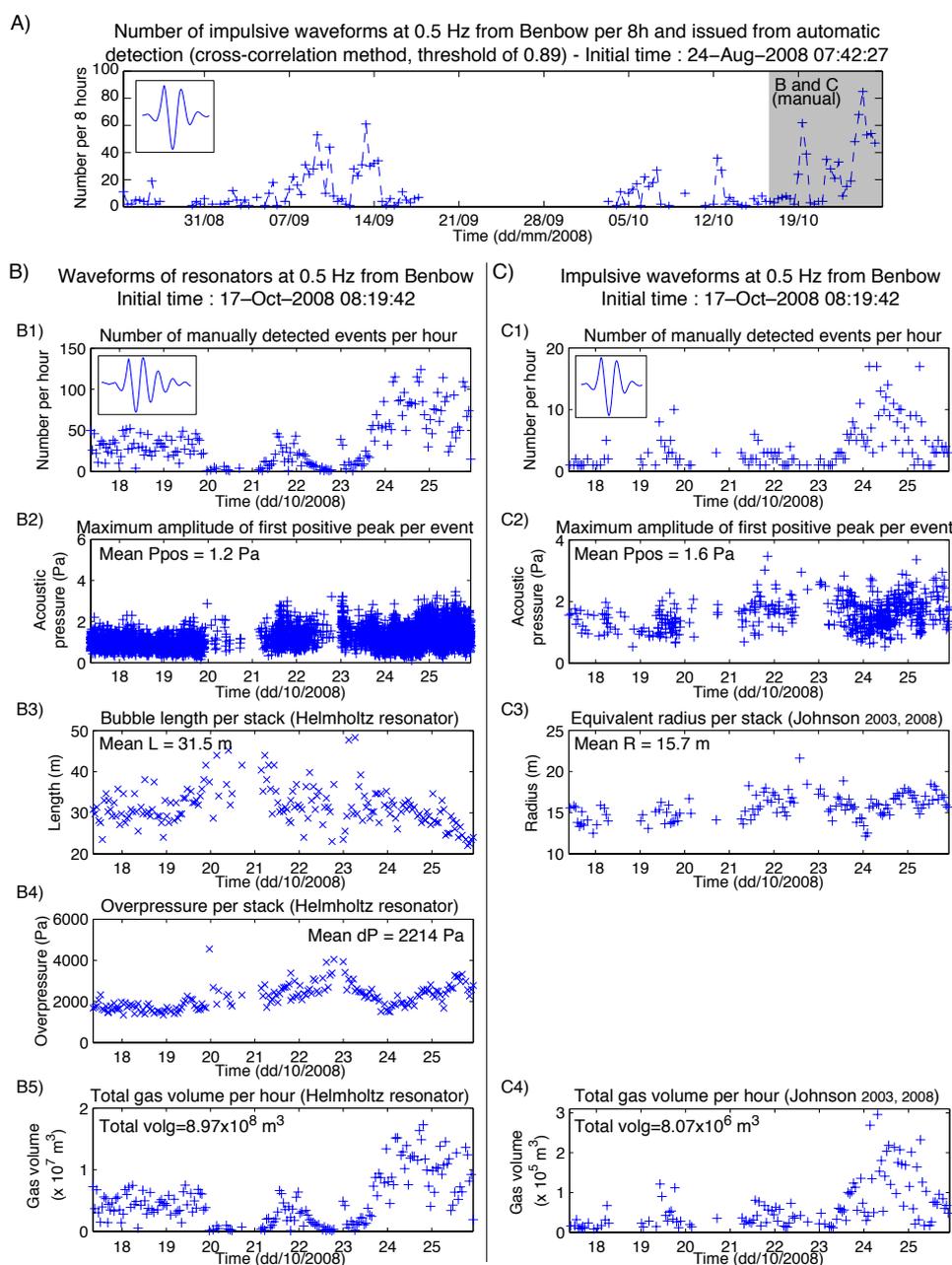


FIGURE 2.28 – Résultats des détections des signaux à 0.5 Hz de Benbow. (A) Détection des signaux à 0.5 Hz de type vibration de bulle par cross-corrélation avec un seuil de 0.89 sur l'ensemble de la série de mesure de 2008. Le signal de référence utilisé est représenté dans l'encart en haut à gauche. Aucune détection n'est trouvée après le 26 Oct. 2008. La zone grisée représente la période où a été effectuée la détection manuelle des signaux impulsifs et résonnants à 0.5 Hz. (B) Résultats de la détection manuelle des signaux de type résonateur de Helmholtz : nombre de détection par heure (B1), amplitude de la première impulsion positive de toutes les détections (B2), longueur (B3) et surpression (B4) obtenues par le modèle du résonateur de Helmholtz sur les stacks par heure et volume total par heure (B5). (C) Résultats de la détection manuelle des signaux de type vibration de bulle : nombre de détection par heure (C1), amplitude maximale de la première oscillation positive des détections (C2), rayon équivalent par stack de 1h, déduit du volume trouvé par la méthode de Johnson (*Johnson, 2003*) sur chaque stack (C3) et volume de gaz total correspondant au volume de Johnson calculé sur chaque stack multiplié par le nombre de détection utilisé pour le stack.

chaque tranche est mis en phase selon le temps associé au premier pic positif détecté, puis moyenné).

Les signaux résonants sont modélisés par le résonateur de Helmholtz (voir partie 1.3.4). La forme d'onde résonnante est en effet très ressemblante avec celle générée par un résonateur de Helmholtz. Dans ce modèle, le gaz s'échappe au niveau d'un trou situé sur la tête hémisphérique de la poche de gaz arrivée en surface. Les paramètres du modèles sont entre autre, le rayon du résonateur  $R$ , l'orifice du trou  $R_{hole}$ , ainsi que la longueur effective  $\epsilon$ . Pour trouver l'ordre de grandeur de ces paramètres, plusieurs valeurs sont testées. Le stack de l'ensemble des signaux résonants détectés manuellement dans les détections continues du mini-réseau est considéré pour trouver la gamme de valeur des paramètres. Le meilleur ajustement entre la forme d'onde de ce stack et les ondes synthétiques obtenues à partir du modèle donne accès aux valeurs de longueur du slug, de surpression initiale (avant libération du gaz), de vitesse maximale du gaz et du volume de gaz libéré. Les valeurs testées pour le rayon du résonateur sont : 1, 5, 10, 15, 20, 25, 30, 40 et 50 m. Pour chacune de ces valeurs, différents rayons de l'orifice d'où s'échappe le gaz sont considérées, correspondant à la moitié, au tiers, au quart et au sixième du rayon du résonateur. Trois valeurs de longueur effective sont également prises en compte :  $8R_{hole}/(3\pi)$ ,  $12R_{hole}/(3\pi)$  et  $16R_{hole}/(3\pi)$ . Quelques ajustements automatiques des ondes synthétiques au stack global sont montrés en figure 2.29. Ces signaux sont supposés être générés par le dégazage d'une bulle de gaz au niveau de la surface libre magmatique. Les vitesses d'éjection du gaz ne devraient pas dépasser la vitesse du son. Celles mesurées lors des explosions stromboliennes du Stromboli par différentes méthodes (*Blackburn et al.*, 1976; *Harris and Ripepe*, 2007; *Weill et al.*, 1992), ont des valeurs comprises entre 20 et 60  $\text{m s}^{-1}$ . Au Shishaldin, les vitesses de gaz associées aux signaux résonants de type Helmholtz du 19 Avril 1999 ont été estimées à des valeurs comprises entre 10 et 60  $\text{m s}^{-1}$  (*Vergniolle and Caplan-Auerbach*, 2004). De même, la longueur du slug ne devrait pas être trop élevée, étant donnée l'occurrence très rapprochée des signaux résonants de Benbow. Partant de ces considérations, la meilleure combinaison de paramètres du modèle de résonateur est cherchée. Les modélisations avec des rayons de résonateur de 1, 5 et 10 m, donnent des vitesse de gaz comprises entre 86 et plus de 103  $\text{m s}^{-1}$ , quelques soient  $R_{hole}$  et  $\epsilon$ , ces rayons ne sont donc pas choisis. Les combinaisons de paramètres donnant une vitesse supérieure à 80  $\text{m s}^{-1}$  ou une longueur supérieure à 100 m sont également rejetés, ainsi que celles donnant des valeurs de vitesse inférieures à 10  $\text{m s}^{-1}$  ou des longueurs inférieures à la moitié du rayon du résonateur. Les rayons retenus permettant d'ajuster au mieux les formes d'ondes synthétiques aux données sont ainsi de 30 m pour celui de la bulle ( $R_{helm}$ ) et de 7.5 m pour celui de l'orifice d'où le gaz s'échappe ( $R_{hole}$ ), soit le quart du rayon de la bulle. En utilisant ces rayons et une valeur maximale de longueur

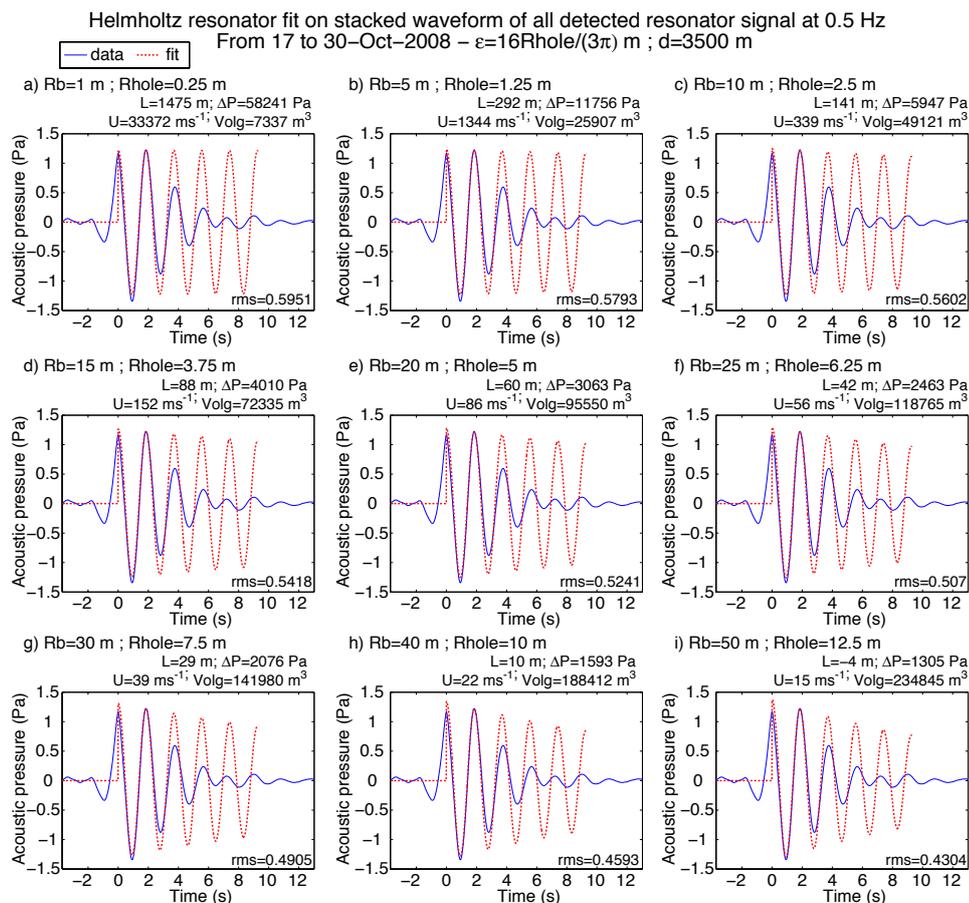


FIGURE 2.29 – Quelques exemples de résultats de l’ajustement des formes d’ondes synthétiques créées à partir du modèle du résonateur de Helmholtz sur la forme d’onde du stack de l’ensemble des signaux à 0.5 Hz détectés manuellement dans les détections continues de Benbow. Le jeu de paramètres sélectionné pour modéliser l’ensemble des stacks par heure des détections manuelles (g) est celui donnant une vitesse d’éjection du gaz et une longueur du résonateur qui semblent les plus raisonnables au vu des hypothèses préalables (voir texte).

effective  $\epsilon = 16R_{hole}/(3\pi)$ , la longueur trouvée pour le stack total des détections est de 29 m, la vitesse du gaz de  $39 \text{ m s}^{-1}$ , la surpression de 2076 Pa et le volume de  $1.4 \times 10^5 \text{ m}^3$ . En utilisant ces paramètres sur l’ensemble des stacks des détections manuelles par heure, les longueurs trouvées par meilleur ajustement sont comprises entre 20 et 50 m. La valeur moyenne est de 30 m, la forme du résonateur est donc plutôt sphérique. En utilisant une longueur effective minimale,  $\epsilon = 8R_{hole}/(3\pi)$ , la longueur moyenne est de 83 m, ce qui semble trop élevée par rapport à la faible intermittence des signaux résonnants.

L’évolution de la longueur avec la longueur effective maximale (fig. 2.28-B3) montre une légère diminution de la longueur à partir du 24 Octobre. La surpression (fig. 2.28-B4) augmente très légèrement du 17 au 23 Oct., de 2000 à 4000 Pa, puis diminue du 23 au 24 Oct. pour passer de 4000 Pa à 2000 Pa. Elle augmente ensuite à nouveau du 24 au 26

Oct., de 2000 à 3000 Pa en moyenne.

Le volume de gaz total par heure est calculé en multipliant le volume trouvé pour le stack (calculé avec la longueur effective maximale) par le nombre de signaux utilisés pour obtenir ce stack. L’évolution de ce volume de gaz pour les signaux résonants (fig. 2.28-B5) montre qu’il est d’avantage influencé par le nombre (fig. 2.28-B1), le volume par stack variant peu. Les caractéristiques de la source sonore, dimension et surpression, semblent en d’autres termes peu varier.

Les volumes de gaz associés aux signaux de type vibration de bulle sont calculés à partir de la méthode de *Johnson* (2003) (expliquée en détail dans la partie 1.3.2), sur les stacks obtenus par heure de données. Le calcul est effectué entre le démarrage de l’impulsion et le premier pic négatif de l’oscillation. Le démarrage est sélectionné manuellement sur chaque stack. Le rayon équivalent (fig. 2.28-C3) est calculé à partir du volume de gaz par stack et en considérant une source de forme sphérique. Soit  $volg_{stk}$  ce volume, alors le rayon  $R_{eq}$  correspond à :

$$R_{eq} = \left( \frac{3 \times volg_{stk}}{4\pi} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.1)$$

Le rayon moyen est de 15.7 m et varie peu au cours de la période. L’évolution du volume de gaz total par heure montre la même tendance que celle du volume des signaux résonants. Il dépend principalement du nombre et augmente considérablement à partir du 23 Octobre. Pour chaque stack des signaux de type vibration de bulle, le volume de gaz à partir de la puissance acoustique du signal impulsif est également calculé. Ce calcul est effectué sur la même fenêtre du signal que celle utilisée pour le calcul du volume par la méthode de Johnson (c’est-à-dire du démarrage au pic négatif). Le rayon de la source permettant d’obtenir les volumes dans la partie précédente était fixé à 5 m. Pour calculer le volume sur chaque stack, nous utilisons le rayon équivalent trouvé à partir des volumes de Johnson. La figure 2.30 montre la comparaison entre les différents calculs de volume par stack. Le volume par la puissance acoustique calculé avec le rayon équivalent se rapproche du volume calculé par la méthode de Johnson.

Le volume de gaz calculé sur les stacks des signaux à 0.5 Hz ayant une forme d’onde non résonante, à partir du modèle de Johnson, sont en moyenne 20 fois plus faibles que les volumes calculés sur les stacks des résonateurs. La fréquence, l’amplitude et la forme identique de ces signaux, par rapport au démarrage des résonateurs, ainsi que l’évolution similaire du nombre et de l’amplitude des signaux au cours du temps, semblent pourtant indiquer que ces deux types de signaux sont générés par une source de gaz commune.

L’ensemble des résultats montre une augmentation significative du nombre et dans une moindre mesure de l’amplitude des signaux à partir du 23 Octobre. Cette observation rejoint celle effectuée sur les résultats obtenus à partir des détections continues : l’amplitude maximum (fig. 2.16) et le volume de gaz par 10 s (fig. 2.21) ainsi que par heure (fig.

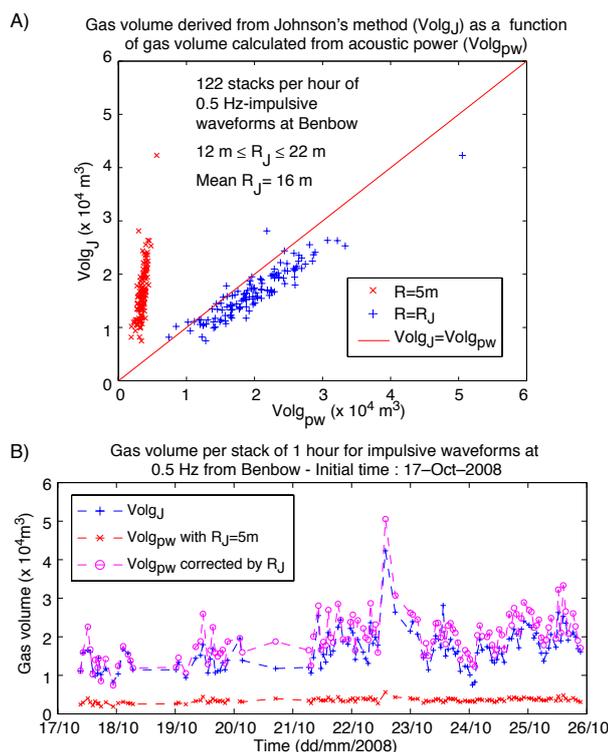


FIGURE 2.30 – Volumes de gaz calculés sur les stacks par heure des signaux de type vibration de bulle à 0.5 Hz de Benbow. (A) L'utilisation du rayon équivalent pour le calcul du volume par la puissance acoustique permet d'obtenir un volume du même ordre de grandeur que le volume calculé par la méthode de Johnson. Le volume par la puissance acoustique avec un rayon fixé à 5 m est sous-estimé par rapport au volume de Johnson. (B) Evolution temporelle du volume par stack correspondant aux trois calculs (Johnson, puissance acoustique avec rayon de 5 m et puissance acoustique avec rayon équivalent).

2.22) augmentent également à partir du 23 Octobre. Les caractéristiques moyennes de la source à l'origine des signaux (longueur et surpression pour les signaux résonnants et rayon équivalent pour les signaux de type vibration de bulle) ne varient pas en revanche de façon significative.

#### 2.4.4.3 Détection et volume de gaz des signaux à 4 Hz de Marum

Quelques signaux caractérisés par une fréquence de 4 Hz sont repérés dans les détections PMCC, peu nombreuses de Marum avant la phase strombolienne d'Octobre. La fréquence de ces signaux est bien démarquée du contenu fréquentiel moyen plus basse fréquence environnant. La fréquence dominante des détections continues de Marum est en effet comprise dans la bande 0.4–0.8 Hz, comme le montre le calcul du volume de gaz par bande de fréquence (fig. 2.22). La fréquence moyenne PMCC est cependant plus élevée (fig. 2.19B et 2.16B), comprise entre 2 et 4 Hz. Le contenu basse-fréquence environnant pourrait être

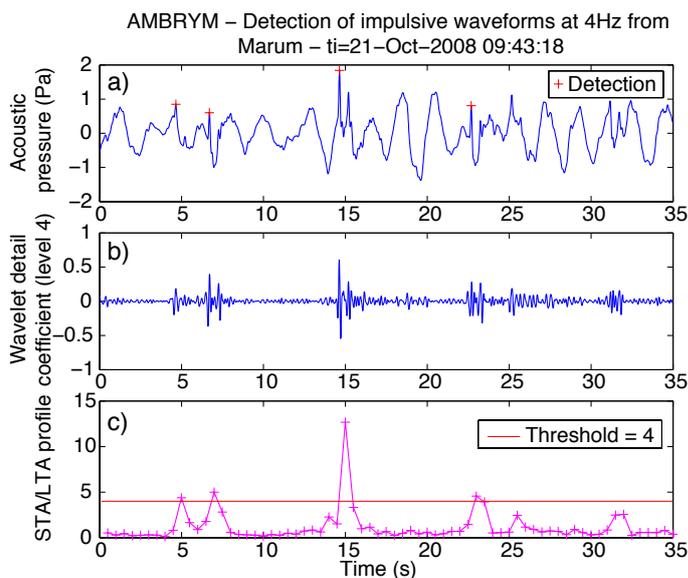


FIGURE 2.31 – Aperçu de la détection par ondelette des signaux à 4 Hz de Marum. (a) Echantillon d'une détection continue contenant des signaux à 4 Hz. Les signaux détectés par la méthode utilisant la décomposition en ondelette sont repérés par une croix. (b) Décomposition en ondelette de niveau 4. Le niveau 4 permet de mettre en valeur le signal contenu dans la bande 3.125–6.25 Hz. (c) Profil STA/LTA et seuil de détection. La longueur de la fenêtre LTA variable utilisée est suffisamment courte (5 s) pour rendre compte du niveau moyen de bruit entre deux événements successifs. La fenêtre STA d'une longueur de 0.5 s permet d'obtenir un pic de profil défini par au moins 2 points au niveau des signaux impulsifs.

lié à l'activité de Benbow caractérisée par les signaux plus ou moins résonnants à 0.5 Hz.

Une détection par la méthode de décomposition en ondelette est donc choisie pour ces signaux à 4 Hz. Les paramètres sont indiqués dans le tableau 2.8, et un aperçu de la détection est visible en figure 2.31. Sur l'ensemble de la période étudiée (Août - Décembre 2008), un total de 140 signaux est détecté, seulement entre le 17 Oct. et le 22 Oct. 2008. De plus, aucune détection n'est trouvée entre le 18/10 05:00 et le 21/10 04:30. Les évolutions du nombre et de la pression acoustique sont montrées en figure 2.32-A et B. Aucune tendance bien marquée n'est visible sur ces graphes, mise à part une augmentation significative du nombre, le 21 Oct. de 08:50 à 10:50. Dans cet intervalle, le nombre atteint deux valeurs hautes, 27 puis 16 signaux par heure – les valeurs rencontrées de part et d'autre de l'intervalle étant inférieures à 12. Le volume de gaz par la méthode de *Johnson* (2003) est calculé sur chaque détection (fig. 2.32). Le rayon équivalent moyen déduit de ces volumes est de 3.3 m. Le volume de gaz est également calculé par la puissance acoustique en utilisant pour chaque détection le rayon équivalent correspondant (fig. 2.32). Le calcul du volume par ces deux méthodes est fait du démarrage du signal impulsif, sélectionné de façon manuelle, au premier pic négatif associé. La sélection manuelle des bornes des

Automatic detection parameters :

Wavelet decomposition with variable LTA and waveform criteria

$f_{min}$	$f_{max}$	LTA	STA	Level	$f_{dec}$	Thr.	$P_{pos}/P_{neg}$	$P_{neg}/P_{pos}$	First $P_{pos}$
4 Hz	4 Hz	5 s	0.5 s	4	3.125–6.25 Hz	4	1000	1000	0.7

TABLE 2.8 – Paramètres utilisés pour la détection par ondelette des signaux de Marum caractérisés par une fréquence de 4 Hz (se référer à la section 1.2.2.6 pour la signification des paramètres). Les seuils sur les critères de formes concernant la symétrie entre le premier pic impulsif détecté et le pic négatif qui le succède ( $P_{pos}/P_{neg}$  et  $P_{neg}/P_{pos}$ ) ont des valeurs intentionnellement élevées, tels qu'ils ne soient pas restrictifs sur la détection.

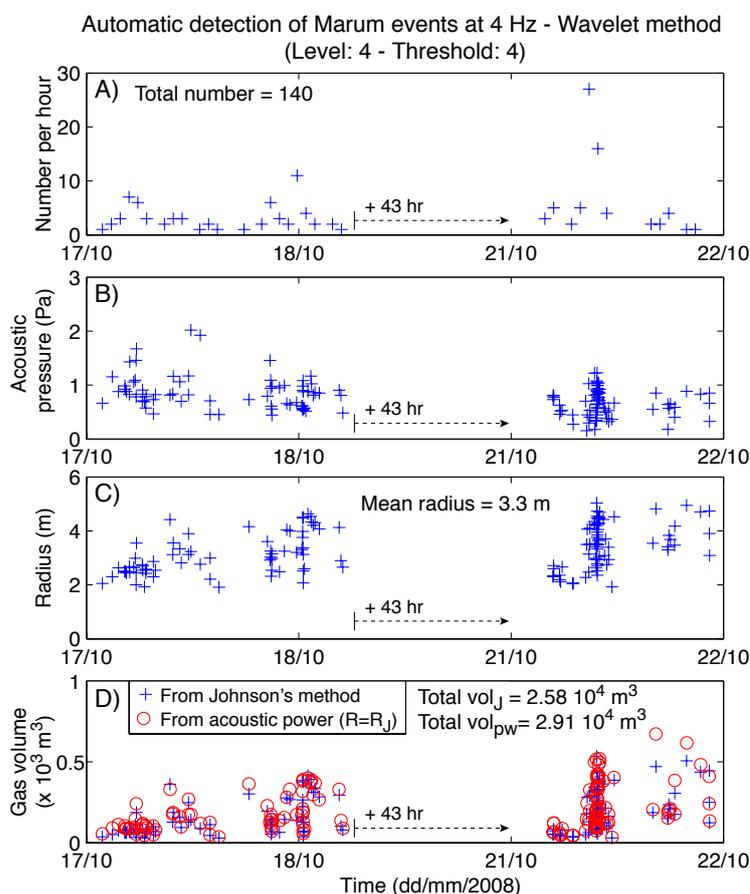


FIGURE 2.32 – Résultats des détections des signaux impulsifs à 4 Hz détectés dans les stacks de Marum. (A) Nombre de signaux par heure. (B) Pression acoustique maximale du premier pic positif de chaque signal détecté. (C) Rayon équivalent calculé à partir du volume obtenu par la méthode de Johnson sur chaque signal impulsif détecté. Ce volume est montré en (D), avec celui calculé à partir de la puissance acoustique en utilisant une source monopolaire de rayon égal au rayon équivalent trouvé pour chaque signal.

signaux a permis de vérifier que la totalité des 140 signaux correspondaient bien à des signaux impulsifs à 4 Hz. Le volume cumulé obtenu par la méthode de Johnson sur ces 140 signaux impulsifs est de  $2.58 \times 10^4 \text{ m}^3$ , du même ordre de grandeur que le volume cumulé obtenu à partir de la puissance acoustique, égal à  $2.91 \times 10^4 \text{ m}^3$ .

Hormis ces quelques signaux à 4 Hz, il est difficile d’identifier des signaux impulsifs particuliers pendant la période d’Août à fin Oct. 2008.

#### 2.4.4.4 Détection et volume de gaz des signaux à 1 Hz de Benbow et de Marum

La bande 0.8–2 Hz devient prédominante après la phase d’activité strombolienne du Marum d’Octobre sur les volumes de gaz des détections PMCC (fig. 2.22). L’observation détaillée des détections continues révèle la présence de nombreux signaux impulsifs, ayant une fréquence de 1 Hz et se présentant sous la forme d’une oscillation impulsive d’une durée ne dépassant pas une période. Ces signaux sont visibles dans les détections continues de Benbow à partir du 30 Oct. 2008 et dans celles de Marum après la phase d’arrêt, à partir du 13 Nov. 2008. La détection par ondelette est effectuée afin de localiser l’ensemble de ces signaux. La durée séparant deux signaux successifs étant faible, la fenêtre LTA est choisie de faible dimension, elle vaut 5 fois la longueur de la fenêtre STA. Les paramètres de la détection sont indiqués dans le tableau 2.9. Un exemple de détection sur un échantillon de données de Marum avec ces paramètres est montré en figure 2.33.

Automatic detection parameters :

Wavelet decomposition with variable LTA and waveform criteria

$f_{min}$	$f_{max}$	LTA	STA	Level	$f_{dec}$	Thr.	$P_{pos}/P_{neg}$	$P_{neg}/P_{pos}$	First $P_{pos}$
1 Hz	1 Hz	1.65 s	0.33 s	6	0.78–1.56 Hz	2	1000	1000	0.65

TABLE 2.9 – Paramètres utilisés pour la détection par ondelette des signaux caractérisés par une fréquence de 1 Hz produits par l’activité de Benbow et de Marum (se référer à la section 1.2.2.6 pour la signification des paramètres).

Les résultats de la détection (fig. 2.34) montrent les mêmes tendances que pour l’évolution du volume de gaz calculé par heure sur les détections continues (fig. 2.22). Un total de 241193 signaux a été détecté sur les stacks des détections continues de Benbow, et 267683 sur ceux de Marum. L’apparition des signaux sur les données de Marum semble avoir pour effet de diminuer le nombre de signaux détectés en provenance de Benbow à partir du 20 Novembre 2008 (fig. 2.34-A1 et B1). La pression acoustique moyenne par heure augmente de façon constante sur Benbow entre le 30/10 et le 25/11, hormis le saut d’amplitude situé entre le 10 et le 14 Novembre. Elle passe ainsi d’une valeur de 0.3 Pa le

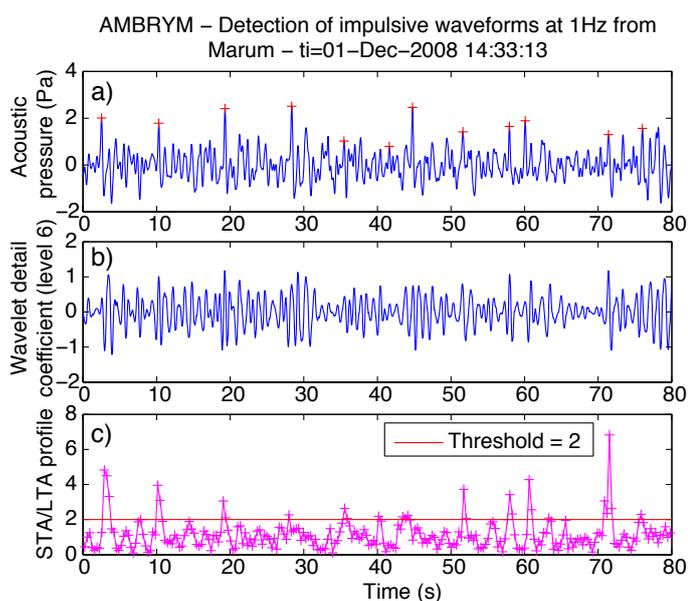


FIGURE 2.33 – Illustration de la détection automatique par la décomposition en ondelette des signaux impulsif d’une fréquence de 1 Hz, sur un échantillon de détection continue de Marum. (a) Signal correspondant au stack des trois voies du mini-réseau détecté par PMCC en provenance de Marum. Les signaux impulsifs détectés par ailleurs par la méthode de décomposition en ondelette sont signalés par une croix rouge. (b) Signal recomposé à partir de la décomposition en ondelette de niveau 6. (c) Profil STA/LTA réalisé sur le signal décomposé (b). Un dépassement du seuil (ligne horizontale) indique la présence d’une détection potentielle, recherchée par la suite dans le signal originel (a).

30/10 à 1 Pa le 25/11. Sa valeur demeure ensuite centrée autour de 1 Pa jusqu’à la fin de la période (29/12) (fig. 2.34-A2). Une augmentation de la pression acoustique moyenne est aussi visible pour les signaux impulsifs de Marum (fig. 2.34-B2) : l’amplitude augmente progressivement, de 0.5 Pa le 20/11 à 1.3 Pa le 27/11. Elle oscille ensuite autour de 1.1 Pa jusqu’au 14/12, puis augmente à nouveau progressivement, de 1.1 Pa au 14/12 à 1.5 Pa le 29/12.

Les volumes de gaz sont calculés dans un premier temps par la méthode de Johnson. Ce calcul est effectué sur chaque stack obtenus par moyennage des signaux impulsifs détectés par tranche de 1 h. Pour déterminer le démarrage de la fenêtre d’intégration du signal, la méthode ”mixte” de localisation automatique est utilisée (section 1.3.5). Les résultats sont présentés à la suite de ceux de la détection en figure 2.34. Les rayons équivalents sont calculés à partir du volume de gaz obtenu sur chaque stack. La valeur moyenne du rayon est de 6.3 m pour la source acoustique de Benbow et de 7.5 m pour celle du Marum (fig. 2.34-A3 et B3). Les rayons équivalents liés aux détections de Marum augmentent de façon brutale, d’1 m en moyenne, à partir du 14/12.

Le volume de gaz total par heure (fig. 2.34-A4 et B4) est calculé en multipliant le volume

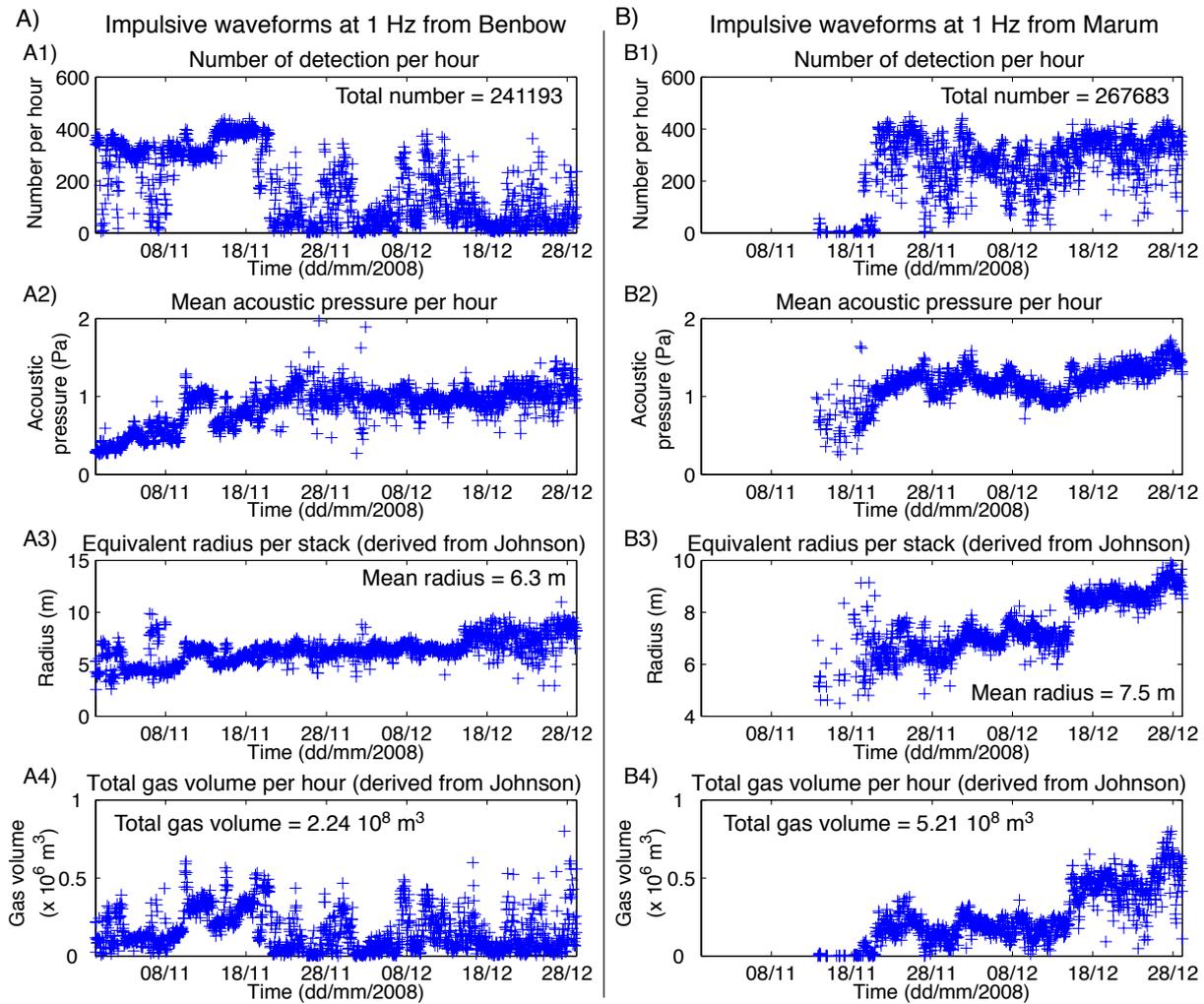


FIGURE 2.34 – Résultats de la détection des signaux impulsifs à 1 Hz présents dans les détections continues à partir du 30 Oct. 2008 : nombre de détections par heure pour Benbow (A1) et pour Marum (B1), pression acoustique moyenne par heure pour Benbow (A2) et Marum (B2), rayon équivalent par stack de 1 h (A3 et B3 respectivement pour Benbow et Marum) et volume de gaz par heure, calculé à partir des deux intégrations successives de la méthode de Johnson (*Johnson*, 2003), en (A4) pour Benbow et (B4) pour Marum.

de gaz obtenu sur le stack par heure par le nombre de détection associé au stack. Ce volume ne suit pas tout à fait le nombre des détections pour les deux cratères.

Les formes d'onde stackées sont calculées pour différentes périodes (fig. 2.35). L'évolution de l'amplitude des stacks est cohérente avec celle des stacks par heure pour les deux cratères (fig. 2.34-A2 et B2). Par ailleurs, la forme d'onde évolue au niveau de la partie négative suivant la première impulsion positive puis de la coda : l'amplitude de l'impulsion négative augmente au cours du temps. La même évolution est observée sur les stacks de Benbow et de Marum. Le calcul du volume de gaz s'effectuant jusqu'à l'extremum

négatif, l'augmentation du rayon équivalent calculé à partir du volume par stack de 1 h (fig. 2.34-A3 et B3), est un double effet de l'augmentation de l'amplitude positive des stacks et de celle du pic négatif.

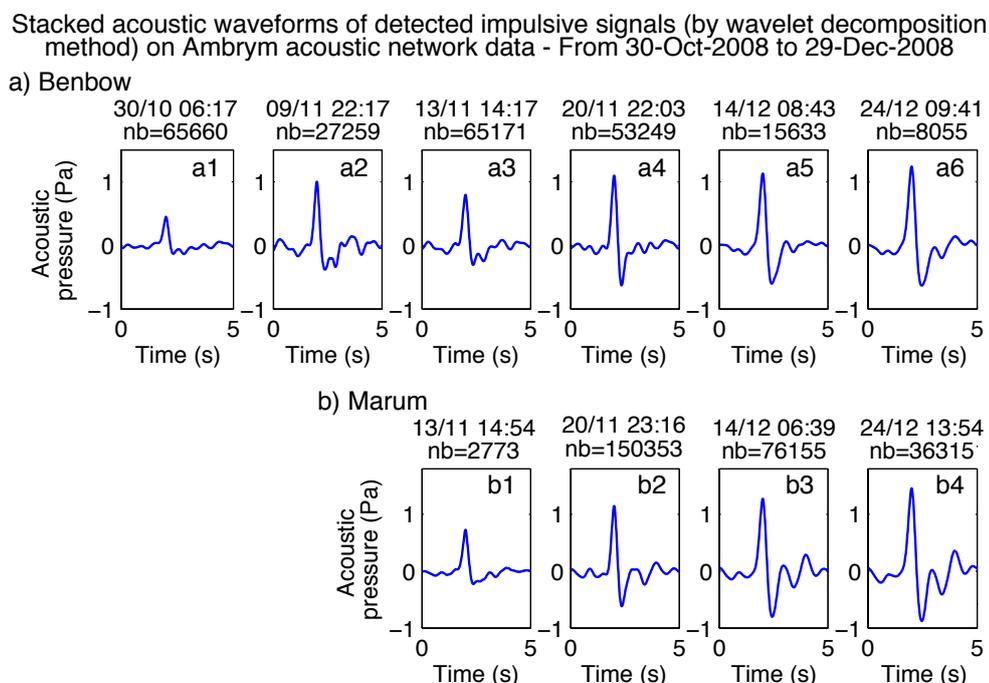


FIGURE 2.35 – Formes d'onde moyennées des signaux impulsifs à 1 Hz détectés par la méthode de la décomposition en ondelette, sur différentes périodes. (a) Stacks des formes d'onde des détections de Benbow ; (b) ceux des détections de Marum.

Le calcul du volume de gaz est également effectué à partir de la puissance acoustique sur les stacks des signaux impulsifs détectés par heure de données. Ces volumes sont du même ordre de grandeur que ceux calculés par la méthode de Johnson en utilisant un rayon de source monopolaire correspondant au rayon équivalent déduit du volume de Johnson (fig. 2.36).

Le nombre de détections à 1 Hz de Benbow diminue significativement, précisément lorsque le nombre de détections augmentent sur Marum, le 20 Nov., alors que la pression acoustique reste constante, et augmente même légèrement pour les signaux impulsifs de Benbow. Du fait de la suppression de la simultanéité, il est possible que l'activité vue sur Benbow par l'acoustique soit masquée par celle de Marum mieux corrélée sur le mini-réseau acoustique. Une observation des détections sur le logiciel interactif PMCC confirme cette hypothèse. L'activité est ainsi détectée de façon plus ou moins continue sur les deux cratères à partir du 20 Novembre. Néanmoins, la portion de signal simultanée ayant le plus fort coefficient de cross-corrélation PMCC, et donc potentiellement le nombre le plus élevé de signaux impulsifs dont l'azimut correspond au cratère concerné, est conservé.

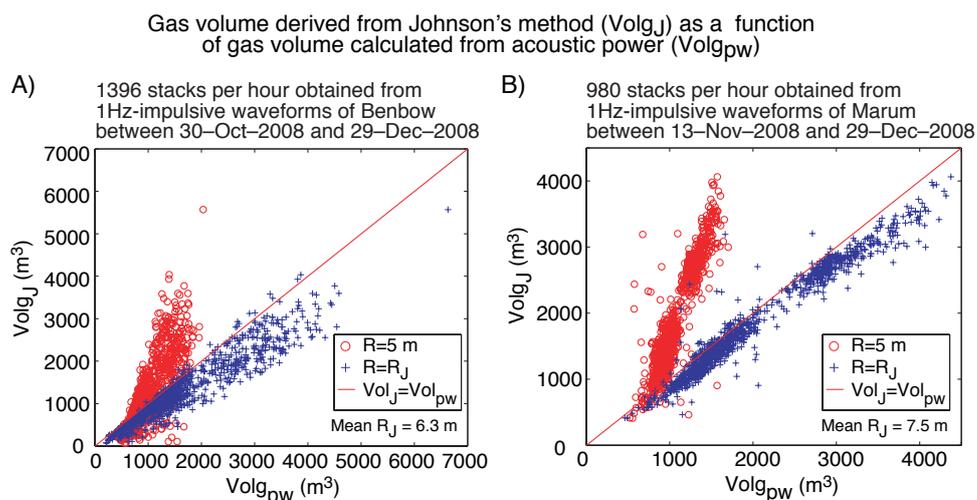


FIGURE 2.36 – Comparaison entre les volumes de gaz calculés par la méthode de Johnson et ceux calculés à partir de la puissance acoustique. Pour les deux méthodes, les volumes ont été calculés à partir du signal acoustique impulsif correspondant au stack des signaux détectés par heure de données, plus précisément sur la portion située entre le démarrage de l'impulsion positive et l'amplitude minimale du pic négatif qui la suit. La localisation du démarrage est faite par la méthode automatique "mixte". Les volumes de gaz des stacks des signaux impulsifs, attribués à Benbow (A) et à Marum (B), ont les mêmes ordres de grandeur pour les deux méthodes, lorsque le rayon équivalent déduit du volume de Johnson est utilisé pour le calcul du volume de gaz à partir de la puissance acoustique.

#### 2.4.4.5 Détection des explosions stromboliennes et calcul du volume de gaz

Les explosions stromboliennes de forte amplitude ont été repérées sur le graphe représentant l'amplitude maximale des détections PMCC au cours du temps (fig. 2.16). Du fait de leur faible nombre, elles sont détectées de façon manuelle dans les détections continues. Cette détection manuelle permet ensuite de calculer rapidement les volumes de gaz associés aux signaux impulsifs, à l'aide du programme *detection\_explo.m*. La figure 2.37-A montre la comparaison des volumes de gaz calculés sur l'ensemble des signaux impulsifs liés aux explosions stromboliennes de forte intensité de Benbow et Marum, par les deux méthodes : Johnson et puissance acoustique. Les volumes de gaz n'ont pas été calculés sur les signaux impulsifs s'apparentant à des débouffrages de cratères, soit sur le premier signal de Marum du 25 Oct. puis sur les deux premiers du 28 Octobre. L'évolution du volume de gaz des signaux impulsifs est montrée pour deux périodes particulières. Ces deux périodes correspondent à deux phases d'activité strombolienne produites par Marum et caractérisées par une faible intermittence entre les explosions : celle du 28 Oct. (fig. 2.37-B) d'une durée de 12 min et comprenant 21 événements explosifs, et celle du 9 Déc. (fig. 2.37-C) comptant 5 signaux impulsifs en 5min30s. Le signal acoustique de ces

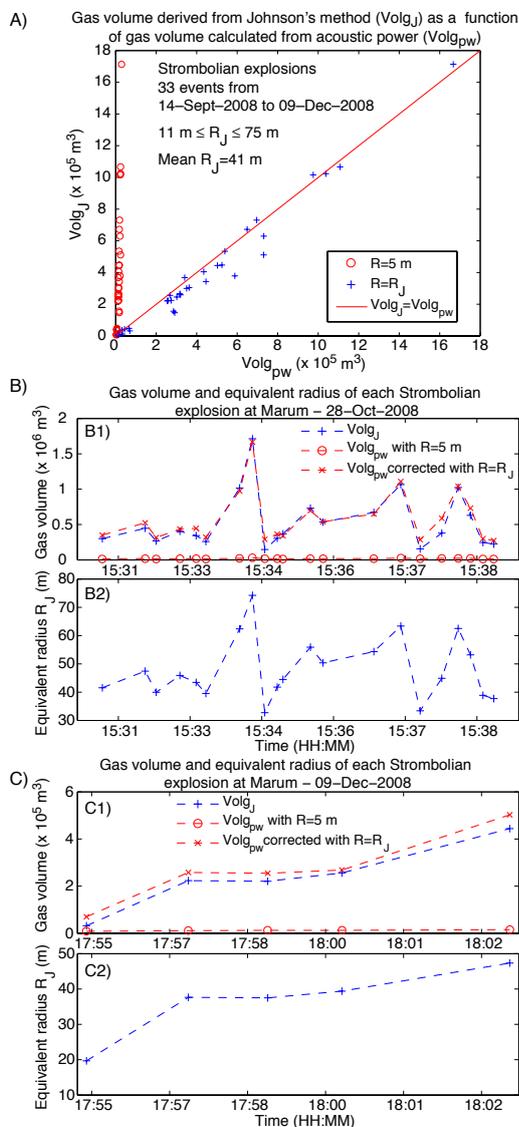


FIGURE 2.37 – Volumes de gaz calculés sur les signaux acoustiques des explosions stromboliennes de forte intensité. (A) Comparaison des volumes de gaz calculés par la méthode de Johnson et par la puissance acoustique. Le volume a été calculé sur 33 signaux explosifs de forte intensité produits par Benbow (le 25 Oct.) et par Marum (le 14 Sept., 25 Oct.-1 Nov. et le 9 Déc.). Les rayons équivalents permettant de retrouver un volume similaire à partir des deux méthodes sont compris entre 11 et 75 m. (B) Evolution du volume de gaz pour les explosions stromboliennes rapprochées du Marum du 28 Oct. à partir de 15:30.

deux phases est visible respectivement en figure 2.23-F1 et H1. Les rayons équivalents calculés à partir du volume de Johnson sont compris entre 30 et 75 m pour la première phase, et entre 20 et 50 m pour la seconde. Les volumes calculés à partir de la puissance acoustique en ayant supposé un rayon de source monopolaire de 5 m sont donc largement sous-estimés. Les valeurs des volumes de gaz calculés à partir de la puissance acoustique avec un rayon égal au rayon équivalent sont en revanche très proches de celles des volumes de Johnson. Elles sont comprises entre  $10^5$  et  $1.8 \times 10^6$  m<sup>3</sup> pour la phase présentée du 28 Oct., et entre  $0.5$ – $5 \times 10^5$  m<sup>3</sup> pour la seconde du 9 Décembre.

Les importantes variations du volume pendant les phases d'explosions stromboliennes, correspondent à des variations du rayon équivalent en considérant une source sphérique. Si un rayon fixe est considéré, en supposant que les signaux explosifs soit générées par la remontée d'une poche de gaz le long d'un conduit rempli de magma jusqu'en surface, ces variations de volume peuvent être liées à celles de la longueur de la poche de gaz (ou slug) ou bien à celles de la surpression du gaz à l'intérieur de la poche de gaz.

Les bilans de volumes de gaz associés aux explosions stromboliennes ainsi qu'aux signaux impulsifs détectés sur l'ensemble de la période étudiée sont résumés dans la partie suivante.

#### **2.4.4.6 Bilan des volumes de gaz calculés sur les signaux impulsifs**

Les volumes de gaz totaux associés à chaque type de signaux impulsifs ainsi que le rayon équivalent moyen sont reportés dans le tableau 2.10. Les volumes totaux obtenus à partir de la puissance acoustique sont calculés à partir des rayons équivalents du volume de Johnson. Les volumes obtenus par les deux méthodes sont du même ordre de grandeur. Il représente le volume de gaz actif libéré par les cratères au cours des différentes manifestations éruptives, caractérisées par des signaux acoustiques ayant une fréquence et une forme particulière. Les rayons déduits des volumes de gaz calculés sur les signaux impulsifs correspondent à une estimation de la dimension de la source acoustique. La signature acoustique de la perturbation atmosphérique provoquée par la libération du gaz en surface est d'autant plus basse-fréquence que la taille de la source est importante. Ainsi, le rayon équivalent de la source acoustique est maximum pour les explosions stromboliennes vigoureuses de Marum d'une fréquence de 0.3 Hz, avec une valeur de près de 40 m. Le rayon de la source des signaux acoustiques à 0.5 Hz associés au fort dégazage de Benbow avant la phase strombolienne d'Oct. de Marum est estimé à 15 m pour les signaux non résonnants et à 30 m pour les signaux résonnants. Les signaux à 1 Hz enregistrés après la phase strombolienne d'Oct.-Nov. de Marum, sont associés à une source sphérique d'environ 7 m pour Benbow et Marum, tandis les quelques signaux à 4 Hz générés par Marum en Oct. sont associés au dégazage d'un volume sphérique de 3 m de rayon.

La détection des signaux impulsifs a montré que les détections PMCC étaient déclenchées

Periode	Crater	Waveform type	Mean frequency	Number of events	Gas volume (Johnson or Helmholtz fit)	Mean radius	Gas volume (acoustic power)
dd/mm/2008			Hz		m <sup>3</sup>	m	m <sup>3</sup>
14/09 - 14/09	M	Impulsive	1	1	9260	13	15170
17/10 - 22/10	M	Impulsive	4	140	2.58 10 <sup>4</sup>	3	2.91 10 <sup>4</sup>
17/10 - 26/10	B	Helmholtz	0.5	6225	8.97 10 <sup>8</sup>	30	-
17/10 - 26/10	B	Impulsive	0.5	419	8.07 10 <sup>6</sup>	15.7	9.94 10 <sup>6</sup>
25/10 - 25/10	B	Impulsive	0.4	1	4.80 10 <sup>4</sup>	22.5	6.53 10 <sup>4</sup>
27/10 - 02/11	M	Impulsive	0.3	26	11.8 10 <sup>6</sup>	43	13.1 10 <sup>6</sup>
30/10 - 29/12	B	Impulsive	1	241193	2.24 10 <sup>8</sup>	6.3	2.76 10 <sup>8</sup>
13/11 - 29/12	M	Impulsive	1	267683	5.21 10 <sup>8</sup>	7.5	5.74 10 <sup>8</sup>
09/12 - 09/12	M	Impulsive	0.3	5	1.18 10 <sup>6</sup>	36	1.35 10 <sup>6</sup>

TABLE 2.10 – Résultats des détections des signaux acoustiques liés au dégazage actif : pour chaque période de détection sont indiqués le cratère, le type de forme d’onde et le nombre de signaux associés au dégazage. Les volumes de gaz ont été calculés dans un premier temps en utilisant la méthode dérivée de Johnson (2003, 2008) sur les signaux détectés. Le rayon équivalent déduit de ce volume (en considérant une bulle sphérique) est ensuite utilisé pour obtenir les volumes de gaz à partir de la puissance acoustique et en considérant une source hémisphérique monopolaire. Dans le cas particulier des signaux de type Helmholtz de Benbow du 17 au 26/10/2008, le volume et le rayon ont été calculés à partir des paramètres correspondant au meilleur fit des signaux acoustiques avec le modèle de résonateur de Helmholtz.

par l’occurrence de ces signaux impulsifs. Le stack des trois voies du mini-réseau sur les portions de données détectées par le mini-réseau a d’autre part pour effet de diminuer le bruit éventuel inter-explosif. Le calcul du volume de gaz en considérant la totalité de la durée des détections continues est donc supposé être influencé par la présence des signaux impulsifs, en particulier dans la bande de fréquence correspondante. Cependant, comme le montre le tableau 2.11, les pourcentages de volume de gaz actif par rapport au volume de gaz total calculé à partir de la puissance acoustique dans la bande de fréquence caractéristique des signaux impulsifs, est compris entre 10 et 42 %. Le signal inter-explosif semble donc assez énergétique malgré le stack des 3 voies du mini-réseau, il peut correspondre à des ondes cohérentes générées par le dégazage actif (mouvement du magma en surface, drainage du liquide après l’explosion).

Period (dd/mm HH:MM)	Crater	Gas flux from gas volume of of explosive events $\text{m}^3\text{s}^{-1}$	Total gaz volume from continuous detections $\times 10^8 \text{ m}^3$	Percentage of active gas volume (%)
17/10 08:19 - 26/10 00:00	B	1213	22–61	15–42
27/10 00:40 - 01/11 01:32	M	30	0.76	17
30/10 06:17 - 29/12 04:58	B	53	28	10
13/11 19:47 - 29/12 04:58	M	146	42	14

TABLE 2.11 – Flux de gaz associé au dégazage actif et pourcentage du volume actif par rapport au volume de gaz total. Le flux de gaz est calculé à partir du volume de gaz total calculé par la puissance acoustique sur les signaux impulsifs, et corrigés par le rayon équivalent. Le volume de gaz total est calculé sur l’ensemble des détections continues de la période considérée, dans la bande de fréquence caractéristique de la source explosive (et le rayon de source associé) : 0.4–0.8 Hz (15 et 30 m) pour la période du 17 au 26 Oct., 0.1–0.4 Hz (40 m) pour la période contenant la majorité des explosions stromboliennes de Marum, du 27 Oct. au 1<sup>er</sup> Nov., et 0.8–2 Hz pour les périodes caractérisées par la présence des signaux à 1 Hz sur Benbow (à partir du 30 Oct.), puis sur Marum (à partir du 13 Nov.). Le pourcentage du volume de gaz actif correspond au rapport du volume de gaz total associé aux signaux impulsifs, sur le volume de gaz total calculé sur les stacks des périodes considérées et dans la bande de fréquence encadrant celle des signaux impulsifs caractéristiques.

### 2.4.5 Activité de la période d’étude vue par le capteur MODIS

Les anomalies MODIS, détectées par l’algorithme MODVOLC et définies par l’indice NTI (partie 2.2.2), sont montrées en détail sur la période étudiée du 24 Août au 29 Déc. 2008, en figure 2.38.

Aucune anomalie n’est reportée au début de la période. Une première anomalie est

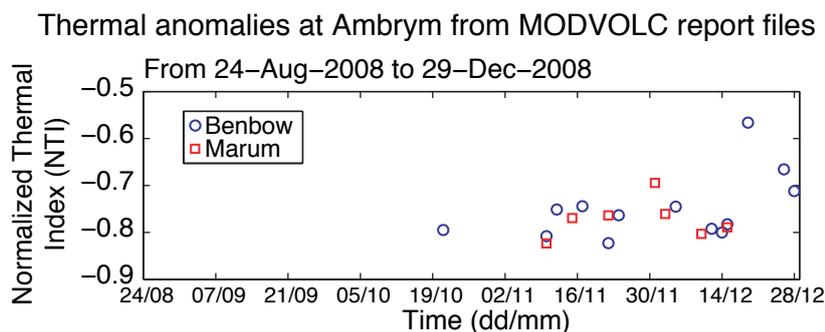


FIGURE 2.38 – Valeurs NTI des anomalies MODIS détectées au niveau de Benbow et de Marum pour la période étudiée.

détectée sur Benbow le 21 Oct. 2008, soit pendant la période précurseur à la phase strombolienne intense de Marum d’Oct.-Nov., caractérisée par la présence de signaux résonants d’une fréquence de 0.5 Hz dans les détections continues de Benbow. Une anomalie ther-

mique simultanée sur les deux cratères apparaît ensuite le 10 Nov., suivie par des anomalies régulières au niveau des deux cratères, jusqu'au 16 Décembre. Ces anomalies coïncident avec les détections des signaux acoustiques à 1 Hz sur les deux cratères. Seule l'activité au niveau de Benbow produit ensuite des anomalies jusqu'au 29 Décembre. La valeur de ces anomalies est de plus élevée, ce qui indique soit une température plus forte, soit une surface de lave plus importante. L'activité pourtant plus forte de Marum vue par l'acoustique pendant cette période, ne produit pas d'anomalie.

## 2.5 Discussion

### 2.5.1 Le réseau acoustique et l'activité volcanique des cratères d'Ambrym

Les signaux acoustiques générés par les volcans actifs constituent un outil adapté à l'étude des processus de dégazage. Contrairement aux mesures sismiques affectées par la structure interne de l'édifice, les ondes acoustiques émises par la source de dégazage en surface sont peu perturbées par les filtres de propagation atmosphérique. Cette propriété permet de comparer les éruptions de différents volcans. Les mesures acoustiques ont été utilisées pour suivre et étudier les activités explosives d'un certain nombre de volcans, comme par exemple Kliuchevskoi (Kamchatka) (*Firstov and Kravchenko, 1996*), Stromboli (Italie) (*Vergniolle et al., 1996*), Unzen (Japon) (*Yamasato, 1998*), Sakurajima (Japon) (*Garcés et al., 1999*), Arenal (Costa Rica) (*Hagerty et al., 2000*) ou encore l'Erebus (Antartique) (*Johnson et al., 2008*). L'utilisation d'un réseau de capteurs acoustiques permet en outre de localiser précisément les événements actifs d'un édifice (*Johnson et al., 2003; Ripepe and Marchetti, 2002*), localisation qui s'est révélée efficace et particulièrement adaptée à l'étude de l'édifice d'Ambrym. Le mini-réseau triangulaire d'Ambrym, installé à plus de 3 km des deux cônes actifs, a en effet permis d'obtenir en continu des informations détaillées des manifestations volcaniques de Benbow et de Marum. Les activités volcaniques de ces deux cratères sont très bien différenciées par la méthode de détection PMCC, appliquée à la configuration du système mini-réseau-cratères, permettant leur surveillance distincte (fig. 2.15). Bien que des périodes non favorables à la détection des signaux acoustiques d'origine volcanique, du fait d'une forte intensité du vent, existent et contribuent à augmenter le niveau de bruit des enregistrements acoustiques, la durée des détections représente plus de 70% de la durée totale d'enregistrement. Ces détections PMCC sont associées à l'occurrence d'un grand nombre de signaux acoustiques impulsifs. Ces signaux particuliers, avec une forme et une fréquence caractéristiques, sont liés à la libération de gaz de façon explosive au niveau des conduits ou des lacs de lave.

Ils témoignent d'un dégazage particulièrement vigoureux du système magmatique d'Ambrym, en accord avec les mesures de flux de gaz (*Bani et al.*, 2009). L'évolution du volume de gaz par bande de fréquence calculé par fenêtre glissante sur les détections continues suit celle de la fréquence, de l'amplitude et du nombre de signaux impulsifs contenus dans les détections continues. Des modifications de la dynamique éruptive ont pu être mises en évidence, comme la disparition brutale des signaux résonnants à 0.5 Hz sur Benbow (fig. 2.22), après une augmentation de leur amplitude (fig. 2.28), coïncidant avec la survenue d'une phase strombolienne de forte intensité sur Marum d'Oct.-Nov., puis l'apparition de signaux de plus haute fréquence et l'intensification de l'activité associée à ces signaux sur les deux cratères (fig. 2.22 et 2.34), associée avec l'apparition d'anomalies thermiques MODIS. L'installation d'un réseau acoustique sur un système volcanique actif avec de multiples cratères ou événements s'avère ainsi être un outil approprié à la surveillance. Il fournit en outre une approche complémentaire précieuse pour l'étude des comportements éruptifs.

### 2.5.2 Benbow et Marum : deux cônes et une unique source magmatique

La période du 24 Août au 20 Nov. est largement dominée par le dégazage de Benbow (fig. 2.20), ce qui peut indiquer qu'il s'agit de la source la plus importante de dégazage sur Ambrym. Néanmoins, la survenue d'une activité intense sur Marum à partir du 20 Nov. montre que ce cratère peut également être à l'origine d'un fort dégazage. La durée limitée de la période d'enregistrement ne permet finalement pas de conclure sur la répartition du dégazage sur les deux cratères d'Ambrym. Il est possible que les deux cônes soient capables de libérer de forts volumes de gaz, et puissent être simultanément ou non en activité éruptive intense, en fonction des processus de surface.

Trois phases stromboliennes de courtes durées ont d'autre part été enregistrées par le mini-réseau (fig. 2.16 et 2.23) en provenance de Marum, avec des amplitudes maximales comprises entre 10 et 30 Pa et un volume total de gaz de près de  $13 \times 10^6 \text{ m}^3$  (méthode de Johnson, tab. 2.10 et fig. 2.37). Aucune phase strombolienne n'a en revanche été détectée sur Benbow, à l'exception d'une explosion unique le 25 Oct. atteignant 6.5 Pa (fig. 2.16). L'occurrence de phases d'activité explosive de forte intensité uniquement sur Marum marque une différence entre les deux cratères d'Ambrym, et désigne Marum comme étant le siège de l'activité la plus vigoureuse du complexe volcanique d'Ambrym.

Malgré cette différence, la survenue de ces explosions stromboliennes a révélé une forte relation entre les deux cratères. En particulier celle de la phase du 25 Oct.-1<sup>er</sup> Nov., qui est suivie par de profonds changements dans les caractéristiques des signaux acoustiques des deux cratères. La libération du gaz de façon explosive de Marum, coïncide avec une brusque diminution de l'activité volcanique de Benbow, marquée par une chute de l'am-

plitude des signaux acoustiques (fig. 2.16), puis une augmentation de la fréquence des signaux (fig. 2.20). La forme d'onde des signaux et leur fréquence a été modifiée suite à cette manifestation explosive de Marum, indiquant une modification de la source acoustique, liée à un changement dans le processus éruptif de Benbow.

Cette phase strombolienne de Marum pourrait de plus être à l'origine de l'explosion isolée de Benbow, qui se produit quelques heures après le premier signal de forte intensité de Marum, le 25 Octobre. Cette explosion de Benbow, d'une durée de quelques s, a provoqué une diminution immédiate du nombre et de l'amplitude des signaux résonnants à 0.5 Hz générés au niveau du même cratère, et ce pendant 30 min (fig. 2.23-C1). En supposant que ces signaux résonnants soient bien liés au dégazage de poches de gaz en surface, créés par coalescence de petites bulles au niveau du conduit ou du réservoir magmatique, l'explosion de Benbow a donc eu pour effet de diminuer momentanément la quantité de gaz disponible pour produire les grandes bulles liées aux signaux résonnants. Cette unique explosion de forte amplitude de Benbow a en d'autres termes pu être produite par coalescence excessive de petites bulles du réservoir ou du conduit, entraînée potentiellement par l'explosion de Marum.

Les modifications du comportement éruptif de Benbow accompagnant l'activité strombolienne de Marum d'Oct.-Nov., suggèrent l'existence d'un lien dans le système d'alimentation magmatique sous-jacent, entre Benbow et Marum. *Carniel et al.* (2003) ont noté qu'un séisme régional d'origine tectonique, d'une magnitude  $m_b$  de 6.3 et localisé à 65 km de distance de Benbow, pouvait induire une modification soudaine de la dynamique du volcan, sans qu'il n'y ait nécessairement de connexion de subsurface. Cependant, l'augmentation du nombre et de l'amplitude des signaux de Benbow, de façon précurseur aux phases stromboliennes de Marum (voir partie 2.5.4), appuie fortement l'idée que les deux cratères soient connectés à une unique source magmatique. Cette interprétation rejoint l'hypothèse avancée par *Bani et al.* (2009) en se basant sur les rapports de  $SO_2/BrO$ , identiques pour les panaches de Benbow et de Marum, ainsi que l'étude de *Legrand et al.* (2005) qui localise une unique source de trémor sismique sous des deux cratères.

Notons enfin qu'une observation de l'activité de Benbow du 31/08/2008 (compilation des *BGVN* (2011), tab. 2.1) faisait état d'un fort dégazage, souvent en pulse. Les détections continues de Benbow correspondent alors aux signaux à 0.5 Hz. D'autre part, au même moment dans le cratère Mbwelesu de Marum, la lave étaient visible au niveau de deux ouvertures de 8 m de diamètre d'un lac dont la croûte était solidifiée, l'activité y était donc faible. Par ailleurs, une seule détection d'une anomalie MODIS existe sur la période d'Août à fin Octobre 2008, le 19 Oct. 2008 sur Benbow, indiquant la présence de lave au niveau de ce cratère. Ces observations, sporadiques néanmoins, sont en accord avec les caractéristiques des données acoustiques, révélant une activité assez forte sur Benbow

associée aux détections à 0.5 Hz, et faible sur Marum pour la période précédant la phase stromboliennne d'Oct.-Novembre.

### 2.5.3 Les phases d'activité stromboliennes : une fenêtre dans le réservoir magmatique

Les phases explosives vigoureuses ne semblent produites que par Marum, ce qui est un phénomène intrigant, d'autant plus que les deux cratères sont vraisemblablement connectés à un unique réservoir magmatique. Celles d'Oct. et de Déc. sont caractérisées par des signaux de forte amplitude, dépassant 10 Pa à 3500 m de distance, et par une fréquence basse, de 0.3 Hz (fig. 2.23), indiquant une source de grande dimension. Le rayon équivalent des bulles générant ces explosions, calculé à partir du volume de Johnson, est ainsi compris entre 20 et 80 m (fig. 2.37). La formation de ces explosions vigoureuses peut être causée par la coalescence d'un important volume de mousse au niveau du toit du réservoir. Ce modèle de coalescence d'une mousse (*Jaupart and Vergnolle, 1989*) permet en effet d'expliquer la formation des grandes bulles de gaz surpressurisées à l'origine des explosions stromboliennes. Une explication possible de la différence de dynamique entre les deux cratères serait alors la formation d'une mousse dans le réservoir au niveau d'un toit incliné, comme proposé par *Vergnolle and Jaupart (1990)* pour Hawaï. Avec un toit parfaitement plat, la mousse, accumulée entre les deux conduits alimentant Benbow et Marum et avec une hauteur maximale au centre, s'écoulerait de façon identique vers les deux conduits, ce qui induirait un comportement similaire et un flux de gaz libéré comparable pour les deux cratères. Avec la configuration d'un toit incliné, les petites bulles de gaz formées dans le réservoir s'accumulent au niveau du toit dans une couche de mousse, qui s'écoule dans le conduit du fait de la pente du toit du réservoir. Cette mousse peut cependant coalescer plus ou moins partiellement au niveau du toit du réservoir. La différence de dynamique de dégazage entre les deux cratères, plutôt continu et stable sur Benbow et parfois vigoureux sur Marum, pourrait ainsi être causée par la présence d'un toit incliné avec une couche de mousse individuelle pour chaque cratère, plutôt stable pour Benbow et légèrement instable pour Marum (fig. 2.39). En supposant un flux de petites bulles de gaz homogène dans le réservoir, la différence de stabilité est alors reliée à une surface d'accumulation de mousse plus importante sous Marum que sur Benbow. Un toit incliné vers Marum, avec une extension du réservoir de plus de 3 km (correspondant à la distance entre les deux cratères) à l'Est de Marum, et limitée à l'Ouest de Benbow, est envisageable. Une faible inclinaison du toit du réservoir ( $\approx 1^\circ$ ) est par ailleurs suffisante pour engendrer écoulement de la mousse ou instabilité (*Vergnolle and Jaupart, 1990*). La mousse qui s'écoule de façon stable dans le conduit peut également par la suite coalescer pour former des poches de gaz, cependant moins surpressurisées que celles formées au

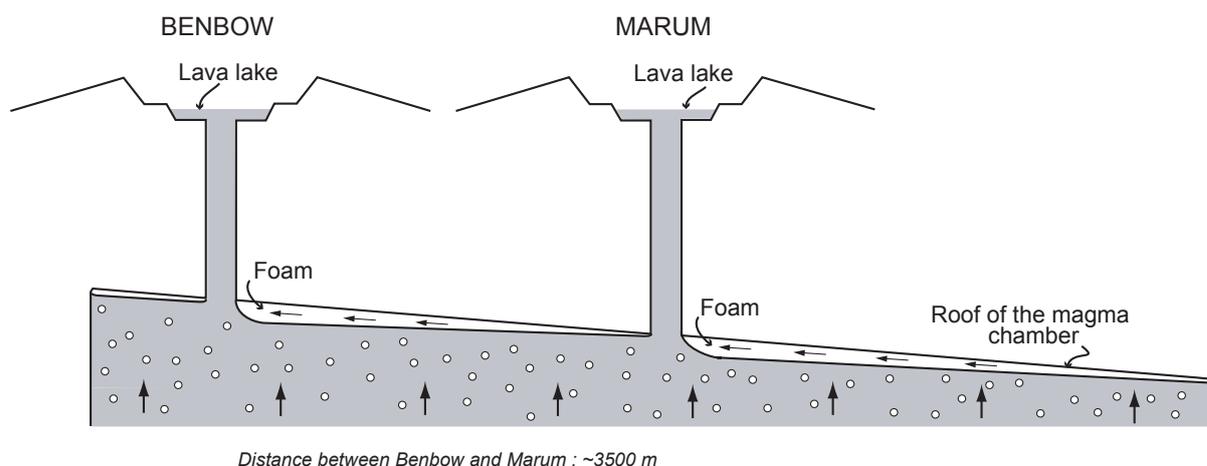


FIGURE 2.39 – Schéma du système d'alimentation d'Ambrym, proposé pour expliquer les observations du dégazage en surface vu par l'acoustique. Les petites bulles du réservoir unique situé sous les deux cratères Benbow et Marum, s'accumulent et forment une mousse au niveau du toit incliné. Dans un état stable, la mousse s'écoule dans le conduit. La coalescence des petites bulles est possible lors de leur ascension dans le conduit (Dupont, 2010). La surface d'accumulation alimentant Marum est plus importante que celle de Benbow, ce qui a pour effet d'augmenter le temps de réponse du système à l'augmentation du flux de gaz dans le réservoir, et de rendre la mousse alimentant Marum plus proche de la limite de la stabilité, expliquant l'occurrence de phases stromboliennes vigoureuses uniquement sur Marum. La plus petite surface d'accumulation de la mousse de Benbow au contraire, favorise une mousse stable. Les dimensions ne sont pas respectées, le conduit magmatique est supposé avoir un diamètre de quelques mètres. Le système d'alimentation en surface est de plus simplifié.

niveau de l'accumulation de mousse au toit du réservoir (Vergnolle and Jaupart, 1990; Dupont, 2010). Le toit du réservoir légèrement plus profond du côté de Marum permet d'expliquer le délai temporel plus important que pour Benbow, avant l'apparition d'une activité après la phase strombolienne d'Oct.-Nov. 2008.

La phase strombolienne du 25 Oct.-1<sup>er</sup> Nov. de Marum a libéré un volume de gaz d'environ  $12 \times 10^6 \text{ m}^3$  (tab. 2.10), en considérant les 26 explosions modélisées à partir de la méthode de Johnson (Johnson, 2003). Ce volume, 10 fois plus élevé que celui de la phase strombolienne du 9 Déc. par exemple, a pu provoquer une chute de la hauteur de la colonne magmatique au niveau du conduit, et dans tous les cas une diminution de la quantité de gaz de la mousse, possiblement à l'origine du silence de Marum. Une première détection PMCC apparaît en effet le 5 jours après la dernière explosion du 1<sup>er</sup> Nov. du Marum (sur les détections non triées, voir fig. 2.14), l'activité devenant d'avantage détectable à partir du 13 Novembre soit 12 jours après la dernière explosion.

Le comportement éruptif des deux cratères se modifie après la phase strombolienne du Marum. La source acoustique liée au dégazage de Benbow devient plus haute fréquence

(1 Hz), et la forme des signaux émis change également. Par ailleurs, le dégazage augmente progressivement et devient ensuite quasi-continu sur les deux cratères à partir du 20 Novembre. Les signaux à 1 Hz sont détectés en grand nombre, jusqu’à 6 événements environ par minute (fig. 2.34-A1 et B1). Les premiers signaux à 1 Hz sont détectés sur Marum à partir du 13 Novembre. Parallèlement, les détections d’anomalies thermiques MODIS apparaissent au même moment sur les deux cratères. Elles sont ensuite régulièrement capturées par le satellite, jusqu’à la fin de la période d’étude. Ces observations suggèrent la présence superficielle de la lave au niveau des deux cratères, dont le dégazage soutenu s’exprime sous forme d’éclatement de bulle de gaz. La mousse alimentant le dégazage de Marum semble ainsi être plus stable, s’écoulant dans le conduit magmatique comme pour Benbow. La phase d’activité strombolienne du 9 Déc. correspond à la libération d’une faible quantité de gaz comparée à celle d’Oct-Nov. (10 fois plus faible, tab. 2.10). Elle ne provoque pas de diminution significative du dégazage actif sur les deux cratères. Cette phase débute près de 26 min après la survenue d’un séisme d’une magnitude  $M_w$  de 6.1, à seulement 35 km de distance au Nord-Est d’Ambrym. La profondeur de ce séisme est de 224 km. Pendant la période d’étude, deux autres séismes d’une magnitude supérieure à 6 se sont produits, le 4 et le 7 Nov., le premier localisé à une distance de 104 km d’Ambrym, et à une profondeur de 205 km, et le second à 157 km de distance et à une profondeur de 13 km. Il n’est pas impossible que le séisme du 9 Déc. est favorisé l’instabilité de la mousse, il faudrait cependant observer d’autres phases stromboliennes précédées par un séisme pour valider cette hypothèse.

#### **2.5.4 Les signaux précurseurs aux phases stromboliennes**

La phase strombolienne du Marum du 25 Oct.-1<sup>er</sup> Nov., est précédée par une augmentation significative du nombre, et dans une moindre mesure de l’amplitude, des signaux plus ou moins résonnants à 0.5 Hz de Benbow, à partir du 23 Oct. (fig. 2.28). Cet augmentation du nombre correspond à une augmentation du volume de gaz libéré en surface. Ces signaux disparaissent subitement quelques heures après la première explosion du Marum du 25 Oct. (fig. 2.22 et 2.28), et avant la phase d’activité intense du 28 Oct. (fig. 2.23). Une observation similaire a été faite sur les données acoustiques du Shishaldin (Alaska) de l’éruption d’Avril 1999 (*Vergnolle and Caplan-Auerbach, 2004*). Le nombre, le volume et l’amplitude des signaux de type résonateur de Helmholtz, caractérisés par une fréquence de 0.5 Hz, ont augmenté quelques heures avant la phase d’activité subplinienne. Ces signaux, peu surpressurisés, sont interprétés comme le résultat de la coalescence de la partie superficielle de la mousse contenue dans le conduit magmatique. Une telle coalescence superficielle explique la faible surpression des bulles générées ( $\approx 3000$  Pa), contrairement à la formation des bulles en profondeur à l’origine de la surpression des explosions strom-

boliennes (*Jaupart and Vergnolle, 1989; Vergnolle and Caplan-Auerbach, 2004*).

La modélisation des signaux résonnants de Benbow par le modèle du résonateur de Helmholtz donne également de faible surpression, en moyenne de 2214 Pa (fig. 2.28-B4). Ce résultat a été obtenu en modélisant les formes d'ondes acoustiques par un résonateur dont les caractéristiques (rayon de la tête hémisphérique et du trou d'où s'échappe le gaz) ont été sélectionnées afin d'obtenir une vitesse d'expulsion du gaz et une longueur raisonnable. L'augmentation du dégazage associé aux signaux à 0.5 Hz de Benbow peut s'expliquer par une augmentation de flux de gaz dans le réservoir, ayant pour conséquence sous Marum une augmentation de l'épaisseur de la mousse, puis la coalescence partielle de cette dernière.

Une augmentation du nombre de signaux précurseurs a également été observée par *Garcés et al. (1999)* sur les données acoustiques du Sakurajima (Japon). Le mini-réseau acoustique d'Ambrym constitue un outil adapté à la surveillance de l'activité d'Ambrym. Des études supplémentaires sont nécessaires pour mieux comprendre et quantifier les phases précurseurs, appuyées par une observation de la sismicité par exemple.

### 2.5.5 Apparition d'une activité liée aux lacs de lave

La source acoustique se modifie après la phase strombolienne d'Oct. du Marum, les signaux à 0.5 Hz sont remplacés par des signaux à 1 Hz sur Benbow puis sur Marum. Ce changement de fréquence est associé à une diminution de la taille des bulles (le rayon équivalent moyen est de 7 m). La forme d'onde impulsive simple indique une libération du gaz dans l'atmosphère sans contrainte au niveau de la surface libre magmatique (*Johnson et al., 2003*). L'apparition d'anomalies thermiques détectées par le capteur MODIS à partir du 13 Nov. indique une surface de lave superficielle suffisamment importante, probablement associée à la présence de lacs de lave sur les deux cratères. Le rayon de 6 m est compatible avec les observations de John Seach reportées dans *BGVN (2011)* et résumées dans le tableau 2.2. L'activité du lac de Mbwelesu d'un diamètre estimé entre 40 et 50 m le 12 Déc. 2002 était alors caractérisée par l'éclatement de bulles de gaz toutes les 3 s environ. Jusqu'à 8 bulles formées au même moment recouvraient 80% du lac, ce qui indique un rayon de 5 à 7 m pour les bulles. Autrement dit, la phase strombolienne d'Oct., dont l'origine a été interprétée comme l'augmentation du flux de gaz dans le réservoir, est suivie par l'augmentation de la hauteur des colonnes magmatiques des deux cratères et un dégazage continu associé à un écoulement stable de la mousse du réservoir. La stabilité de la mousse est fonction des propriétés physiques du magma (densité, viscosité, tension de surface), qui ont donc suivant notre modèle été modifiées au cours de la période d'Oct.-Novembre. Les anomalies MODIS sont ensuite détectées de façon régulières sur les deux cratères jusqu'au 18 Oct. 2009 (fig. 2.4). Une injection de magma frais pourrait

être à l'origine des modifications de l'activité enregistrées par le mini-réseau acoustique pendant la période étudiée, à l'origine d'une augmentation du flux de gaz, de la hauteur des colonnes magmatiques, et d'une viscosité plus faible suggérée par la forme des signaux impulsifs émis.

## 2.6 Conclusion

L'un des principaux objectifs des études volcanologiques est de comprendre les processus volcaniques internes à partir des mesures des manifestations volcaniques de surface, telles que les mesures de compositions chimiques et isotopiques des gaz, du flux de gaz, de la sismicité, du champ de pression infrasonore et de la déformation de l'édifice, l'idéal étant de pouvoir associer les différentes mesures afin de contraindre d'avantage la dynamique interne. Cette première analyse des infrasons émis par l'activité d'Ambrym et enregistrés par le mini-réseau acoustique, a permis de montrer que les deux cratères d'Ambrym, Benbow et Marum, étaient alimentées par un réservoir magmatique commun, et d'avancer une hypothèse sur la géométrie de ce réservoir. Un réservoir avec un toit légèrement incliné, en pente descendante vers Marum, et prolongé d'au moins 3 km vers l'Est de Marum, permet d'interpréter l'occurrence des phases stromboliennes vigoureuses uniquement sur Marum. L'analyse d'enregistrements acoustiques supplémentaires et de mesures volcanologiques complémentaires seront nécessaires pour appuyer ce modèle et valider les nombreuses hypothèses sur la dynamique interne.

## Chapitre 3

Variations de l'intensité du dégazage  
actif vues par le mini-réseau  
acoustique d'Ambrym

### Résumé

*L'activité éruptive du volcan d'Ambrym a pu être suivie en continu du 24 Avril 2009 au 8 Février 2010 par le mini-réseau acoustique triangulaire installé à une distance d'environ 3.5 km des cratères actifs, Benbow et Marum. Pendant cette période de 9 mois, les deux cratères sont en activité permanente. Les caractéristiques des signaux acoustiques (fréquence, amplitude) générés par les deux cratères ne varient pas significativement au cours de la période. Le volume de gaz estimé à partir des données acoustiques montre en revanche des fluctuations, sous forme de poussées de volumes sur plusieurs jours. Dans ce contexte d'activité continue à conduit ouvert au niveau des deux cratères, les fluctuations du volume de gaz sont étudiées en détail afin de contraindre la dynamique du réservoir magmatique et de comprendre l'origine de ces fluctuations. Parallèlement à l'acquisition des données par le mini-réseau, une station acoustique temporaire a été installée début Juillet 2009 en bordure des cratères de Marum et de Benbow. Deux jours de mesures ont pu être récupérés sur chacun des deux édifices. Les données enregistrées à quelques centaines de mètres d'un événement actif de Benbow sont comparées avec celles du mini-réseau. Cette analyse apporte une estimation de l'erreur sur les mesures de dégazage effectuées à partir des données du mini-réseau pendant une période de faible activité.*

## 3.1 Introduction

Le mini-réseau acoustique d'Ambrym, installé à une distance de plus de 3 km des événements actifs, s'est montré efficace pour suivre l'évolution de l'activité éruptive au niveau des deux cratères d'Ambrym, Benbow et Marum, distants de 3 km (chap. 2). Les caractéristiques du volcan d'Ambrym, la configuration du mini-réseau, composé de trois microbaromètres, ainsi que la méthode de traitement des données acoustiques sont détaillées dans le chapitre 2, dans la partie 2.3.

L'étude de la période d'Août à Décembre 2008 à partir des données du mini-réseau acoustique, présentée dans le chapitre précédent, a montré que les deux édifices d'Ambrym, Benbow et Marum, étaient alimentés par un réservoir commun. Dans ce chapitre nous nous intéressons à l'analyse d'une nouvelle période de données enregistrées en continu par le mini-réseau, du 29 Avril 2009 au 8 Février 2010. Les premiers résultats de la détection des ondes cohérentes par la méthode PMCC, qui seront détaillés dans la partie suivante, montrent que l'activité éruptive est quasi-continue pendant cette période de 9 mois au niveau des deux cratères. De plus, les caractéristiques de la source acoustique liée au dégazage actif (fréquence, forme d'onde et amplitude), ne semblent pas varier significativement, contrairement aux observations de la période de 2008. Cinq phases d'activité strombolienne et explosions isolées de forte amplitude sont par ailleurs repérées dans les détections, uniquement de Marum.

Des anomalies MODIS, exprimées à partir de l'indice thermique normalisé (voir partie 2.2.2) sont détectées de façon quasi-régulière d'Avril à mi-Oct. 2009 (fig. 3.1), ce qui

suggère la présence d'un ou plusieurs lacs de lave au niveau des deux cratères. Ces me-

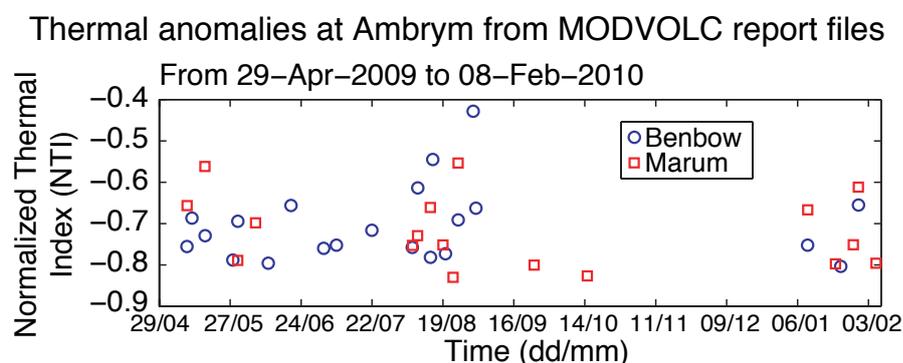


FIGURE 3.1 – Valeurs NTI des anomalies MODIS détectées pendant la période étudiée d’Avr. 2009 à Fév. 2010, au niveau des deux cratères, Benbow et Marum.

sures continues par le mini-réseau acoustique sont utilisées pour analyser les éventuelles fluctuations de volume de gaz au cours de cette période d’activité vraisemblablement en conduit ouvert, dans le but de contraindre la dynamique du réservoir magmatique sous-jacent.

En parallèle de l’acquisition par le mini-réseau, des mesures acoustiques ont été effectuées pendant quelques jours à moins de 200 m d’événements actifs du Marum et du Benbow en Juillet 2009, par une station microbarométrique temporaire. Le but de ces mesures est d’étudier la détectabilité du mini-réseau et de pouvoir estimer l’erreur faite sur les calculs de volumes de gaz effectués à partir des détections continues du mini-réseau. L’observation simultanée de l’activité volcanique durant cette mission permet de plus d’associer à la forme des signaux enregistrés par le mini-réseau le type d’activité volcanique correspondant. Du fait des mauvaises conditions météorologiques et de la faible activité rencontrée sur Marum, seul le point de mesure d’une durée de près de 2 jours effectué sur Benbow est exploité et comparé aux enregistrements du mini-réseau.

Après avoir présenté les résultats de la détection PMCC et des calculs de volumes de gaz sur l’ensemble de la période de mesure continue, d’Avr. 2009 à Fév. 2010, nous nous focaliserons sur la période de mesure parallèle effectuée dans le cratère de Benbow, du 10 au 11 Juil. 2009.

### 3.2 Résultats de la détection PMCC sur les données du mini-réseau de la période continue 2009-2010

La détection PMCC est lancée sur les données de cette période avec les mêmes paramètres de calcul que ceux utilisés dans l’étude du chapitre précédent, indiqués en partie 2.3. Dans cette partie sont également présentés les détails du traitement de ces détections,

incluant la suppression de la simultanéité des détections et le calcul du volume de gaz par fenêtre glissante. La notion de temps effectif d'enregistrement y est également mentionnée. Pendant la période d'Avr. 2009 à Fév. 2010, la durée d'enregistrement effective représente 90.7% de la durée d'enregistrement théorique, soit 259 jours sur les 285 jours théoriques, du fait de quelques pannes d'alimentation et du problème de non synchronisation entre les voies. La durée moyenne effective par jeu de données (comprenant les données des 3 capteurs) est de 3511 s. La détection par la méthode PMCC permet d'obtenir la localisation temporelle des ondes acoustiques cohérentes sur les trois capteurs, ainsi que les caractéristiques associées telles que la direction de la source (l'azimut) et la vitesse de propagation. Pour pouvoir étudier les caractéristiques des signaux spécifiques aux deux cratères, Benbow et Marum, seules les parties des détections dont le coefficient de cross-corrélation est le plus grand sont conservées dans le cas de détections simultanées dans des gammes d'azimuts éloignés. Ces détections se répartissent en 420995 familles avant suppression de la simultanéité (détections continues brutes), et 387600 après suppression (détections continues triées). Ce tri a eu pour effet de supprimer une durée totale de 10 jours de détections sur Benbow et 9 jours sur Marum. La durée totale des détections continues après suppression de la simultanéité représente 64.3% de la durée effective d'enregistrement, dont 63.5% détecté en provenance de Benbow ou de Marum et 0.75% détecté en dehors des azimuts de définition des deux cratères d'Ambrym. L'évolution des différentes caractéristiques des détections continues de Benbow et de Marum sont présentées dans cette partie, ainsi que les volumes de gaz calculés sur les stacks des trois voies du mini-réseau correspondant aux détections continues triées. Les lignes verticales sur les différents graphes associés aux détections de Marum permettent de localiser les explosions isolées de forte amplitude ou bien les démarrages des phases d'activité strombolienne vigoureuses repérées a posteriori dans les détections continues.

### 3.2.1 Azimut et vitesse de propagation des détections continues

Les gammes d'azimut choisies pour définir les détections continues de Benbow et de Marum sont respectivement de 305-335° et 5-35° (choix discuté dans la partie 2.3.3.1 du chapitre 2). 96.8% des détections continues brutes ont un azimut compris dans ces intervalles, cette proportion atteint 97.0% après suppression des détections simultanées de plus faible coefficient de cross-corrélation. Les azimuts des détections continues non simultanées de Benbow et de Marum sont montrés en figure 3.2. La valeur moyenne des azimuts des détections continues de Benbow est de 318°, celles des détections continues de Marum de 17°. Pendant toute la période étudiée, la majorité des détections continues de Benbow ont un azimut compris entre 315 et 322°. Les valeurs sont néanmoins d'avantage dispersées du 8 Août 2009 au 12 Janv. 2010, un nombre significatif de détections

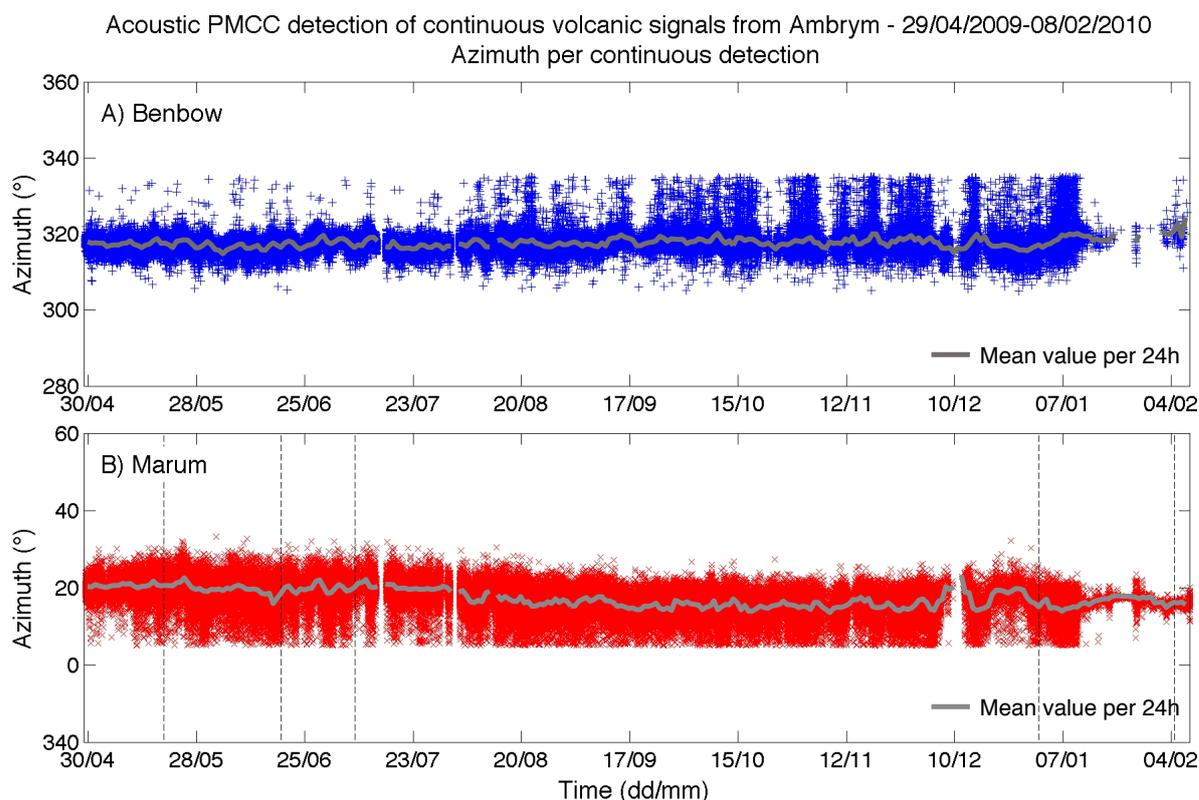


FIGURE 3.2 – Azimuts correspondant aux cratères d’Ambrym, calculés pour chaque détection continue (avec suppression de la simultanéité). (A) Azimuts des détections continues attribuées Benbow. La valeur moyennée par jour est également représentée. (B) Azimuts des détections continues attribuées à Marum, ainsi que les valeurs moyennées par jour.

continues étant alors caractérisé par des azimuts compris entre 322 et 335° (fig. 3.2-A). Un changement dans la distribution des azimuts est également repéré pour les détections continues de Marum à partir du 8 Août 2008 (fig. 3.2-B). Avant cette date, les valeurs moyennées par jour des azimuts de Marum sont comprises entre 16 et 22°. A partir du 8 Août, elles diminuent sensiblement, avec des valeurs comprises entre 13 et 17° jusqu’à la fin de la période étudiée, hormis au mois de Décembre 2009 où les valeurs moyennées fluctuent entre 13 et 23°.

Les vitesses de propagation calculées par l’algorithme PMCC sont globalement comprises entre 300 et 400  $\text{m s}^{-1}$  pour les détections continues des deux cratères. Ces valeurs sont compatibles avec la propagation d’onde acoustique. Les vitesses de propagation pour les deux cratères et par détections continues sont reportées dans les graphes de la figure 3.3. Les vitesses des détections continues brutes sont présentées en plus de celles des détections continues triées afin de supprimer la simultanéité. La comparaison des détections pour les deux cas permet de s’assurer que le tri n’a pas eu pour effet d’occulter totalement l’activité d’un des cratères au profit de l’autre pendant une période donnée.

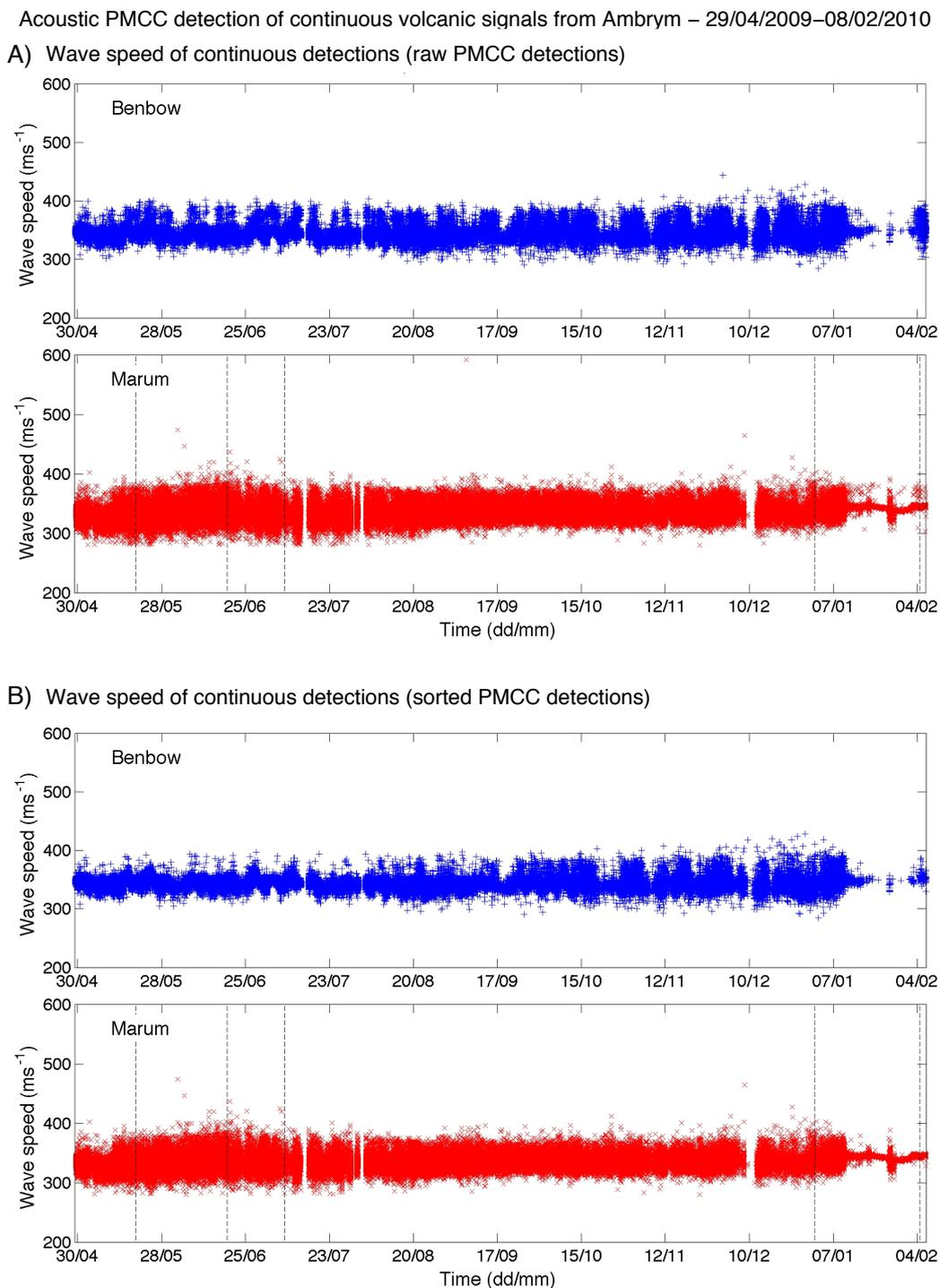


FIGURE 3.3 – Vitesses de propagations calculées pour chaque détection par l'algorithme PMCC. (A) Vitesses de propagation de l'ensemble des détections brutes obtenues par PMCC et localisées en provenance des deux cratères. (B) Vitesses de propagation après réarrangement des détections PMCC brutes, permettant de supprimer les parties de signal détectées de façon simultanée en provenance de plusieurs azimuts. Les détections continues dont la vitesse de propagation s'écarte de la valeur moyenne sont notamment supprimées, ce qui est d'avantage visible sur les vitesses des détections de Benbow.

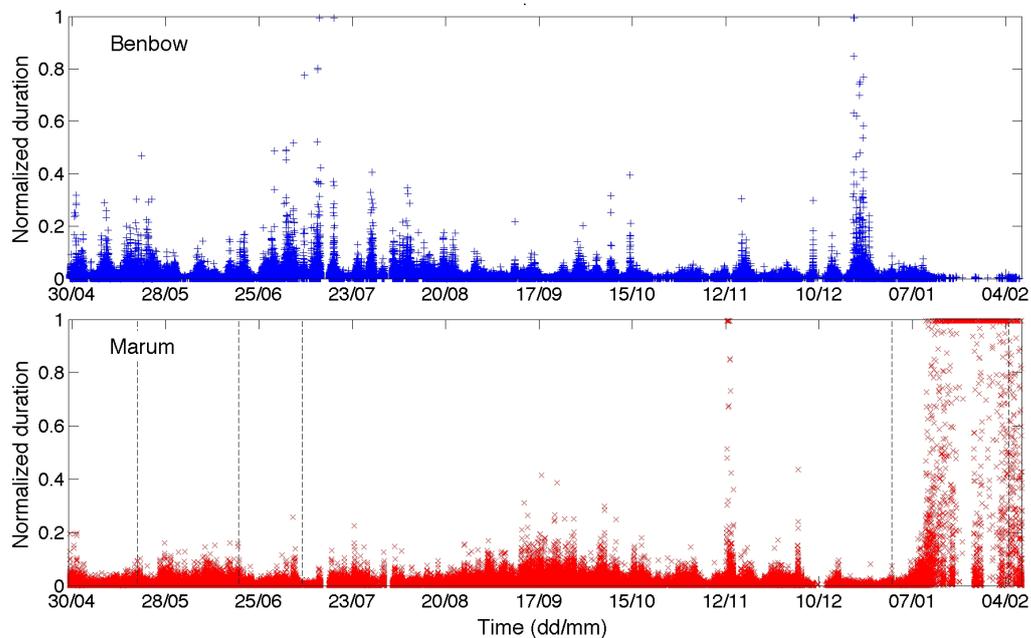
### 3.2.2 Durée normalisée et nombre de détections continues par heure

La durée des détections continues triées de Benbow et Marum représente respectivement 23.6 % et 40.0 % de la durée effective totale des données acoustiques. L'activité de Marum est donc mieux détectée que celle de Benbow et semble ainsi être la plus intense pendant la période de mesure continue. La durée de chaque détection continue est normalisée par la durée d'enregistrement effective du jeu de données – correspondant aux trois voies microbarométriques – d'où est issue la détection continue. Chaque jeu de données est en effet enregistré par heure, mais pas toujours de façon synchrone, d'où une durée effective pour la détection PMCC parfois inférieure à 1 h. La durée normalisée est généralement faible pour les détections en provenance des deux cratères pendant la période de mesure (fig. 3.4-A). La valeur moyenne des durées normalisées des détections de Benbow est de 0.087, correspondant à une durée d'environ 30.9 s par détection continue. Des poussées de durées se détachent cependant sur Benbow tout au long de la période, avec des valeurs dépassant 0.1. Les détections continues de certaines de ces poussées ont une durée supérieure à 50 % de la durée effective d'enregistrement, ce qui représente à peu près 30 min, la durée effective étant proche de 1 h pour l'ensemble des jeux de données de la période étudiée. Ces pics ou périodes de durées normalisées supérieures à 0.5 sont localisés en Juillet et en Décembre 2009, soit : le 5 Juil. à 09:29, le 12 Juil. entre 12:48 et 14:32, le 13 Juil. à 05:20, le 17 Juil. à 10:17, le 20 Déc. de 07:36 à 10:28, le 21 Déc. à 04:31, le 22 Déc. de 02:42 à 05:41 et le 23 Déc. de 04:14 à 06:14. Sur Marum, des périodes contenant des détections continues dont la durée est supérieure à 30 min sont repérables, en Nov. 2009 et en Janv. 2010. En Novembre, les pics sont localisés plus précisément le 12 Nov. de 09:17 à 21:05 et le 13 Nov. de 05:04 à 08:04. A partir du 11 Janv. 2010, 23:25, les détections continues ont bien souvent une durée supérieure à 30 min, et ce jusqu'à la fin de la période de mesure. La durée moyenne des durées des détections continues de Marum avant cette période du 11 Janv. au 8 Fév. est de 0.012 en valeur normalisée, soit 31.5 s en utilisant les valeurs non normalisées.

Les détections continues de Benbow et de Marum sont donc en moyenne caractérisées par une faible durée. Le nombre de détections continues par heure est par ailleurs du même ordre de grandeur pour les deux cratères, il fluctue entre 0 et 80 (fig. 3.4-B). Des poussées de nombre sont discernables. Pour mieux les visualiser et savoir si ces poussées sont corrélées ou non avec celles observées sur les durées normalisées, les nombres par jour et les durées normalisées totales par jour, normalisés par leur valeur maximale respective, sont représentés sur le même graphe pour chacun des cratères, en figure 3.5. La superposition permet de montrer que les pics de nombre sont globalement corrélés avec les pics de durée, aussi bien pour Benbow (fig. 3.5-A) que pour Marum (fig. 3.5-B), à l'exception

Acoustic PMCC detection of continuous volcanic signals from Ambrym – 29/04/2009–08/02/2010

A) Normalized duration per continuous detections



B) Number of continuous detections per 3600 s

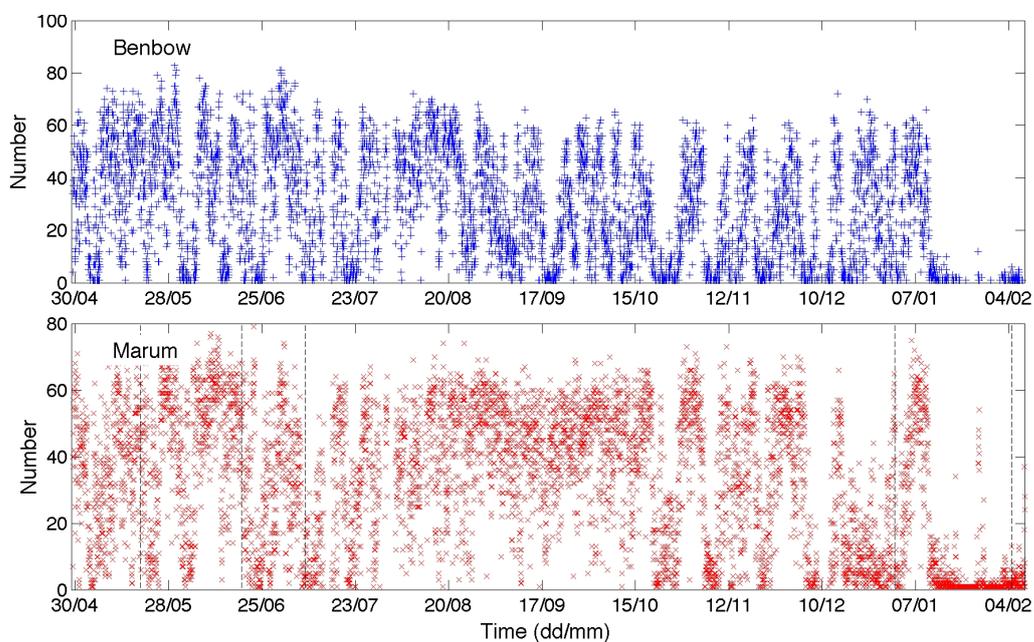


FIGURE 3.4 – Durée normalisée par détection continue (A) et nombre de détections continues par heure (B) pour les deux cratères Benbow et Marum.

pour ce dernier de la période de Janv.-Fév. 2010. Un pic de nombre vers le 7 Janv. précède la période de détections continues de longues durées définie précédemment, du 11 Janv. au 8 Février. La détection est quasi continue sur Marum pendant cette période, et quasi inexistante sur Benbow.

En dehors de cette période particulière, les pics de nombre et de durée corrélés indiquent

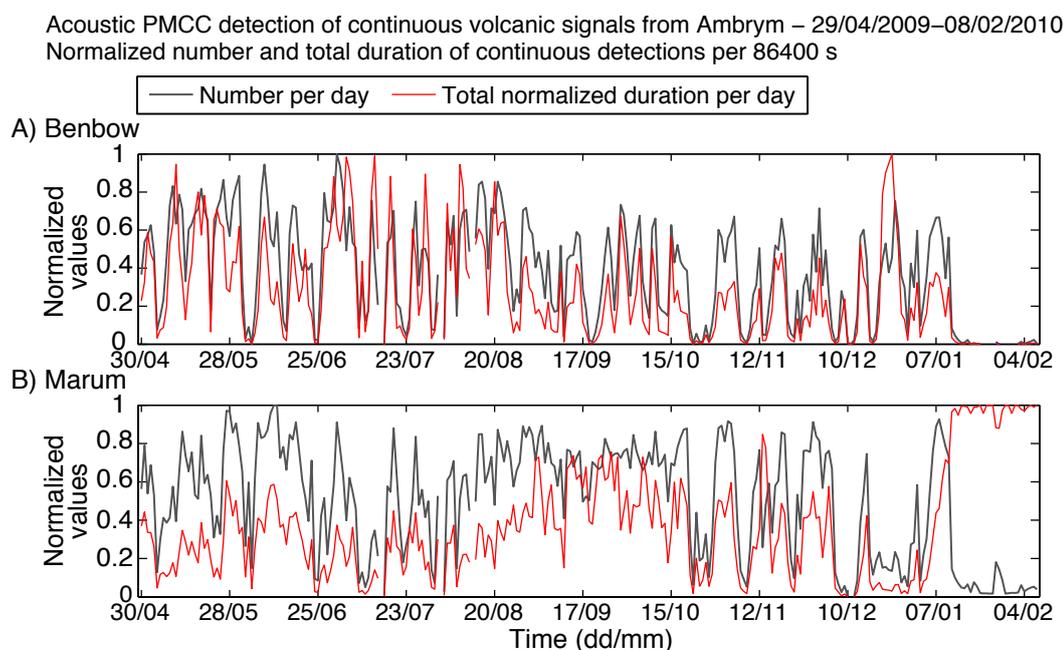


FIGURE 3.5 – Superposition des nombres de détections par jour et durées normalisées totales par jour pour Benbow (A) et Marum (B). Les nombres et durées totales par jour sont normalisés par leur valeur maximale respective. Pour Benbow, le nombre maximal par jour est de 1607, et la durée normalisée totale maximale de 19.8. Sur Marum, les valeurs maximales du nombre et de la durée normalisées sont respectivement de 1455 et 23.9.

des périodes où le mini-réseau détecte des détections continues d'une durée plus importante et en plus grand nombre comparé aux périodes inter-pic où les détections sont particulièrement peu nombreuses et d'une durée très faible. Une observation détaillée des maximums locaux des poussées de nombre et de durée montre que certains pics de durée sont précédés par un pic de nombre. Cette configuration apparaît lors des périodes reportées précédemment, lorsque les détections continues ont une durée importante, supérieure à 0.5 en valeur normalisée, comme par exemple le 5 et le 12 Juil. sur Benbow, et le 12 Nov. sur Marum. Elle traduit le fait que l'activité est détectée de plus en plus de façon continue, induisant une diminution du nombre en parallèle d'une augmentation de la durée détectée.

L'apparition des périodes à fort nombre et forte durée des détections continues semble par moment cyclique. Cela est particulièrement visible sur Benbow, par exemple du 17 Sept. au 24 Oct. 2009 : 5 poussées simultanées du nombre et de la durée se succèdent. Chaque

augmentation se fait sur un intervalle supérieur à 2 jours et est séparée de la suivante par une période d'une durée similaire, caractérisée par un faible nombre et une faible durée des détections continues. Du 26 Oct. au 5 Déc. 2009, quatre poussées successives sont également visibles sur Benbow, chacune de ses poussées se produisant pendant une durée supérieure à 3 jours. Ces variations sont de plus quasiment simultanées sur Marum, sauf au niveau du pic de durée du 12 Nov. de Marum, associé à une période à faible nombre et faible durée sur Benbow, ce qui peut être une conséquence du tri de la simultanéité. Les caractéristiques des périodes à fort nombre de détections continues de longue durée seront étudiées plus en détail par la suite. Le fait que leur durée soit généralement supérieure à 1 jour, et qu'elles semblent parfois cycliques, suggèrent que ces fluctuations sont indépendantes des perturbations atmosphériques.

### 3.2.3 Amplitude maximale des détections continues

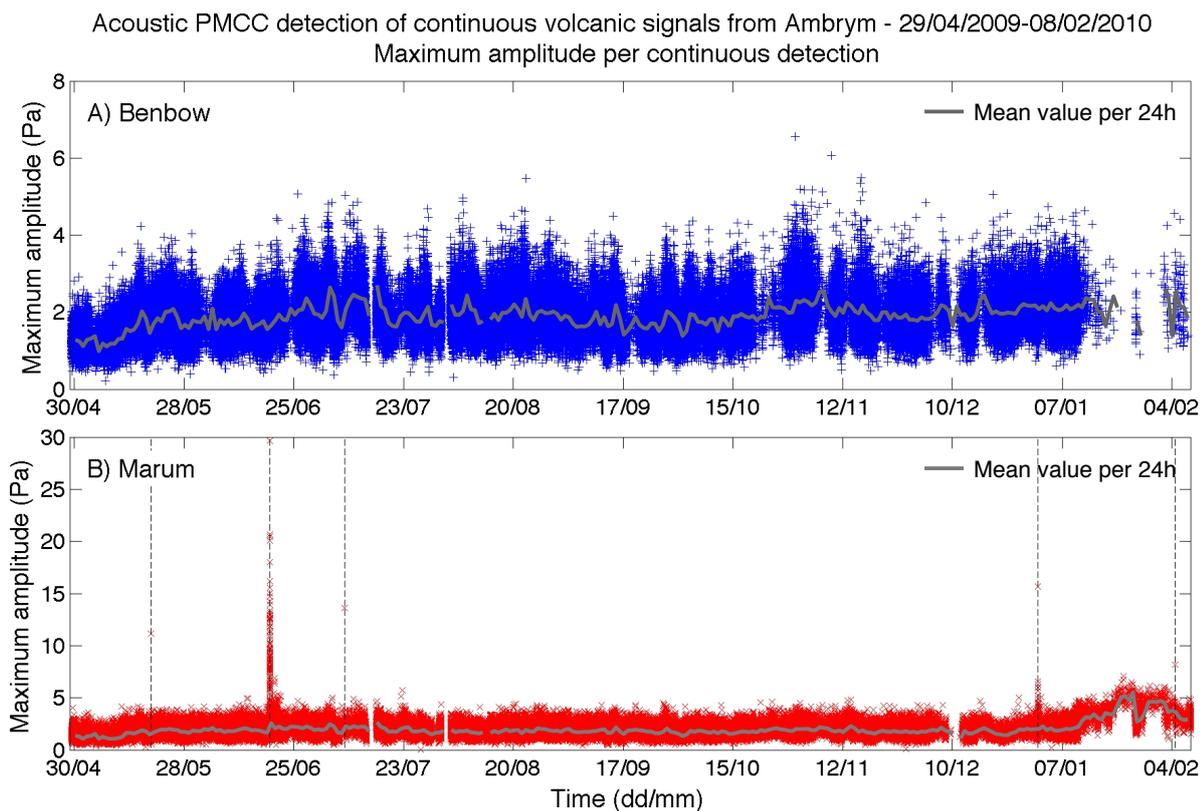


FIGURE 3.6 – Amplitude maximale par détection continue, pour Benbow (A) et Marum (B). Les amplitudes maximales moyennes par jour (lignes épaisses) sont superposées aux amplitudes maximales par détection continue.

Les pressions acoustiques maximales des détections continues triées des deux cratères d'Ambrym sont reportées en figure 3.6. Les valeurs minimale, moyenne et maximale des

amplitudes maximales des détections continues de Benbow sont respectivement de 0.2, 1.9 et 6.6 Pa. L'écart-type associé est de 0.5 Pa. Les valeurs des amplitudes maximales moyennées par jour sont superposées sur les valeurs par détection continue. Du 29 Avr. au 15 Mai 2009, la pression acoustique moyenne augmente légèrement, de 1.5 à 1.8 Pa, puis se maintient entre 1.8 et 2.2 Pa jusqu'à la fin de la période d'étude. Quelques fluctuations sont visibles sur la courbe de valeurs moyennes par jour, correspondant à des augmentations ou diminutions rapides (1 à 2 jours), dont l'amplitude crête-à-crête ne dépasse pas 1 Pa (fig. 3.6-A).

Les pressions acoustiques maximales des détections continues en provenance de Marum (fig. 3.6-B) révèlent la présence de signaux acoustiques d'amplitude particulièrement élevée. Des pics d'amplitudes supérieurs à 7 Pa sont visibles le 19 Mai, le 18 Juin, le 7 Juil. et le 31 Déc. 2009, ainsi que le 4 Fév. 2010. En dehors de ces pics, les valeurs d'amplitude maximale sont du même ordre de grandeur que celle de Benbow, du début de la période au 11 Janv. 2010 : les valeurs minimale, moyenne et maximale sont respectivement de 0.03, 1.9 et 6.9 Pa, avec un écart-type de 0.5 Pa. Après le 11 Janv. 2010, les amplitudes augmentent, avec une valeur moyenne du 11 Janv. au 8 Fév. 2010 de 3.1 Pa.

### 3.2.4 Évolution des principales caractéristiques des détections continues par 12 h

La figure 3.7 permet d'observer l'évolution globale des principales caractéristiques des détections continues en provenance des cratères d'Ambrym. L'amplitude maximale moyennée par 12 h (fig. 3.7-A) montre une évolution et un ordre de grandeur comparable pour les détections continues des deux cratères, du 29 Avr. au 11 Janvier, hormis les deux pics d'amplitude moyenne de Marum du 18 Juin et 7 Juil. 2009, dus à la présence des signaux énergétiques associés aux explosions stromboliennes. Du 29 Avr. au 15 Mai 2009, les amplitudes moyennes des deux cratères augmentent légèrement, de 1.3 à environ 1.9 Pa. Les valeurs restent ensuite en moyenne comprises entre 1.5 et 2.9 Pa. À partir du 11 Janv., les amplitudes de Marum augmentent. D'une valeur de 2.3 Pa au 11 Janv. 00:59, la valeur augmente pour atteindre une valeur maximale de 5.6 Pa, le 25 Janv. vers 04:52. L'amplitude moyennée par 12 h diminue ensuite pendant un jour, le 26 Janv. avec une valeur d'environ 2.9 Pa, puis augmente à nouveau, pour atteindre 4.8 Pa en moyenne du 28 Janv. 22:52 au 1<sup>er</sup> Fév. 23:53. L'amplitude diminue à nouveau progressivement jusqu'à 3 Pa au 8 Fév. 2010. Du 11 Janv. au 8 Fév. 2010, les amplitudes moyennes de Benbow sont comprises entre 1 et 3 Pa et ne montrent pas de tendance particulière.

Les fréquences PMCC correspondent à la fréquence moyenne des pixels constitutifs d'une famille (voir chap. 2, partie 2.3). La fréquence moyenne PMCC (fig. 3.7-B) indique ainsi la fréquence moyenne des bandes de fréquence utilisées pour filtrer le signal et ayant permis

Characteristics of continuous detections at Ambrym per 12 hours - 29/04/2009-08/02/2010

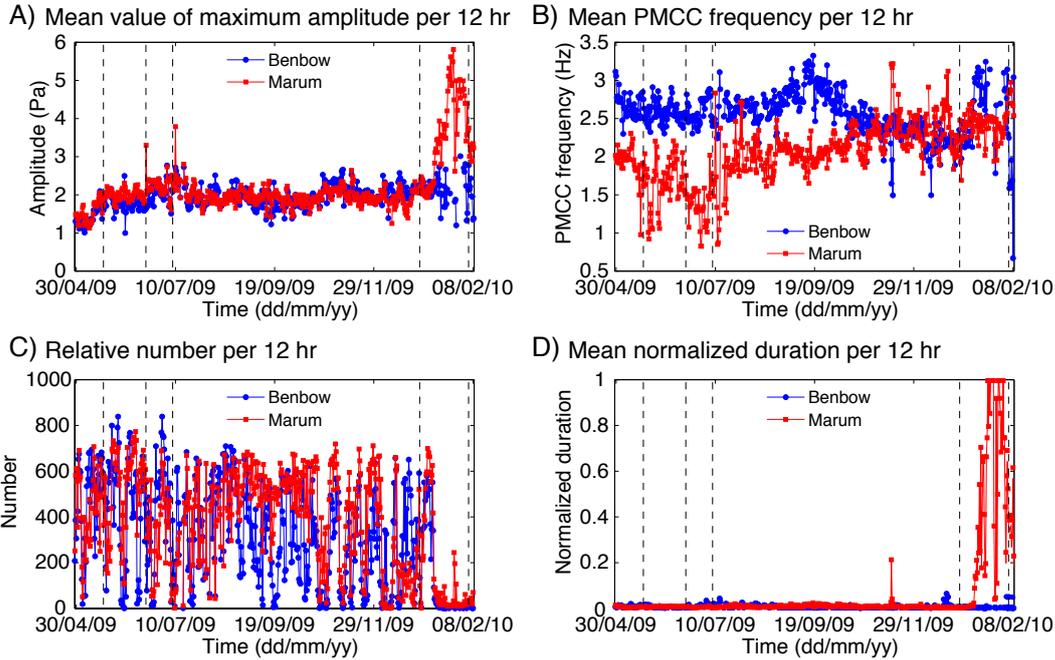


FIGURE 3.7 – Caractéristiques des détections continues par 12 h : (A) amplitude maximale moyennée par 12 h ; (B) fréquence PMCC moyennée par 12 h ; (C) nombre de détections continues par 12 h et (D) durée normalisée des détections continues moyennée par 12 h. Les résultats obtenus à partir des détections continues de Benbow et de Marum sont superposés sur le même graphe.

de détecter des ondes cohérentes. Du 24 Avr. au 23 Août 2009, la fréquence PMCC des détections continues de Benbow est en moyenne de 2.6 Hz. Une légère augmentation se produit ensuite jusqu'au 18 Sept., la fréquence atteignant 3.3 Hz, puis une diminution progressive est visible jusqu'au 6 Décembre. La fréquence PMCC est alors de 2.2 Hz et demeure aux alentours de cette valeur jusqu'au 11 Janv. 2010, où une augmentation brutale est visible. Du 11 Janv. au 5 Fév., la fréquence est alors en moyenne de 2.9 Hz. Elle diminue ensuite à partir du 5 Fév. pour atteindre 1.6 Hz au 8 Fév. 2010. Au niveau des fréquences PMCC moyennes des détections continues de Marum, une première tendance est visible. Elle correspond à une diminution progressive des fréquences du 29 Avr. au 4 Juil. 2009, les valeurs passant de 2 à 1 Hz. Du 4 au 19 Juil., les valeurs sont dispersées, avec des fréquences moyennes comprises entre 0.8 et 2.8 Hz. Du 19 Juil. au 4 Oct., les fréquences sont en moyenne de 2 Hz. Elles se mettent à augmenter progressivement du 4 Oct. au 12 Nov., pour atteindre 2.5 Hz. Une valeur pic de fréquence est visible le 13 Nov., avec un maximum de 3.2 Hz. Les valeurs fluctuent ensuite autour de 2.3 Hz jusqu'au 1<sup>er</sup> Fév. 2010, avec une valeur maximale pendant cette période de 3.1 Hz, le 23 Déc. 2009. Une dernière augmentation de fréquence moyenne est enfin observée du 1<sup>er</sup> au 6 Fév.,

avec une valeur atteignant 3 Hz, suivie d'une diminution à 2.5 Hz au 8 Fév. 2010. Les fréquences moyennes de Benbow sont globalement supérieures à celles de Marum du 29 Avr. au 31 Oct., 2009. L'écart entre les fréquences des deux cratères devient ensuite plus faible jusqu'à la fin de la période étudiée, à l'exception d'intervalle du 11 au 21 Janv. où les fréquences de Benbow sont supérieures à celles de Marum.

Les nombres relatifs de détections continues sont calculés en multipliant le nombre de détections continues par un facteur correctif correspondant au rapport de la durée effective d'enregistrement sur la durée théorique de 1 h par jeu de données. Le nombre relatif de détections continues par 12 h (fig. 3.7-C) fluctuent entre 0 et 840 pour Benbow et entre 0 et 775 pour Marum. Les durées normalisées moyennées par 12 h (fig. 3.7-D) pour la période du 29 Avr. au 11 Janv., c'est-à-dire avant l'apparition de la détection quasi-continue et de plus forte amplitude (fig. 3.7-A) sur Marum, sont en majorité inférieure à 0.01, ce qui correspond à une durée moyenne de 36 s par détection continue. Comme pour les observations réalisées précédemment (partie 3.2.2), la détection PMCC triée est donc très "découpée" jusqu'au 11 Janv., où elle devient quasi-continue sur Marum.

### 3.2.5 Volumes de gaz calculés à partir des détections continues

Les volumes de gaz sont calculés dans un premier temps à partir de la puissance acoustique et par fenêtre glissante, sur les détections continues (voir partie 2.3 du chapitre 2). Ces volumes sont également représentés par bandes de fréquence. Ce calcul nécessite de fixer la valeur du rayon de la source. Comme pour l'étude effectuée au chapitre précédant, le rayon est tout d'abord fixé à 5 m. Les valeurs des volumes seront éventuellement à modifier par la suite selon les rayons de source calculés à partir de la modélisation des signaux impulsifs. Elles permettent cependant dans un premier temps d'avoir un aperçu des variations relatives de volumes pendant les 9 mois de données, ainsi que de repérer des périodes particulières, associées à une modification du contenu fréquentiel prédominant de la source de dégazage.

#### 3.2.5.1 Volumes de gaz par heure

Le volume de gaz total par heure calculé à partir de la puissance acoustique sur les détections continues (fig. 3.8), montre les mêmes variations que celles mises en valeur par le moyennage des durées normalisées par jour (fig. 3.5). De nombreuses poussées de volume sont discernables, particulièrement sur Benbow (fig. 3.8-A). Elles correspondent à des augmentations dessinant des pics de volume qui démarrent et se terminent de façon progressive à brutale. Entre les pics, le volume est inférieur à  $0.2 \times 10^6 \text{ m}^3$ . Les valeurs maximales des pics sont comprises entre  $2 \times 10^6 \text{ m}^3$  et  $6 \times 10^6 \text{ m}^3$ , soit des augmentations

de volume d'un facteur 20 à 30. Quelques fluctuations rapides de volumes sont également visibles sur Marum, avec un ordre de grandeur comparable à celles de Benbow (fig. 3.8-B). Elles sont cependant moins nettes que pour Benbow, notamment pendant la période du 4 Août au 21 Oct. où il est difficile d'isoler des variations particulières. Du 26 Oct. au 5 Déc., les poussées de volumes sont communes à celles de Benbow, comme observé dans les poussées de durée des détections continues (fig. 3.5). La période du 11 Janv. au 8 Fév. 2010 correspond à un volume de gaz par heure élevé, en majorité compris entre 5 et  $7.5 \times 10^6 \text{ m}^3$ . Le volume de gaz augmente à partir du 2 Janv. à 11:35, avec une tendance quasi-linéaire, d'une valeur de  $0.05 \times 10^6 \text{ m}^3$  le 2 Janv. à  $6.3 \times 10^6 \text{ m}^3$  le 11 Janv. à 02:57. Les phases stromboliennes du 18 Juin et 31 Déc. 2009 sont associées à des pics de volume étroits, atteignant les valeurs maximales respectives de  $4.3 \times 10^6 \text{ m}^3$  et  $3.8 \times 10^6 \text{ m}^3$ . Les volumes de gaz par heure sont également calculés dans différentes bandes de fréquence,

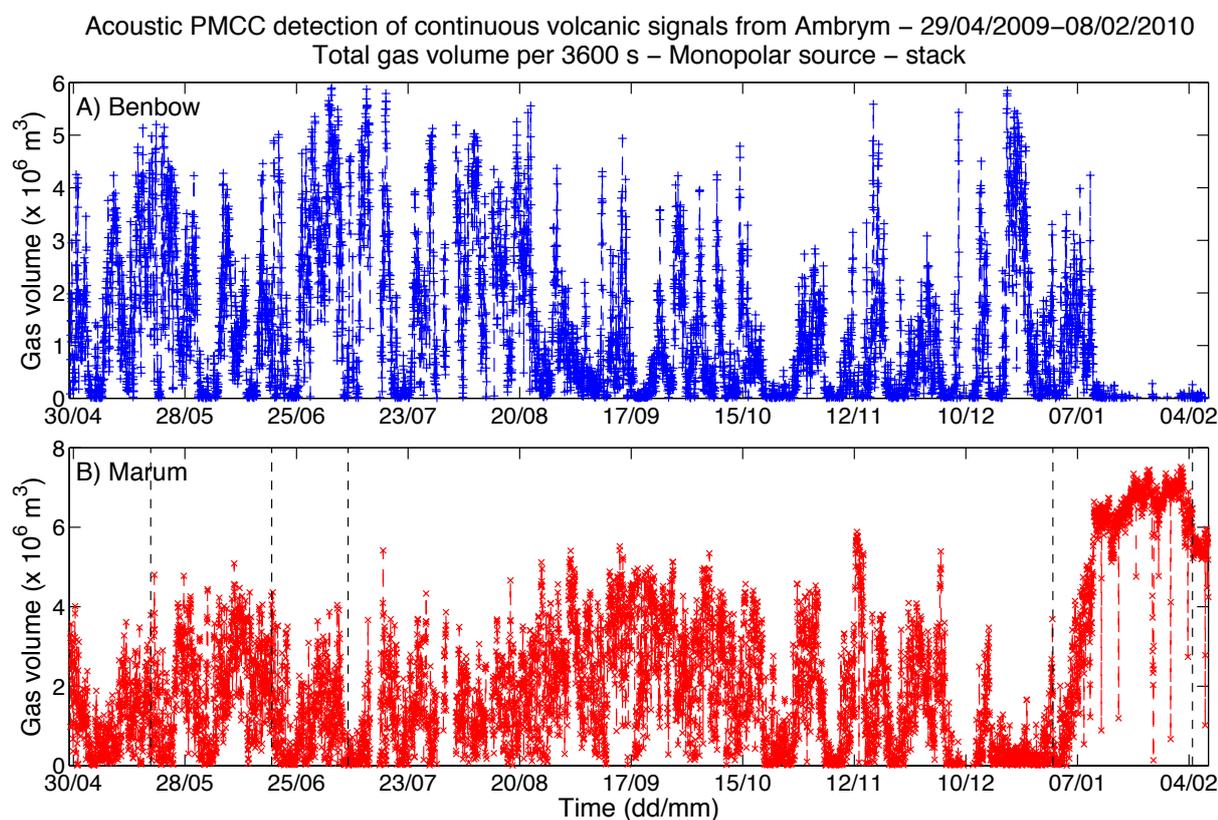


FIGURE 3.8 – Volume de gaz total par heure calculé à partir de la puissance acoustique sur les détections continues de Benbow (A) et de Marum (B). Le rayon de la source sonore monopolaire considérée est de 5 m.

toujours à partir de la puissance acoustique et en considérant un rayon de source monopolaire de 5 m. Les bandes de fréquence sélectionnées, au nombre de 5, sont les mêmes que celles définies dans l'étude du chapitre 2 : (1) 0.1–0.4 Hz, (2) 0.4–0.8 Hz, (3) 0.8–2 Hz, (4) 2–5 Hz et (5) 5–10 Hz. La représentation du volume de gaz par bande de fréquence

permet de déterminer la fréquence prédominante à l'origine du dégazage (le signal détecté par PMCC étant lié à ce dernier). Le dégazage de Benbow est principalement associé aux fréquences comprises entre 0.1 et 2 Hz (fig. 3.9-A). Les pics de volumes sont dominés tantôt par la bande 0.1–0.4 Hz, tantôt par la bande 0.4–0.8 Hz. Sur Marum, les volumes de gaz par heure sont également prédominants dans les fréquences 0.1 à 2 Hz (fig. 3.9-B). Les volumes maximums sont associés aux bandes 0.1–0.4 Hz et 0.8–2 Hz. La phase d'activité détectée en continue à partir du 11 Janv. 2010 est caractérisée par un volume de gaz particulièrement fort dans la gamme 0.1 à 2 Hz par rapport aux fréquences plus élevées, avec des volumes maximums dans les bandes 0.4–0.8 et 0.8–2 Hz.

Les volumes de gaz moyens par heure et par bandes de fréquence sont représentés figure

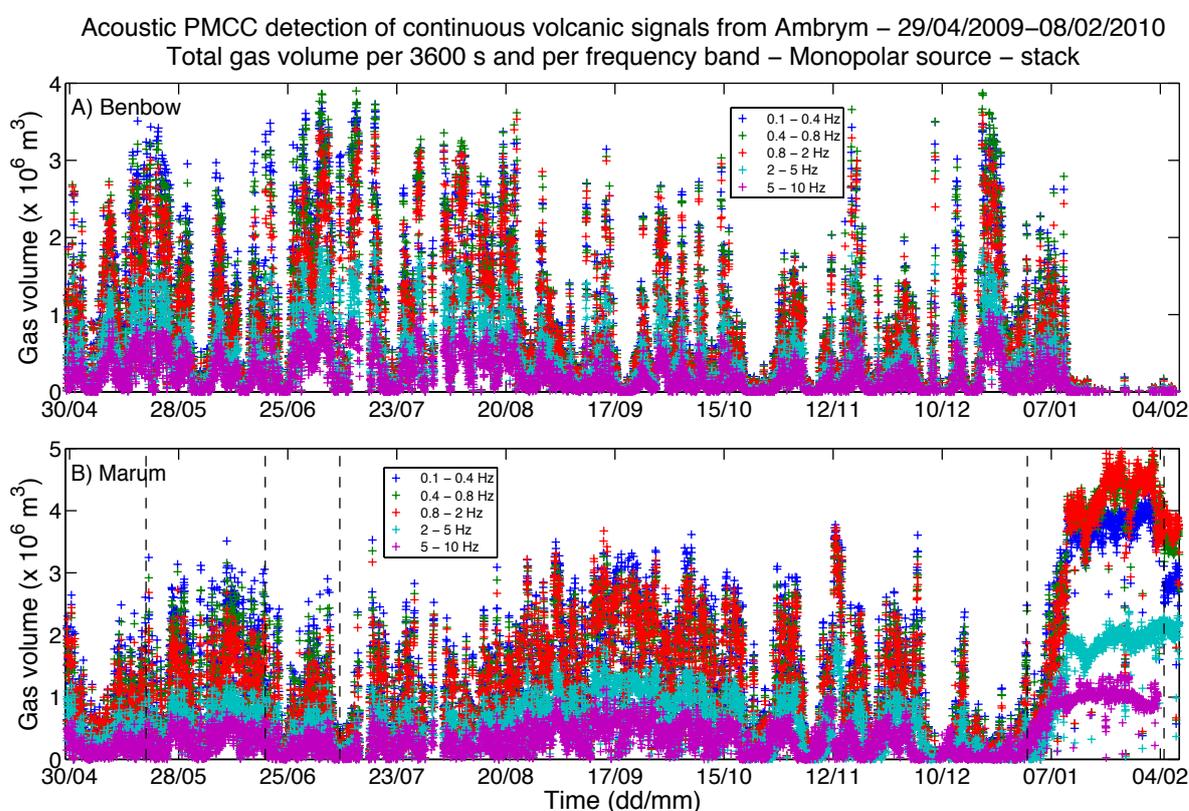


FIGURE 3.9 – Volume de gaz par heure et par bande de fréquence, calculé à partir de la puissance acoustique sur les détections continues de Benbow (A) et de Marum (B). Le rayon de la source sonore monopolaire considérée est de 5 m.

3.10. Ces volumes sont largement dominés par les bandes de fréquence inférieures à 2 Hz et demeurent globalement assez stables sur les deux cratères. Quelques particularités sont néanmoins observées. Les volumes des bandes 0.1–0.4 et 0.4–0.8 Hz se détachent par exemple des volumes de la bande 0.8–2 Hz au niveau de deux périodes et ce pour les deux cratères : du 14 Mai au 18 Juil. 2009 puis du 12 Déc. 2009 au 11 Janv. 2010. Les volumes moyens des bandes de 0.1 à 0.8 Hz deviennent supérieurs à ceux de la bande 0.8–2 Hz

durant ces périodes, alors qu'ils ont des valeurs plus rapprochées au niveau des périodes intermédiaires, du 29 Avr. au 14 Mai et du 18 Juil. au 12 Déc. 2009. Les écarts de valeurs entre les volumes par bande pour les fréquences inférieurs à 2 Hz sont néanmoins faibles. Les volumes moyens de Marum des bandes 0.4–0.8 et 0.8–2 Hz augmentent à partir du 11 Janv. (fig. 3.10-B) et atteignent des valeurs comparables, supérieures aux volumes moyens de la bande 0.1–0.4 Hz jusqu'à la fin de la période étudiée.

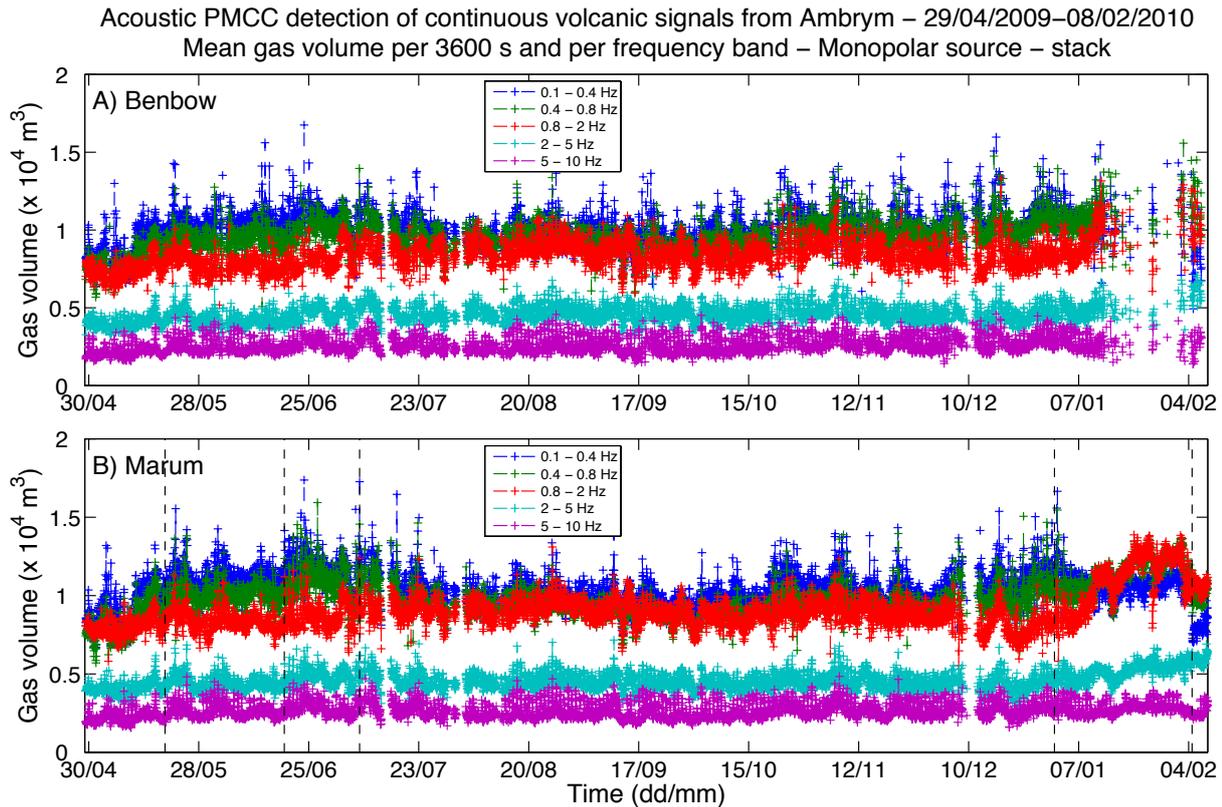


FIGURE 3.10 – Volume de gaz moyen par heure et par bande de fréquence, calculé à partir de la puissance acoustique sur les détections continues de Benbow (A) et de Marum (B). Le rayon de la source sonore monopolaire considérée est de 5 m.

### 3.2.5.2 Volumes de gaz par 10 s

Les volumes de gaz par fenêtre glissante de 10 s (fig. 3.11), sont également calculés à partir de la puissance acoustique, par bande de fréquence, sur les détections continues, avec un rayon de source de 5 m. Ces volumes calculés sur une fenêtre fixe de 10 s de signal, mettent en valeur des poussées de volumes plus ou moins régulières sur Benbow (fig. 3.11-A), caractérisée par une durée de 2 à 3 jours. Elles correspondent généralement avec les poussées de volumes par heure observés précédemment (fig. 3.8-A et 3.9-A), comme par exemple au niveau des poussées successives du 17 Sept. au 24 Oct. 2009. Les aug-

mentations rapides de volumes sous forme de poussées de quelques jours, semblent donc être associées à une augmentation de l'énergie du signal, en plus d'une augmentation du nombre et de la durée des détections continues.

Les volumes par 10 s calculés à partir des détections continues de Marum (fig. 3.11-B) montrent également quelques augmentations temporaires pendant quelques jours, comme par exemple en fin Juin et en mi-Novembre. Ils soulignent surtout les 5 phases d'activité strombolienne et explosions de forte amplitude isolées.

L'ensemble des résultats concernant l'évolution des caractéristiques des détections conti-

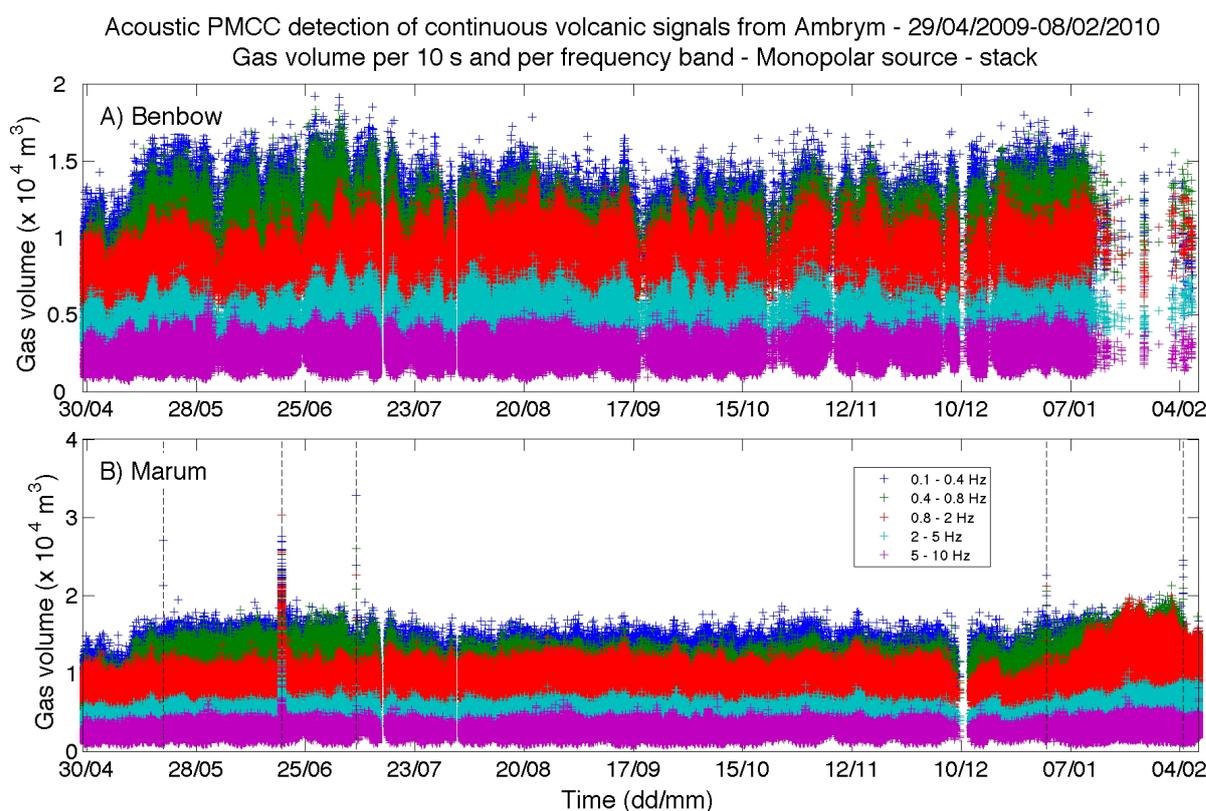


FIGURE 3.11 – Volume de gaz par 10 s et par bande de fréquence, calculé à partir de la puissance acoustique sur les détections continues de Benbow (A) et de Marum (B). Le rayon de la source sonore monopolaire considérée est de 5 m. Pour ce calcul, les détections continues sont découpées par tranches de 10s, sur lesquelles sont calculés les volumes. Les volumes calculés sur les tranches "résiduelles" et les détections continues d'une durée inférieure à 10 s ne sont pas représentés. Ils ont cependant été vérifiés afin de s'assurer qu'ils suivaient les mêmes tendances que les volumes par 10 s.

nues et du volume de gaz associé, montre d'une part que les caractéristiques fréquentielles de la source acoustique sont relativement stables au cours de la période, et d'autre part qu'il existe une alternance entre des périodes faibles et fortes en terme d'activité de dégazage actif vue par le mini-réseau acoustique. Les périodes fortes sont caractérisées

par un nombre et une durée des détections continues élevés, ainsi qu'un volume de gaz plus important, les valeurs maximales étant atteintes rapidement (en quelques heures) et diminuant tout aussi rapidement. Ces poussées de volumes ont une durée de 2–3 jours en moyenne. Cinq périodes d'activité vigoureuse ont par ailleurs été repérées dans les détections continues de Marum, à partir des amplitudes maximales (fig. 3.6) et du volume de gaz par 10 s (fig. 3.11), ainsi qu'une période d'activité particulièrement intense, détectée quasiment en continu par le mini-réseau à partir du 11 Janv. 2010. Pour d'avantage caractériser ces différentes observations, et notamment calculer un volume de gaz plus précis, l'identification puis la détection automatique des signaux impulsifs des détections continues PMCC sont entreprises.

### **3.2.6 Identification des signaux impulsifs**

Les bulles de gaz qui éclatent à la surface d'un lac de lave ou de la colonne magmatique du conduit, génèrent un signal infrasonore impulsif, bref et énergétique. Le volume de gaz calculé à partir de la puissance acoustique et par bande de fréquence révèle que le signal acoustique détecté est le plus énergétique dans les fréquences comprises entre 0.1 et 2 Hz (fig. 3.11). Les détections continues peuvent contenir des signaux impulsifs, associés à des explosions plus ou moins intenses, ainsi que du signal inter-explosif. Afin d'identifier les types de signaux impulsifs éventuellement présents dans les détections continues, ces dernières sont observées en détail à différentes périodes choisies de façon plus ou moins aléatoires. Les signaux de forte amplitude repérés dans les détections continues de Marum sont également examinés de près.

#### **3.2.6.1 Signaux impulsifs de faible amplitude repérés dans les détections continues de Benbow et de Marum**

Des signaux impulsifs sont observés dans les détections continues de Benbow et de Marum tout au long de la période étudiée. Ce signaux ont une amplitude généralement inférieure à 5 Pa et une fréquence d'environ 1 Hz. Quelques échantillons présentant ces signaux impulsifs trouvés dans les détections continues sont montrés en figure 3.12 pour Benbow et en figure 3.13 pour Marum. Les types de signaux rencontrés dans les détections continues de Benbow et de Marum ont des caractéristiques similaires, ce qui confirme les observations faites à partir du volume de gaz par bande de fréquence, moyens et par 10 s (fig. 3.10 et 3.11). La source acoustique semble peu varier au cours de la période étudiée. Elle affiche des fréquences du même ordre de grandeur pour les deux cratères et génère des formes d'onde similaires. Cette fréquence est d'environ 1 Hz en considérant l'impulsion positive. L'augmentation du volume de gaz associé à la bande 0.8–2 Hz (fig.

Focus on some impulsive signals found in continuous detections from Benbow

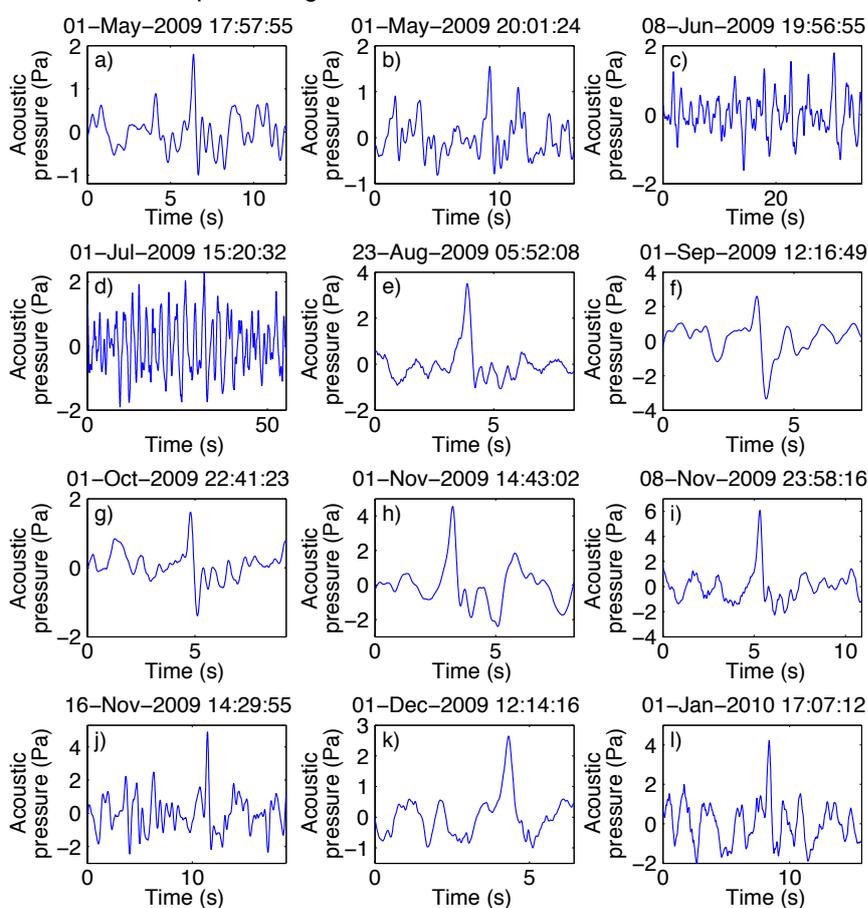


FIGURE 3.12 – Quelques agrandissements centrés sur les signaux impulsifs trouvés ”manuellement” dans les détections continues de Benbow. Le temps initial de chaque échantillon est indiqué au dessus du graphe correspondant. (a) Signal impulsif (vers 6 s) d’une fréquence d’environ 1.1 Hz en se basant sur la période de la première oscillation impulsive. (b) Signal impulsif avec une forme similaire à (a) vers 9.5 s, d’une fréquence d’environ 1.0 Hz. (c) Plusieurs signaux impulsifs d’une fréquence principale de 0.9 Hz. (d) Oscillations à 0.6 Hz de longue durée, peut-être composée de plusieurs signaux impulsifs mais sans distinction évidente. (e) Signal impulsif à 1.1 Hz, d’amplitude maximale de 3.5 Pa, rencontré lors d’une phase de poussée de volume de gaz le 23 Août 2009 (fig. 3.11-A). (f) Signal d’environ 1.0 Hz avec un pulse négatif de plus grande amplitude que le pulse positif qui le précède. (g) Signal à 1.3 Hz environ vers 4.9 s. (h) Signal impulsif dépassant 4 Pa et d’environ 1.1 Hz. (i) Même forme d’onde que (e) ou (h) par exemple, fréquence de 0.9 Hz. (j) Signal impulsif vers 11 s, d’environ 1.2 Hz et dont l’amplitude maximale dépasse 4 Pa. Des pulses moins bien définis et d’une fréquence comparable sont visibles aux alentours de ce signal. (k) Signal dont la durée de l’impulsion positive (vers 4.5 s) donne une fréquence équivalente de 0.9 Hz. Les hautes-fréquences apparaissent rapidement au niveau de la partie négative du signal. (l) Signal impulsif bien discernable, vers 9 s, de fréquence d’environ 0.9 Hz.

Focus on some impulsive signals found in continuous detections from Marum

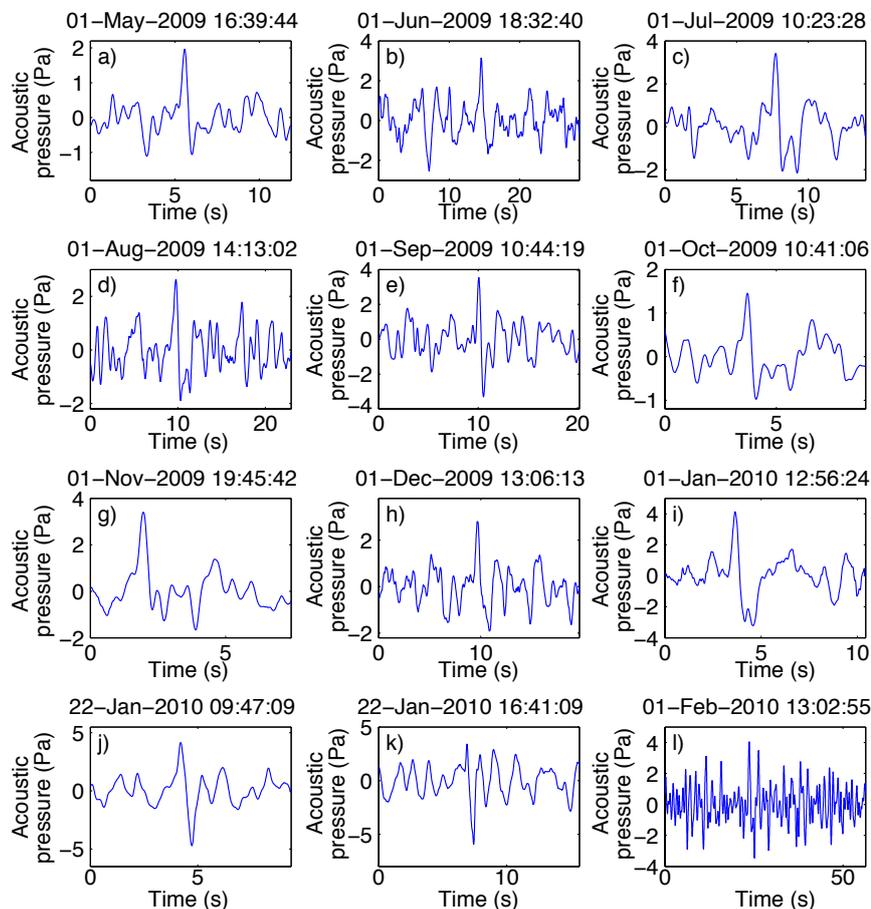


FIGURE 3.13 – Quelques signaux impulsifs repérés dans les détections continues de Marum. (a) Signal impulsif vers 5 s, d'une fréquence de 0.9 Hz. (b) Vers 14 s, signal impulsif d'environ 0.8 Hz et atteignant une amplitude supérieure à 3 Pa. Du signal de forte amplitude et de fréquence similaire est visible vers 6 s. (c) Signal impulsif vers 7 s caractérisé par une fréquence d'environ 0.8 s et la présence d'un double pic dans la partie négative. (d) Signal impulsif avec une forme d'onde et une fréquence comparable à (c). (e) Signal impulsif quasi-symétrique en partie positive et négative, d'une fréquence d'environ 0.9 Hz et d'une amplitude maximale de 3.8 Pa. (f) Signal impulsif de faible amplitude ( $\leq 2$  Pa) et d'une fréquence de 1.2 Hz. (g) Signal impulsif démarrant vers 1.5 s, et caractérisé par une fréquence d'environ 0.9 Hz en se basant sur la durée de la première impulsion positive. (h) Signal de 0.8 Hz à environ 9 s. (i) Signal impulsif à 0.8 Hz et dont l'amplitude maximale atteint 4 Pa. (j) Signal impulsif compris entre 4 et -5 Pa vers 4 s. Sa fréquence est estimée à 1.6 Hz. (k) Signal impulsif avec une partie négative de plus forte amplitude que la première impulsion positive. La fréquence est d'environ 1.0 Hz. (l) Signaux impulsifs à 0.8 Hz, celui ayant une amplitude maximale est visible vers 24 s.

3.9, 3.10 et 3.11) au niveau de la période du 11 Janv. au 8 Fév. 2010 sur Marum est en toute vraisemblance liée à l'augmentation du nombre de signaux impulsifs à 1 Hz. Les détections continues de cette période sont constituées de très nombreux pulses à 1 Hz de forte amplitude. La localisation des signaux impulsifs de type "bulle" (impulsion positive suivie d'une impulsion négative) ne semble pas évidente.

Les signaux impulsifs de Benbow et de Marum n'apparaissent généralement pas comme des transitoires au rapport signal sur bruit très élevé, ce qui peut expliquer la prédominance des volumes associés aux bandes de plus basses fréquences, inférieures à 0.8 Hz, calculés à partir des détections continues (fig. 3.9 et 3.11).

### 3.2.6.2 Les phases d'activité strombolienne vigoureuses de Marum

La visualisation des pressions acoustiques maximales par détection continue sur la période étudiée a permis de repérer des signaux acoustiques énergétiques produits par l'activité de Marum (fig. 3.6). Ces signaux sont associés à des explosions stromboliennes isolées ou à des phases d'activité strombolienne. Trois explosions isolées sont ainsi détectées : le 17 Mai et le 7 Juil. 2009 ainsi que le 4 Fév. 2010. Deux phases stromboliennes sont également repérées, le 18 Juin et le 31 Déc. 2009. L'allure des stacks des trois voies des données du mini-réseau est montrée pour ces différentes périodes en figure 3.14. L'explosion du 19 Mai (fig. 3.14-A1 et A2) atteint 16 Pa. Elle est caractérisée par une fréquence particulièrement basse d'environ 0.15 Hz (basée sur la période de la première impulsion positive). La première phase strombolienne du 18 Juin (fig. 3.14-B à E) a une durée d'environ 5h. Les explosions, générant des signaux impulsifs d'une amplitude maximale comprise entre 2 et 30 Pa et d'une fréquence d'environ 1 Hz, se produisent toutes les 1 à 10 min en moyenne. L'explosion du 7 Juil. (fig. 3.14-F) a une fréquence d'environ 0.3 Hz. La première impulsion positive atteint 6 Pa. La coda, caractérisée par la présence de fréquences plus élevées, dure plus de 15 s. La phase explosive du 31 Déc. (fig. 3.14-G1) a une durée totale de 3h30min. Elle est caractérisée par l'occurrence de signaux explosifs toutes les 2 à 30 min, avec une pression acoustique maximale comprise entre 1 et 15 Pa. La forme et la fréquence de ces signaux impulsifs sont identiques à celles des signaux impulsifs générés lors de la phase du 18 Juin (fig. 3.14-G2 et B2). La fréquence basée sur la première impulsion positive est en effet de 1 Hz et la partie négative de la forme d'onde, d'amplitude moins élevée que la partie positive qui la précède, est constituée de plusieurs oscillations successives d'une fréquence de 1 Hz. L'explosion isolée du 4 Fév. 2010 (fig. 3.14-H) a une forme complexe, comme pour celle du 7 Juil. 2009 (fig. 3.14-F). La première impulsion positive atteint 8 Pa, la fréquence associée est de 0.36 Hz. Une seconde impulsion de 12 Pa et de même fréquence est visible environs 18 s après le démarrage de l'événement.

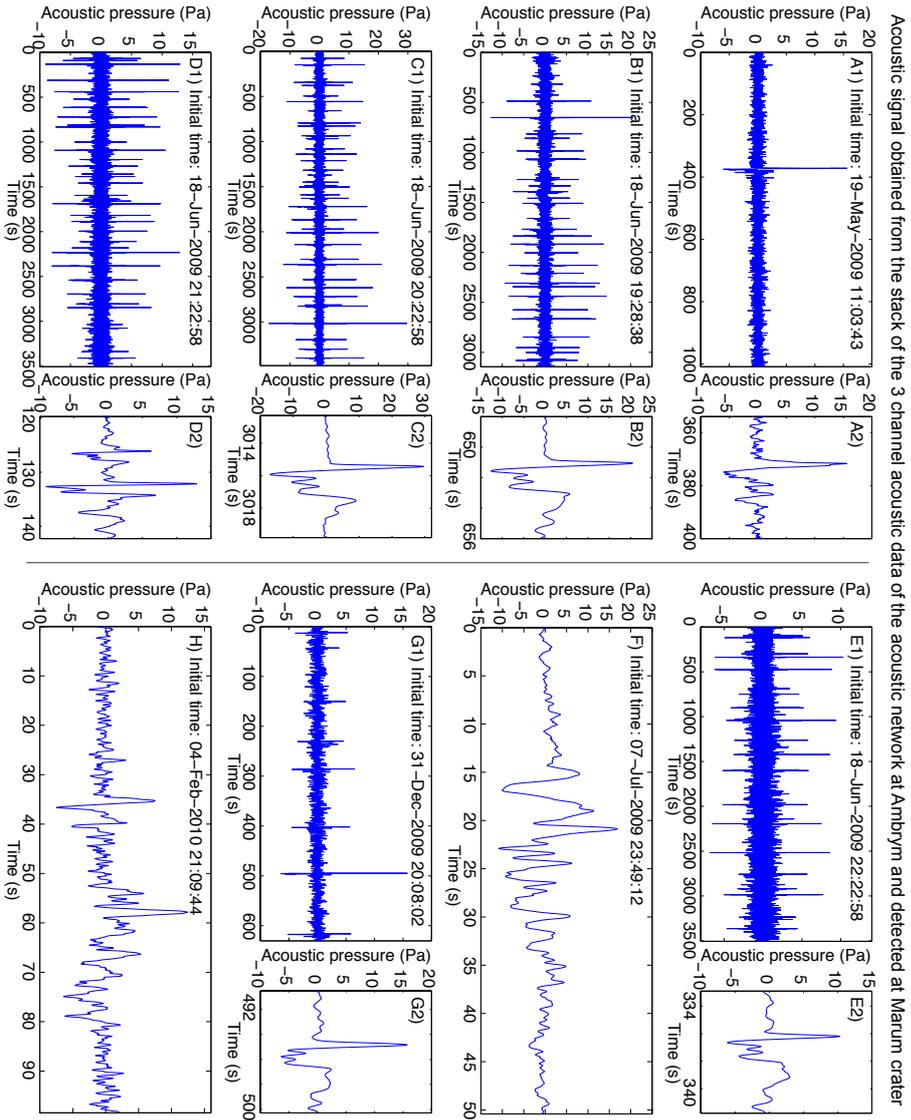


FIGURE 3.14 – Extraits des signaux acoustiques de forte amplitude enregistrés sur le mini-réseau acoustique d'Ambrym. Ces données ont été obtenues en moyennant les données des trois voies du mini-réseau sur la totalité des durées des phases stromboliennes (après mise en phase), les détections PMCC n'étant pas toujours continues sur la période, notamment entre les signaux explosifs. Les différents signaux sont décrits dans le texte.

### 3.3 Détection des signaux impulsifs et volume de gaz associé pour la période 2009–2010

Pour étudier les fluctuations de volume de gaz mises en évidence précédemment, la détection automatique des signaux impulsifs contenus dans les détections continues est effectuée. La majorité des signaux impulsifs générés par les deux cratères ont une fréquence proche de 1 Hz. La forme des signaux n'étant pas toujours identique, une détection automatique par décomposition en ondelette est privilégiée par rapport à la détection par cross-corrélation. Le principe de la détection basée sur la décomposition en ondelette est détaillé en première partie du chapitre 1. Les signaux impulsifs repérés dans les détections continues sont parfois entourés d'oscillations de forte amplitude et de fréquence proche de 1 Hz (par exemple sur Benbow en fig. 3.12- b, c ou j, et sur Marum en fig. 3.13- b, d, j ou h). Le rapport signal sur bruit (STA sur LTA) calculé sur la décomposition en ondelette dans la bande encadrant celle des signaux à détecter, ne permettra probablement pas toujours de détecter les signaux impulsifs. La détection est néanmoins utile pour étudier l'évolution des formes d'onde des signaux impulsifs ainsi que pour obtenir un volume de gaz minimal associé au dégazage actif, le but principal étant de contraindre d'avantage le mécanisme à l'origine des fluctuations de gaz observées à partir des détections PMCC du mini-réseau acoustique.

#### 3.3.1 Choix des paramètres

La fréquence d'échantillonnage des données acoustiques étant de 100 Hz, les niveaux de décomposition en ondelette 5 et 6 (par l'ondelette de Daubechie d'ordre 5) sont choisis. La décomposition permet ainsi de mettre en valeur les transitoires caractérisés par une fréquence comprise entre 0.78 et 3.12 Hz. 29 échantillons de détections continues de Benbow et de Marum, soit 1h36min de données, contenant des signaux impulsifs à détecter, ont été utilisés pour tester et ajuster les paramètres de la détection automatique à l'aide du programme *detection\_explo*. Les paramètres choisis sont reportés dans le tableau 3.1. Les fenêtres STA et LTA ont respectivement une durée de 0.33 s et 1.65 s et le seuil de détection est pris égal à 2. La détection est effectuée sur des vecteurs de données rassemblant les détections continues trouvées par tranche temporelle de 8 h, pour chacun des cratères. Le vecteur temporel associé est continu. Les intervalles ne contenant pas de détection continue ont une valeur de pression acoustique nulle. L'algorithme de détection automatique prend en compte la présence éventuelle de valeurs nulles (ou très faibles dans le cas où les données contenant les valeurs nulles ont été filtrées). Si une proportion importante du nombre de valeurs nulles est rencontrée sur la fenêtre LTA, la dernière valeur LTA calculée sans valeurs nulles de pression acoustique est prise en compte pour le calcul

Automatic detection parameters :

Wavelet decomposition with variable LTA and waveform criteria

$f_{min}$	$f_{max}$	LTA	STA	Level	$f_{dec}$	Thr.	$P_{pos}/P_{neg}$	$P_{neg}/P_{pos}$	First $P_{pos}$
1 Hz	2 Hz	1.65 s	0.33 s	5-6	0.78-3.125 Hz	2	1000	1000	0.7

TABLE 3.1 – Paramètres utilisés pour la détection par ondelette des signaux de Benbow et de Marum caractérisés par une fréquence de 1 Hz (se référer à la section 1.2.2.6 pour la signification des paramètres). La fenêtre LTA est choisie 5 fois plus longue que la fenêtre STA. Elle est intentionnellement courte afin de pouvoir détecter un maximum de signaux impulsifs, notamment lors des phases d'activité intense comme observées sur Marum à partir du 11 Janv. 2009. Avec une durée STA de 0.33 s, un signal impulsif d'une fréquence de 1 Hz pourra être mis en valeur par au moins un point du profil STA/LTA au niveau du pic positif. Les seuils sur les critères de formes concernant la symétrie entre le premier pic impulsif détecté et le pic négatif qui le succède ( $P_{pos}/P_{neg}$  et  $P_{neg}/P_{pos}$ ) ont des valeurs intentionnellement élevées, telles qu'elles ne soient pas restrictives sur la détection.

STA/LTA, afin d'éviter de fausses détections.

### 3.3.2 Résultats de la détection des signaux impulsifs à 1 Hz générés par Benbow et Marum

Les évolutions temporelles des nombres de signaux impulsifs détectés par heure et des pressions acoustiques maximales associées sont montrées en figure 3.15-A et B pour Benbow et 3.16-A et B pour Marum. Le nombre par heure fluctue entre 0 et 460 pour Benbow, et entre 0 et 424 pour Marum. Les variations rapides de nombre concordent avec les variations rapides de volume de gaz par heure pour les deux cratères (fig. 3.8 et 3.9). La période du 11 Janv. au 8 Fév. 2010, caractérisée par une détection quasi-continue par le mini-réseau d'ondes cohérentes en provenance de Marum, est marquée par un nombre de détection par heure de signaux impulsif élevé et soutenu (fig. 3.16-A). La valeur moyenne du nombre est alors de 349 signaux par heure, soit un événement toutes les 10 s si l'on considère que le délai temporel séparant deux signaux successifs est fixe pendant la période.

Les pressions acoustiques maximales des impulsions positives détectées sont en moyenne de 1.2 Pa pour Benbow et 1.3 Pa pour Marum. Leur évolution est comparable à celle des pressions acoustiques maximales par détection continue (fig. 3.6). Les deux phases stromboliennes de Marum, du 18 Juin et 31 Déc. 2009 (fig. 3.14-B à E et G), sont à l'origine des pics d'amplitude maximale des signaux impulsifs détectés, respectivement de 30 Pa et 15 Pa (fig. 3.16-B). Hormis ces signaux d'amplitude particulièrement élevée, la pression acoustique des signaux impulsifs de Marum dépasse rarement 5 Pa, tout comme celle des

Automatic detection by wavelet method of 1 Hz-impulsive signal on continuous detections from Ambrym acoustic network - Benbow crater

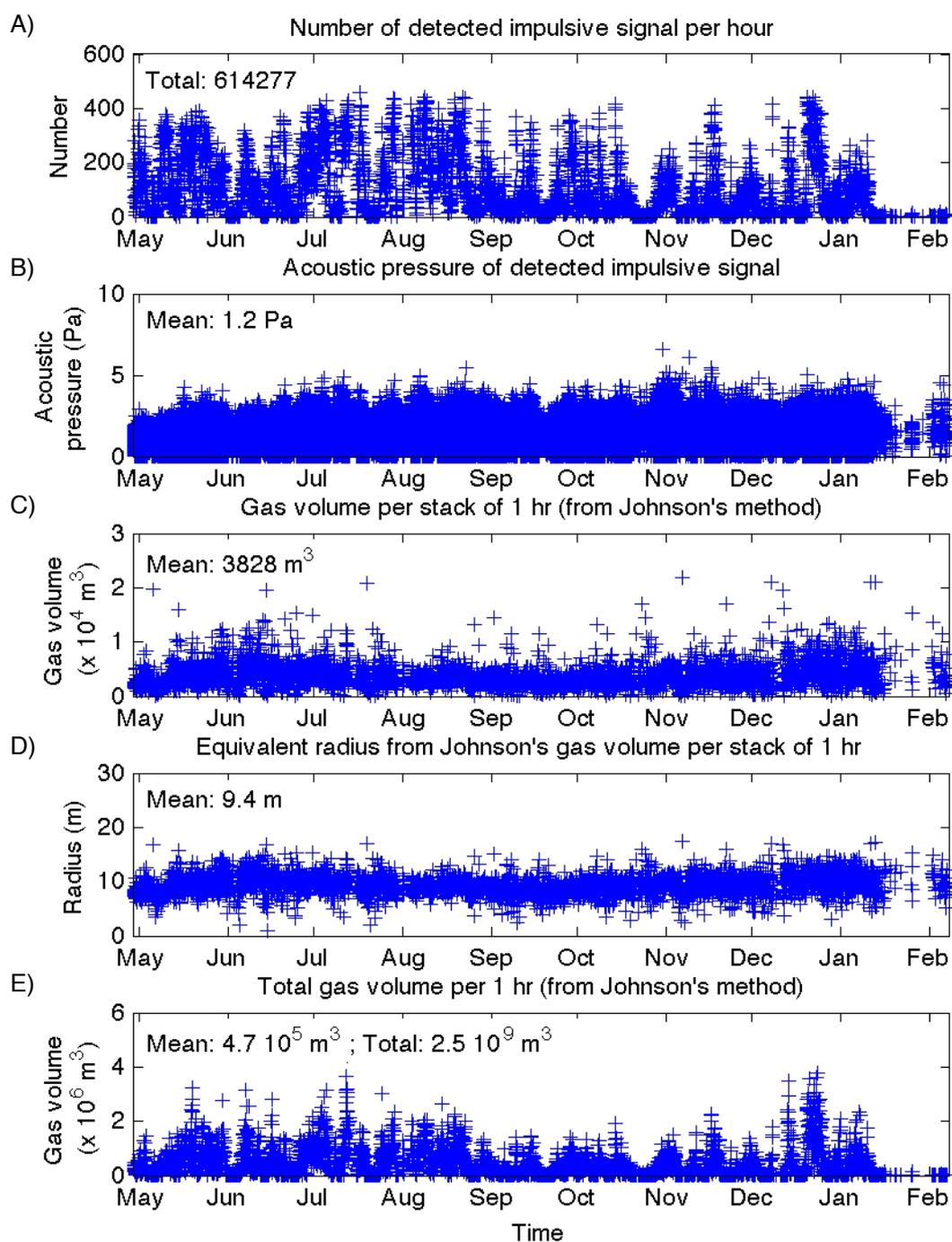


FIGURE 3.15 – Résultats de la détection automatique des signaux impulsifs d'une fréquence d'environ 1 Hz dans les détections continues de Benbow. (A) Nombre de signaux par heure. (B) Pression acoustique maximale de la première impulsion positive détectée. (C) Volume de gaz par stack à partir de la méthode de Johnson (*Johnson, 2003*). Les stacks sont obtenus par moyennage des signaux impulsifs détectés par tranche de 1 h de données. (D) Rayon équivalent par stack de 1 h calculé à partir du volume en (C). (E) Volume total de gaz libéré par heure (calculé à partir du volume par stack obtenu en (C), multiplié par le nombre total de signaux par heure utilisés pour faire le stack).

Automatic detection by wavelet method of 1 Hz-impulsive signal on continuous detections from Ambrym acoustic network - Marum crater

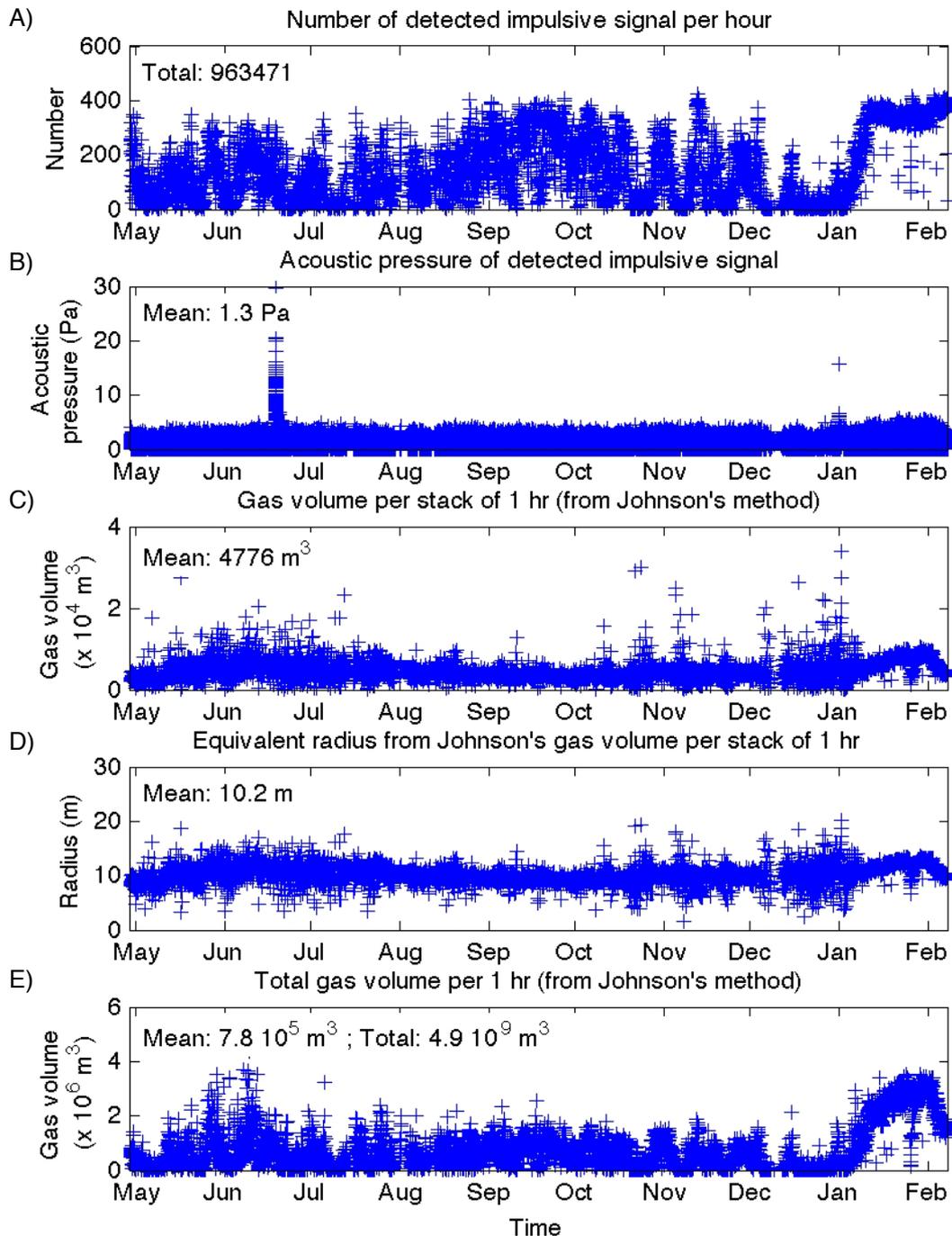


FIGURE 3.16 – Résultats de la détection automatique des signaux impulsifs d'une fréquence d'environ 1 Hz dans les détections continues de Marum. (A) Nombre de signaux par heure. (B) Pression acoustique maximale de la première impulsion positive détectée. (C) Volume de gaz par stack à partir de la méthode de Johnson (*Johnson, 2003*). Les stacks sont obtenus par moyennage des signaux impulsifs détectés par tranche de 1 h de données. (D) Rayon équivalent par stack de 1 h calculé à partir du volume en (C). (E) Volume total de gaz libéré par heure (calculé à partir du volume par stack obtenu en (C), multiplié par le nombre total de signaux par heure utilisés pour faire le stack).

signaux impulsifs de Benbow pendant toute la période étudiée (fig. 3.15-B). L'amplitude des signaux impulsifs de Marum pour la période particulière du 11 Janv. au 8 Fév. augmente légèrement, en passant d'une valeur moyenne initiale de 1.2 Pa à une valeur de 1.7 Pa.

Les signaux impulsifs sont supposés être générés par une source monopolaire hémisphérique, liée à l'éclatement d'une bulle de gaz à la surface du conduit ou du lac de lave. Les volumes de gaz associés à ces signaux sont dans un premier temps calculés à partir de la méthode de Johnson (*Johnson, 2003*). Cette méthode est détaillée dans le premier chapitre (partie 1.3.2). Elle a l'avantage de donner une estimation du volume de gaz sans connaissance à priori du rayon de la source. Le calcul du volume est réalisé sur les formes d'ondes stackées par heure, obtenues en moyennant l'ensemble des signaux impulsifs détectés par heure de données. Ce moyennage permet d'obtenir des formes d'ondes moins bruitées, facilitant la détection automatique des bornes du signal (démarrage et fin) qui définissent la partie du signal intégrée pour calculer le volume de gaz. Les composantes basses fréquences notamment (0.1–0.8 Hz), environnant les signaux impulsifs à 1 Hz et ne facilitant pas la localisation automatique des bornes, sont atténuées grâce au stack. La méthode utilisée pour la localisation automatique des bornes du signal est la méthode "mixte" définie dans la partie 1.3.5 du chapitre 1.

À l'exception de quelques points dispersés, les volumes de gaz par stack de 1 h, obtenus à partir de la méthode utilisée par *Johnson (2003)*, sont inférieurs à  $10^4$  m<sup>3</sup> pour les deux cratères. Ils ne présentent pas de variation brutale de volume de gaz. Les valeurs sont légèrement plus dispersées et élevées pendant deux périodes pour les deux cratères : de début Mai à fin Juillet et de début Déc. à début Janvier. L'observation des formes d'onde des stacks révèle que la forme d'onde des stacks est responsable de cette augmentation de volume pendant ces deux périodes. En effet, la position du pic négatif correspondant à la borne supérieure de la partie du signal impulsif sur laquelle est effectué le calcul du volume de gaz par la méthode de Johnson, est plus éloignée pour la majorité des stacks de ces deux périodes que pour les stacks des périodes intermédiaires. Ce constat est mis en valeur sur les graphes de la figure 3.17 où les écarts temporels entre le maximum de la première impulsion positive et le minimum de l'impulsion négative suivante sont reportés pour les stacks de chacun des cratères.

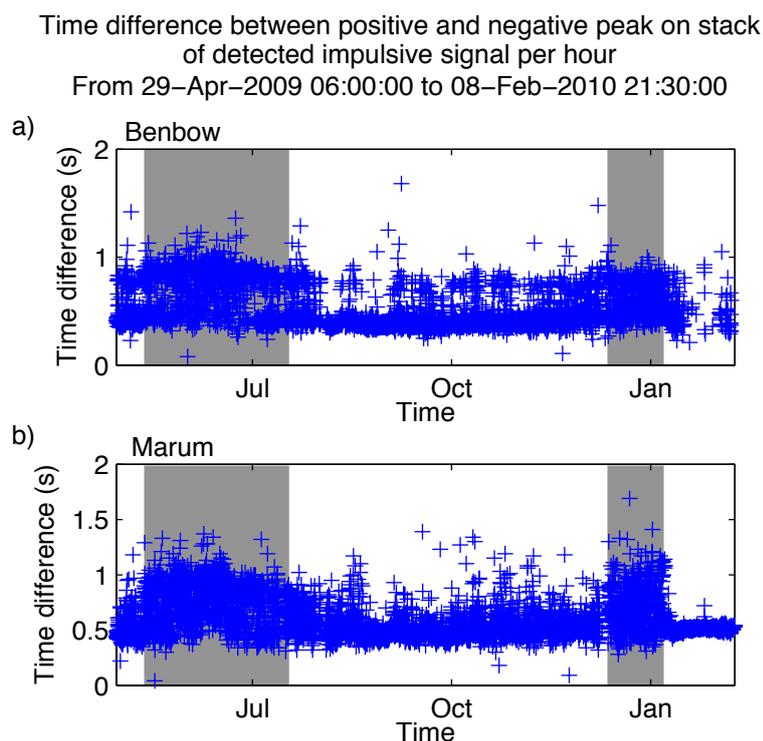


FIGURE 3.17 – Écart temporel entre le maximum de l'impulsion positive détectée et le minimum de l'impulsion négative qui le suit, pour Benbow (a) et Marum (b). Ces écarts sont calculés sur les formes d'onde stackées provenant du moyennage des signaux impulsifs détectés par heure de données. Deux populations de signaux se dessinent selon la position du pic négatif par rapport à la première impulsion positive. Les zones grisées localisent les périodes où les valeurs d'écarts élevés sont particulièrement nombreuses.

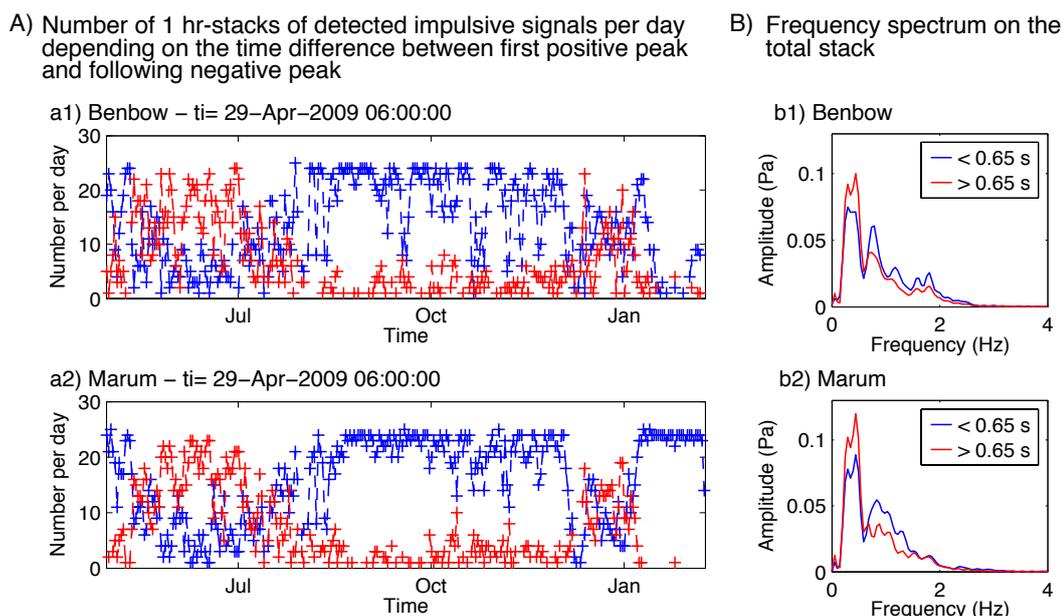


FIGURE 3.18 – (A) Nombre de stack par jour pour les deux populations de forme d’onde selon la position du pic négatif (écart entre le pic positif et négatif inférieur et supérieur à 0.65 s). Les stack correspondent au moyennage des formes d’onde des détections des signaux impulsifs à 1 Hz effectuée à partir de la méthode basée sur la décomposition en ondelette. Les nombres par jour sont indiqués pour les deux populations à partir des détections de Benbow (a1) et de Marum (a2). Deux périodes apparaissent avec des nombres plus élevés de stacks dont l’écart est supérieur à 0.65 s et ce pour les deux cratères : du 12 Mai au 18 Jul. 2009 et du 12 Déc. 2009 au 7 Janv. 2010. (B) Spectres fréquentiels associés à la forme d’onde stackée à partir de l’ensemble des détections classées dans l’une ou l’autre des populations, pour Benbow (b1) et Marum (b2). Chaque spectre est calculé par FFT sur une portion de la forme d’onde stackée d’une durée de 11 s, avec le pic positif centré à 5 s par rapport à la borne inférieure de la fenêtre de calcul.

Deux populations de formes d’onde apparaissent pour chacun des deux cratères, selon l’écart temporel entre le pic positif et négatif : la première comprend les formes d’ondes des stacks dont les écarts de temps sont inférieurs à 0.65 s et la seconde celles dont les écarts sont supérieurs à 0.65 s. Sur Benbow, la valeur moyenne du délai temporel entre le pic positif et négatif est de 0.42 s pour la première population, et 0.82 s pour la seconde. Pour les stacks de Marum, les valeurs moyennes sont plus élevées, avec 0.50 s pour la première population et 0.85 s pour la seconde. Le nombre de stack par jour compris dans l’une ou l’autre des populations est indiqué en figure 3.18, les deux périodes avec des valeurs de volume de gaz par stack plus élevées sont bien associées à des formes d’ondes dont le pic négatif est plus éloigné du pic positif. Ces deux périodes coïncident avec les périodes repérées dans les volumes de gaz moyen par heure et par bande de fréquence (fig. 3.10), où les volumes des bandes inférieurs à 0.8 Hz dépassent ceux associés à la bande 0.8–2 Hz. Les spectres fréquentiels calculés sur les stacks totaux de chaque population (fig.

3.18-B) indiquent que la composante fréquentielle basse-fréquence ( $\leq 0.5$  Hz) des signaux de la population dont l'écart entre les deux extremum de la forme d'onde est supérieur à 0.65 s est plus importante que celle associée aux signaux dont l'écart est inférieur à 0.5 Hz. Pour illustrer l'effet de la différence de forme d'onde entre les deux populations, l'intégration

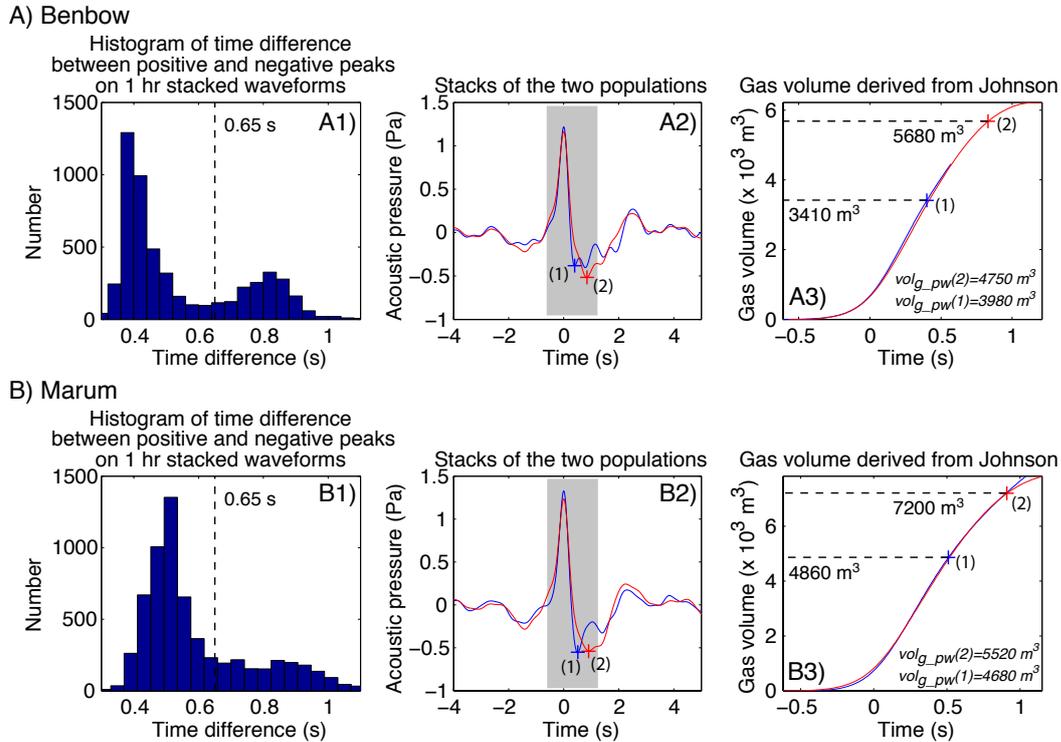


FIGURE 3.19 – (A1, B1) Histogramme des écarts temporels entre les pics positifs et négatifs pour l'ensemble des stacks par heure obtenus à partir des signaux impulsifs détectés sur Benbow (A1) et sur Marum (B1). La coupure à 0.65 s permet de définir deux classes de formes d'ondes, dont la forme moyenne est représentée en A2 et B2 respectivement pour Benbow et Marum. Cette forme d'onde moyenne est calculée en stackant l'ensemble des détections de chaque classe. Les zones grisées indiquent la partie du signal intégrée à deux reprises pour obtenir le volume de gaz par la méthode de Johnson (voir partie 1.3.2). Ce volume de gaz est montré en A3 pour Benbow et B3 pour Marum, pour les deux classes de forme d'onde, avec le volume associé à chaque classe. Ce dernier dépend de la localisation du pic négatif, il est presque doublé pour la classe dont l'écart entre les pics est supérieur à 0.65 s. Les volumes de gaz calculés à partir de la puissance acoustique (voir partie 1.3.1) sur les mêmes parties du signal que le calcul des volumes de Johnson sont également reportés sur le graphe.

du volume de gaz obtenu par la méthode de Johnson est montrée en figure 3.19 pour les deux formes d'ondes totales calculées sur toute la période d'étude et pour les deux cratères. Soit F1 la population dont l'écart entre les pics positif et négatif associé est inférieur à 0.65 s et F2, supérieur à 0.65 s. Pour Benbow, le volume de Johnson calculé sur le stack de la population F2, de 5680 m<sup>3</sup>, est près de 1.7 fois plus élevé que celui calculé sur le

stack de F1, de  $3410 \text{ m}^3$ . Les volumes calculés à partir de la puissance acoustique sur les mêmes portions de signal sont du même ordre de grandeur, soit  $3980 \text{ m}^3$  pour F1 et  $4750 \text{ m}^3$  pour F2. Le volume obtenu pour F2 par la puissance acoustique est 1.2 fois plus élevé que celui obtenu pour F1. Sur Marum, le volume calculé par la méthode de Johnson sur la forme d'onde de la population F2 est de  $7200 \text{ m}^3$ , soit 1.5 fois plus élevé que celui de F1, d'une valeur de  $4860 \text{ m}^3$ . Le rapport entre les deux volumes calculés à partir de la puissance acoustique, celui obtenu pour F2 et celui calculé pour F1, est de 1.2, avec les valeurs de  $5520 \text{ m}^3$  pour F2 et  $4680 \text{ m}^3$  pour F1. Le volume calculé par la méthode de Johnson est plus sensible à la forme d'onde que celui calculé à partir de la puissance acoustique.

Les volumes par stacks calculés par la méthode de Johnson permettent d'estimer un rayon équivalent, correspondant au rayon de la sphère contenant le volume de gaz. Ce dernier a une valeur moyenne de 9.4 m sur Benbow (fig. 3.15-D) et 10.2 m (fig. 3.16-D) sur Marum. Les valeurs des rayons sont sensiblement plus dispersées et élevées pour les deux périodes analysées précédemment (12 Mai–18 Juil. et 12 Déc.–7 Janv.).

Les volumes de gaz totaux, calculés en multipliant les volumes de gaz calculés sur les stacks de 1 h de signaux détectés, par le nombre total de signaux impulsifs par heure, sont également représentés. Pour Benbow (fig. 3.15-E), le volume moyen par heure pour l'ensemble de la période étudiée est estimé à  $4.7 \times 10^5 \text{ m}^3$ , et le volume total libéré par le dégazage actif détecté atteint  $2.5 \times 10^9 \text{ m}^3$ . Les volumes de gaz moyen et total pour Marum (fig. 3.16-E) sont respectivement de  $7.8 \times 10^5 \text{ m}^3$  et  $4.9 \times 10^9 \text{ m}^3$ . Ces valeurs sont presque le double de celles calculées pour Benbow. La phase particulièrement active de la fin de la période à partir du 11 Janv. 2010 est une des raisons de ces différences de volumes entre les deux cratères. En excluant la période du 11 Janv. au 8 Fév. 2010, les volumes moyens et totaux de Marum, respectivement de  $5.8 \times 10^5 \text{ m}^3$  et  $3.2 \times 10^9 \text{ m}^3$  demeurent, dans une moindre mesure cependant, plus élevés que ceux de Benbow, ces derniers étant alors respectivement de  $4.8 \times 10^5 \text{ m}^3$  et  $2.5 \times 10^9 \text{ m}^3$ .

L'évolution des volumes de gaz totaux, calculés à partir de la méthode de Johnson, montre que le volume de gaz est avant tout influencé par le nombre d'événements impulsifs pour les deux cratères. Les poussées de volumes de gaz se distinguent. Pour limiter néanmoins l'effet du décalage du pic négatif sur les volumes de gaz calculés à partir de la méthode de Johnson, le volume de gaz par la puissance acoustique est calculé à partir des stacks des signaux impulsifs par heure obtenus sur les deux cratères.

Le rayon de la source monopolaire, paramètre nécessaire pour le modèle basé sur la puissance acoustique, est pris à 10 m pour les deux cratères, en se référant à celui estimé à partir du volume de Johnson. Les volumes de gaz par stack d'1 h obtenus à partir de la puissance acoustique sont du même ordre de grandeur que les volumes de Johnson.

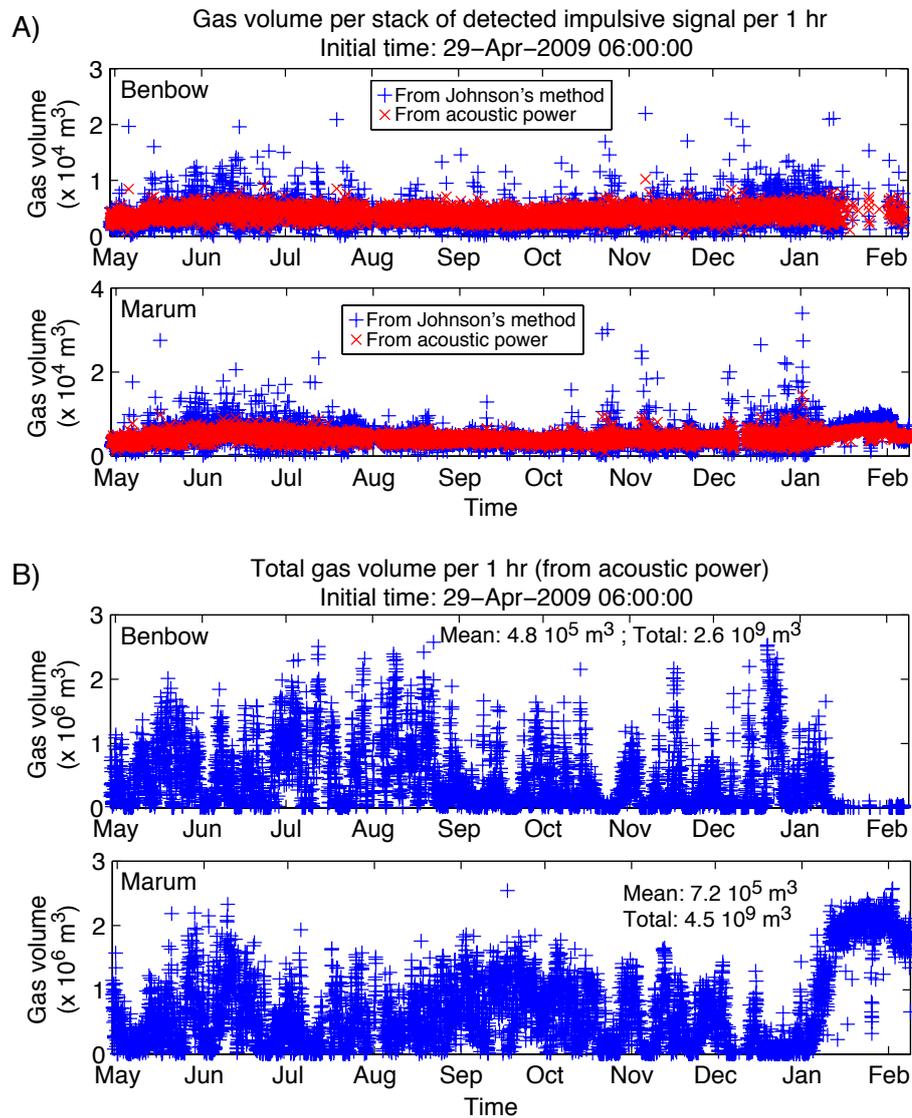


FIGURE 3.20 – Volumes de gaz calculés à partir de la puissance acoustique et un rayon de source monopolaire de 10 m, sur les stacks des détections des signaux impulsifs à 1 Hz obtenus par heure de données. Les bornes des formes d'onde stackées par heure, définissant la partie du signal sur laquelle est calculé le volume, ont été repérés par la même méthode que pour le calcul par le modèle de Johnson, c'est-à-dire de façon automatique avec la localisation "mixte" (voir partie 1.3.5 du chapitre 1). (A) Superposition des volumes obtenus par la puissance acoustique avec ceux obtenus par la méthode de Johnson, sur les stacks par heure de Benbow et de Marum. (B) Volumes de gaz totaux par heure calculés à partir du volume par la puissance acoustique obtenus par stack horaire. Les volumes totaux pour Benbow et Marum montrent les mêmes fluctuations rapides de volume de gaz repérées sur les graphes de volume calculé par la méthode de Johnson (fig. 3.15-E et 3.16-E), ainsi que sur les volumes calculés à partir de la puissance acoustique des détections continues (fig. 3.8 et 3.9).

La superposition des valeurs trouvées par les deux méthodes (fig. 3.20-A) le confirme et montre également que les volumes par la puissance acoustique, moins sensibles aux légères variations de la forme d'onde acoustique, ont des valeurs moins dispersées sur l'ensemble de la période et pour les deux cratères. Ces volumes sont utilisés pour obtenir le volume de gaz total par heure (par multiplication avec le nombre de signaux impulsifs détectés par heure). Les graphes de volumes totaux par heure (fig. 3.20-B) montrent, comme pour le volume estimé à partir de la méthode de Johnson, que le volume dépend avant tout du nombre de détection. Le volume calculé sur les stacks par heure varie en effet peu. La moyenne des volumes par stack est de  $4032 \text{ m}^3$  pour Benbow et  $4507 \text{ m}^3$  pour Marum, avec un écart-type respectif de  $1031 \text{ m}^3$  et  $1069 \text{ m}^3$ . La source acoustique liée aux explosions semble en d'autre terme peu varier au cours de la période, en ce qui concerne ses dimensions. Les volumes totaux obtenus à partir de la puissance acoustique sont de  $2.6 \times 10^9 \text{ m}^3$  pour Benbow et  $4.5 \times 10^9 \text{ m}^3$  pour Marum pour l'ensemble de la période. En excluant la période d'activité intense du Marum à partir du 11 Janv., ces volumes totaux sont proches pour les deux cratères, avec des valeurs de  $2.6 \times 10^9 \text{ m}^3$  pour Benbow et  $3.1 \times 10^9 \text{ m}^3$  pour Marum.

Les fluctuations du volume seront étudiées plus en détail dans une prochaine partie, à partir des volumes calculés par la puissance acoustique. Le but est de savoir si les augmentations rapides de volume sont caractérisées par des durées et des temps de retour particuliers, à relier à la dynamique du réservoir magmatique sous-jacent. Avant d'effectuer cette analyse, les volumes de gaz spécifiques aux explosions stromboliennes de forte amplitude de Marum puis les bilans de volume de gaz sont présentés.

### 3.3.3 Volumes de gaz associés aux phases d'activité strombolienne et explosion isolée de Marum

Les deux phases stromboliennes de Marum, du 18 Juin et 31 Déc. 2009, sont caractérisées par des signaux impulsifs de forte amplitude, d'une fréquence d'environ 1 Hz en se basant sur la durée de la première impulsion positive. Ils ont été détectés par la détection automatique basée sur la décomposition en ondelette (fig.3.16-B). Dans cette partie ces deux phases stromboliennes sont étudiées de façon plus précise.

L'ensemble des résultats concernant le nombre de signaux impulsifs par 10 min, la pression acoustique maximale par détection, les volumes de gaz calculés sur chaque signal impulsif par la méthode de Johnson (*Johnson, 2003*) et par celle basée sur la puissance acoustique (*Woulff and McGetchin, 1976*), ainsi que le rayon de source monopolaire équivalent pour chaque explosion est visible pour les deux phases en figure 3.21. La phase strombolienne du 18 Juin, d'une durée totale de 5 h, est caractérisée par un nombre soutenu de fortes explosions par 10 min pendant les trois premières heures de la phase strombo-

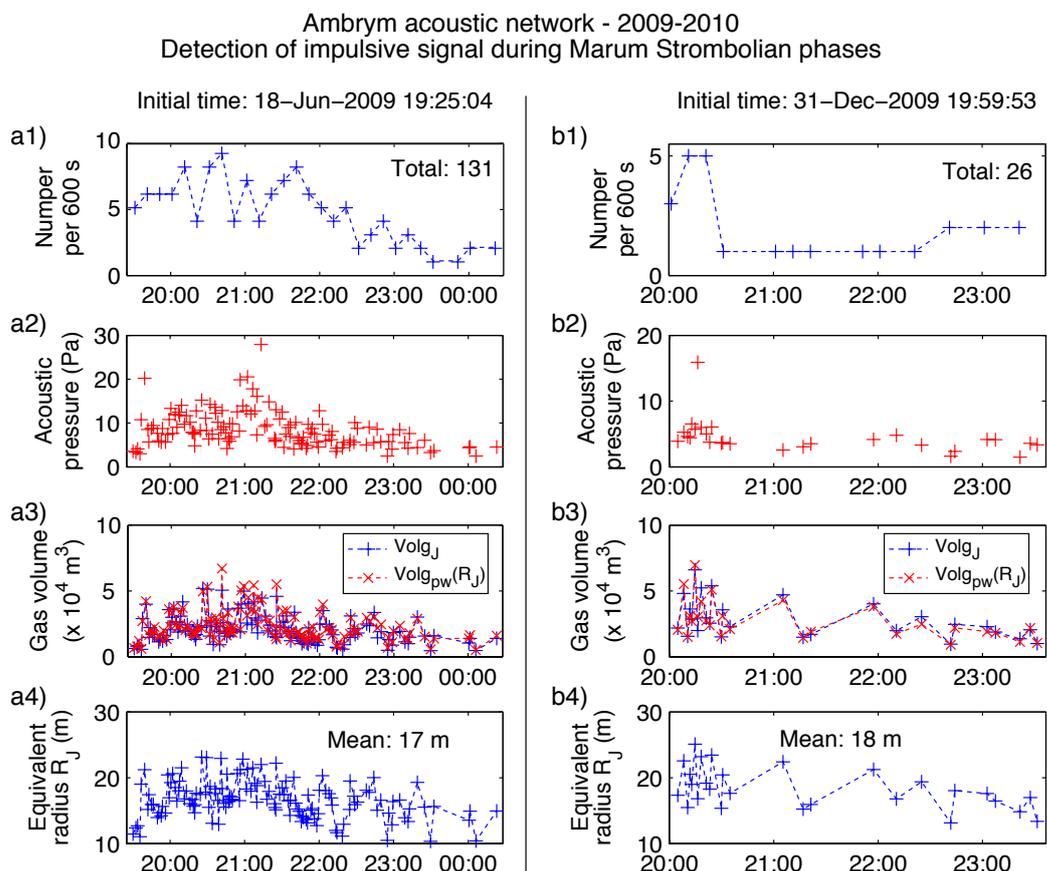


FIGURE 3.21 – Résultats de la détection des signaux acoustiques et des calculs de volumes de gaz pour les deux phases stromboliennes enregistrées par le mini-réseau acoustique d'Ambrym. Les résultats concernant la première phase du 18 Juin 2009 sont présentés en colonne A, et ceux de la phase du 31 Déc. 2009 en colonne B. (a1, b1) Nombre de détection par 10 min. (a2, b2) Pression acoustique maximale de la première impulsion positive de chaque signal acoustique détecté. (a3, b3) Volumes de gaz calculés sur chaque signal impulsif détecté. L'intervalle du signal sur lequel est calculé le volume est déterminé de façon manuelle. Les volumes de gaz calculés par les deux méthodes, Johnson et puissance acoustique sont montrés. Le volume calculé par la puissance acoustique est corrigé par le rayon équivalent déduit du volume de Johnson (a4, b4), d'où la quasi-parfaite concordance entre les deux types de volumes de gaz.

lienne, avec des nombres compris entre 4 et 9 explosions par 10 min, soit une explosion toutes les 1 min à 2min30. Le nombre diminue ensuite progressivement jusqu'à l'arrêt de la phase strombolienne. Quatre explosions d'amplitude maximale comprise entre 3 et 4 Pa, se produisant toutes les 2 min en moyenne, initialisent la phase strombolienne. Elles sont suivies de deux signaux de plus forte amplitude, de 11 puis 20 Pa. Les amplitudes sont ensuite comprises entre 3 et 20 Pa jusqu'à 21:12:44 où une explosion atteint 28 Pa, elles diminuent ensuite en moyenne jusqu'à l'arrêt de la phase (fig. 3.21-a2). L'amplitude moyenne de l'ensemble des signaux explosifs est de 8.3 Pa. Les volumes de gaz ont été calculés sur les 131 signaux impulsifs détectés au cours de la phase strombolienne (fig. 3.21-a3). Les volumes moyen et total obtenus par la méthode de Johnson sont respectivement de  $2.1 \times 10^4 \text{ m}^3$  et  $2.7 \times 10^6 \text{ m}^3$ . Les volumes sont également calculés à partir de la puissance acoustique en considérant le rayon de source équivalent calculé à partir du volume de Johnson pour chaque explosion (fig. 3.21-a4). Les valeurs résultantes, moyenne et totale, sont de  $2.3 \times 10^4 \text{ m}^3$  et  $3.0 \times 10^6 \text{ m}^3$  respectivement, soit tout à fait comparables aux volumes de Johnson. En utilisant un rayon de source fixe, de 17 m (rayon équivalent moyen), le volume de gaz par la puissance acoustique pour l'ensemble de la phase strombolienne a une valeur moyenne de  $2.2 \times 10^4 \text{ m}^3$  et une valeur totale de  $2.9 \times 10^6 \text{ m}^3$ , ce qui est quasiment identique aux volumes de Johnson.

La phase strombolienne du 31 Déc. est visiblement beaucoup moins intense que celle du 18 Juin. Un total de 26 explosions est détecté dans les données acoustiques, pendant une durée de 3h30min. La phase débute par un nombre d'explosion maximum, de 3 à 5 par 10 min, et ce pendant 30 min. Le nombre demeure ensuite faible jusqu'à l'arrêt de la phase, avec 0 à 2 explosions par 10 min (fig. 3.21-b1). Les pressions acoustiques maximales des signaux impulsifs sont comprises entre 1 et 7 Pa, à l'exception de l'explosion de 20:16:15 qui atteint 15 Pa (fig. 3.21-b2). Les volumes de gaz calculés par la méthode de Johnson sur chaque signal (fig. 3.21-b3) donnent une valeur moyenne de  $2.8 \times 10^4 \text{ m}^3$  et une valeur totale de  $7.6 \times 10^5 \text{ m}^3$ . Les valeurs sont proches en utilisant la méthode basée sur la puissance acoustique, avec des rayons correspondant aux rayons équivalents déduits des volumes de Johnson (fig. 3.21-b4). La valeur moyenne correspondante est en effet de  $2.7 \times 10^4 \text{ m}^3$  et la valeur totale de  $7.3 \times 10^5 \text{ m}^3$ . En fixant le rayon de la source monopolaire à 18 m (rayon équivalent moyen), les volumes moyen et total ont des valeurs respectives de  $2.4 \times 10^4 \text{ m}^3$  et  $6.6 \times 10^5 \text{ m}^3$ .

Les formes d'ondes stackées de l'ensemble des signaux impulsifs détectés pour chacune des phases stromboliennes montrent par ailleurs un phénomène intéressant (fig. 3.22). La partie négative du signal impulsif moyen est très bien conservée sur le stack des signaux de la phase du 18–19 Juin, la première impulsion positive est suivie par une impulsion négative, elle-même suivie de deux oscillations avant que la pression ne redevienne positive

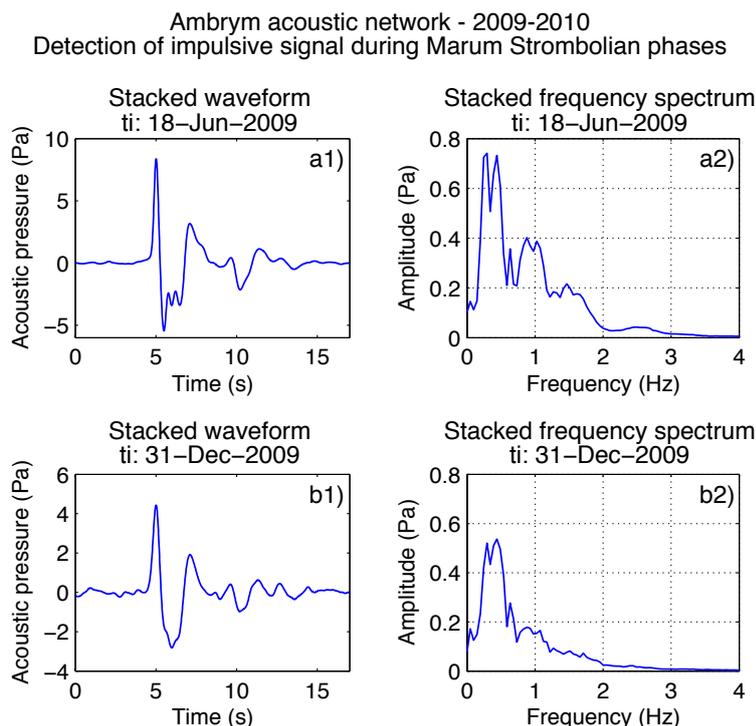


FIGURE 3.22 – Formes d'onde moyennées et spectres fréquentiels moyennés calculés à partir de l'ensemble des signaux impulsifs détectés au cours de la phase strombolienne du 18–19 Juin 2009 (a1, a2) et de celle du 31 Déc. 2009 (b1, b2).

(fig. 3.22-a1). Une visualisation de la superposition de l'ensemble des signaux explosifs avant l'obtention du stack a permis de confirmer que ces oscillations de la partie négative étaient présentes pour tous les signaux explosifs. Bien que certaines explosions de la phase du 31 Déc. présentent les mêmes oscillations négatives (voir fig. 3.14-G2), la localisation de ces oscillations est moins contrainte d'une explosion à l'autre, et les oscillations sont mêmes parfois inexistantes. La forme d'onde stackée résultante, montre une impulsion négative ne contenant pas d'oscillations distinctes, contrairement au stack des signaux de la phase du 18 Juin (fig. 3.22-b1). La coda, située après la partie négative impulsive, présente par ailleurs les mêmes caractéristiques (forme et fréquence) pour les stacks des deux phases stromboliennes. Le stack des spectres fréquentiels obtenus pour chaque signal impulsif, à partir d'une durée de signal de 17 s avec le maximum de l'impulsion positive centré à 5 s du démarrage de la fenêtre de calcul, est montré pour les deux phases stromboliennes. Le contenu fréquentiel est comparable, avec un maximum dans les basses fréquences (0.1–0.5 Hz). Le pic de fréquence lié à l'impulsion positive à 1 Hz et aux oscillations de la partie négative à la même fréquence pour la phase du 18 Juin (fig. 3.22-a2) est davantage marqué que pour la phase du 31 Déc. dont les oscillations de la partie négative sont atténuées.

Les volumes de gaz ont également été estimés pour les fortes explosions isolées repérées

sur Marum (fig. 3.14-A2, F et H), à partir des signaux acoustiques mesurés en utilisant la méthode de Johnson. La détection et la localisation de la borne inférieure d'intégration du signal ont été faites manuellement à partir du programme *detection\_explo.m*. Le calcul est effectué du démarrage du signal impulsif au premier pic négatif. Les volumes trouvés pour les signaux isolés du 19 Mai 2009, 7 Juil. 2009 et 4 Fév. 2010 sont respectivement de  $14.7 \times 10^5 \text{ m}^3$ ,  $1.79 \times 10^5 \text{ m}^3$  et  $1.63 \times 10^5 \text{ m}^3$ . L'explosion du 19 Mai aurait libéré un volume de gaz considérable, 10 fois plus élevé que chacun des volumes associés aux deux autres explosions isolées. Ce volume est de surcroît supérieur au volume total de gaz libéré par les 26 explosions détectés pendant la phase strombolienne du 31 Déc., calculé à partir de la même méthode et estimé à  $7.6 \times 10^5 \text{ m}^3$ . Il est par ailleurs du même ordre de grandeur que le volume total calculés à partir des 131 signaux impulsifs de la phase strombolienne du 18–19 Juin 2009, de  $2.7 \times 10^6 \text{ m}^3$ . La fréquence particulièrement basse du signal acoustique impulsif (0.15 Hz) est en accord avec l'idée que la source à l'origine du signal impulsif soit de grande dimension. Le rayon équivalent correspondant à une sphère contenant le volume de gaz estimé par la méthode de Johnson est de 70.5 m. Les deux autres explosions isolées, ont des volumes de gaz quasiment identiques, avec des rayons équivalents de 35 m pour l'explosion du 7 Juil. et 34 m pour celle du 4 Février. Les formes d'onde des signaux impulsifs émis sont en effet similaires, avec une fréquence d'environ 0.3 Hz pour la première oscillation impulsive.

### 3.3.4 Bilan des volumes de gaz

Dans l'ensemble des détections continues du mini-réseau acoustique d'Ambrym en provenance des deux cratères, les signaux d'une fréquence avoisinant 1 Hz sont détectés. Ces signaux sont supposés correspondre au dégazage actif d'Ambrym pendant la période étudiée, en plus des quelques signaux isolés de forte amplitude et de fréquence plus faible générés par Marum. Les bilans de volumes de gaz sont établis dans cette partie en considérant uniquement la source acoustique quasi-permanente caractérisée par une fréquence de 1 Hz.

Les volumes calculés précédemment sur les détections continues, c'est-à-dire en intégrant le signal explosif (correspondant aux signaux impulsifs) et inter-explosif au calcul (partie 3.2.5), ont été obtenus à partir du modèle de *Woulff and McGetchin* (1976), utilisant la puissance acoustique. Le rayon de la source monopolaire  $R_{pw}$  a été choisi à 5 m pour l'ensemble de ces calculs. Le rayon  $R_J$  permettant d'obtenir les mêmes ordres de grandeur de volumes à partir des deux méthodes (Johnson et puissance acoustique, fig. 3.20-B) est le double, soit 10 m. Les volumes calculés sur les détections continues sont donc à corriger. Le facteur multiplicatif à appliquer aux volumes calculés avec un rayon de 5 m est de  $(R_J/R_{pw})^{3/2}$  soit 2.8. L'ensemble des volumes est corrigé et les bilans de volume de gaz

sont établis pour la période 2009–2010 étudiée, et reportés en tableau 3.2. Les bilans de volumes de gaz sont effectués en ne considérant que la bande de fréquence 0.8–2 Hz. Les volumes de gaz estimés par la puissance acoustique à partir des détections des signaux impulsifs sont également reportés, ainsi que les flux de gaz et les pourcentages de volume de gaz calculé sur les signaux impulsifs par rapport au volume de gaz total calculé sur les détections continues. Trois périodes sont représentées : du 29 Avr. 2009 06:36:18 au 2 Janv. 2010 11:35:00, du 2 Janv. 2010 11:35:00 au 8 Fév. 2010 21:06:00, ainsi que la période entière, du 29 Avr. 2009 06:36:18 au 8 Fév. 2010 21:06:00. La date du 2 Janv. correspond au début de l'augmentation des volumes de gaz de Marum associée à une augmentation du nombre et de l'amplitude des signaux impulsifs à 1 Hz. Cette augmentation devient maximale à partir du 11 Janv., où Benbow n'est quasiment plus détecté. Du 2 Janv. au 8 Fév., la durée détectée sur Marum représente 86% de la durée effective d'enregistrement, et celle de Benbow 5.5%.

La période du 29 Avr. au 2 Janv. affiche des valeurs de volumes de gaz très proches pour les deux cratères, tandis que la période du 2 Janv. au 8 Fév. est largement dominée par le dégazage de Marum. Les proportions de dégazage entre les deux cratères et pour chaque période sont par ailleurs quasiment identiques que ce soit par le calcul intégrant la totalité du signal des détections continues ou bien celui calculés sur les signaux impulsifs. Les volumes calculés à partir des signaux impulsifs représentent environ 20% du volume calculé sur les détections continues, pour chaque cratère et chaque période.

Comme mentionné précédemment, le nombre de détections des signaux impulsifs à 1 Hz par la méthode des ondelettes est probablement minimisé, au vu des caractéristiques des signaux impulsifs – rapport signal sur bruit parfois faible, intermittence élevée, première impulsion parfois inexistante ou noyée dans le bruit. Le volume de gaz associé au dégazage actif représente donc une valeur minimale de volume, tandis que celui calculé à partir des détections continues constitue une valeur maximale. Les flux volumiques de gaz sont ainsi estimés entre 105 et 503 m<sup>3</sup>s<sup>-1</sup> pour Benbow sur l'ensemble de la période, tandis que les flux associés à Marum seraient compris entre 181 et 973 m<sup>3</sup>s<sup>-1</sup>.

### **3.4 Étude des variations de volumes de gaz de la période 2009–2010**

La période étudiée ne semble pas présenter de modification profonde des caractéristiques de la source acoustique liée au dégazage. Les détections continues sont constituées en grande majorité par des signaux impulsifs d'une fréquence moyenne de 1 Hz en provenance des deux cratères. Les détections PMCC sont trouvées tout au long de la période en provenance des deux cratères. Le calcul du volume de gaz associé au signal acoustique a

Period	Crater	Continuous detections		Impulsive signals		Percent impulsive/ continuous
		Gas volume-Bd3 (m <sup>3</sup> )	Gas flux (m <sup>3</sup> s <sup>-1</sup> )	Gas volume (m <sup>3</sup> )	Gas flux (m <sup>3</sup> s <sup>-1</sup> )	
29/04 - 02/01	B	1.20 10 <sup>10</sup> (44%)	559	2.48 10 <sup>9</sup> (45%)	116	21%
	M	1.53 10 <sup>10</sup> (56%)	711	2.98 10 <sup>9</sup> (55%)	139	19%
02/01 - 08/02	B	4.32 10 <sup>8</sup> (5%)	134	9.25 10 <sup>7</sup> (6%)	29	21%
	M	8.75 10 <sup>9</sup> (95%)	2708	1.49 10 <sup>9</sup> (94%)	462	17%
29/04 - 08/02	B	1.24 10 <sup>10</sup> (34%)	503	2.58 10 <sup>9</sup> (37%)	105	21%
	M	2.40 10 <sup>10</sup> (66%)	973	4.48 10 <sup>9</sup> (63%)	181	19%

TABLE 3.2 – Bilan des volumes de gaz concernant les signaux impulsifs d’une fréquence avoisinant 1 Hz détectés par la méthode de décomposition en ondelette sur les détections continues du mini-réseau, en provenance de Benbow (B) et de Marum (M). Les volumes sont calculés à partir de la puissance acoustique en considérant une source sonore monopolaire et hémisphérique, de rayon égal à 10 m. Les volumes totaux sont tout d’abord estimés à partir de l’ensemble du signal contenu dans les détections continues, dans la bande 0.8–2 Hz (Bd3), c’est-à-dire en incluant les signaux explosifs de nature impulsive et le signal inter-explosif. Ces volumes sont reportés en colonne 3 pour les différentes périodes (voir texte). Entre parenthèses est indiqué le pourcentage correspondant du volume de gaz pour chaque cratère, comparé à la somme des volumes des deux cratères pour la période considérée. Les flux volumiques de gaz, calculés à partir du volume et de la durée théorique pour chaque période sont également indiqués. Les bilans de volumes et flux basé sur le volume de gaz calculé uniquement sur la partie impulsive des signaux explosifs sont de même reportés en colonnes 4 et 5. Ces volumes ont été calculés à partir de la puissance acoustique selon le modèle monopolaire et avec un rayon de 10 m. Enfin, le pourcentage correspondant au volume de gaz "actif" (calculé sur les signaux impulsifs) par rapport au volume de gaz total calculé sur les détections continues dans la bande 0.8–2 Hz est indiqué pour chaque période et cratère en dernière colonne.

permis de mettre en évidence des poussées de volume de gaz, correspondantes à des augmentations puis diminutions rapides de volume, phénomène se produisant sur des durées supérieures à 2 jours (et donc à priori indépendantes des effets jour/nuit). Ces augmentations de volumes semblent se répéter de manière cyclique et sont surtout visibles pour Benbow. Dans cette partie nous nous appliquons à repérer ces périodes d’augmentation du volume de gaz, afin d’observer l’évolution de la durée et du temps de retour des périodes à fort volume. L’activité est ici supposée être en conduit ouvert sur l’ensemble de la période étudiée, ce qui est conforté par la présence d’anomalies MODIS détectée régulièrement (fig. 3.1). Les fluctuations de volume de gaz suivi en surface par les mesures acoustiques du mini-réseau microbarométrique d’Ambrym reflètent ainsi en théorie les variations de flux de gaz dans le réservoir.

Les volumes de gaz utilisés sont ceux calculés par la puissance acoustique avec un rayon de source monopolaire fixe égal à 10 m pour les deux cratères (fig. 3.20-B). Les figures

d'évolution de ce volume par heure, ainsi que de l'amplitude maximale et du nombre de détection de signaux impulsifs, et du volume de gaz par 10 s et par heure calculé sur les détections continues, sont éditées sur des intervalles de temps de 4 et 8 semaines, découpant l'ensemble de la période étudiée. Ces figures sont positionnées l'une en dessous de l'autre pour chacun des cratères, et les localisations des démarrages et arrêts des périodes à fort volume sont déterminées manuellement. La visualisation de l'ensemble des résultats, en plus du volume par heure associé aux signaux impulsifs, permet d'améliorer la détermination des bornes des périodes dans le cas où cette dernière n'est pas évidente. L'ensemble des bornes initiales et finales de chaque période est noté dans un fichier texte, qui est ensuite utilisé par un programme automatisé écrit en langage Matlab, qui édite tout un ensemble de figure de résultats concernant les caractéristiques des périodes à fort volume et celles à faible volume.

### 3.4.1 Détails de certaines périodes

Avant de présenter les résultats concernant les caractéristiques des périodes à fort volume de gaz, certaines périodes sont visualisées plus en détail. Des oscillations particulières sont tout d'abord repérées sur l'évolution du volume de gaz total par heure de Marum, du 23 au 27 Août 2009 et visibles en figure 3.23. Ces oscillations de volumes – calculés à partir des détections des signaux impulsifs sur les détections continues du mini-réseau – ont une période de 1 jour et se retrouvent également sur l'évolution du nombre de signaux impulsifs détectés par heure de données. Elles ne sont pas clairement identifiables sur l'évolution du volume de gaz total par heure en provenance de Benbow pendant la même période. Les valeurs de volumes de gaz de Benbow sont particulièrement faibles du 24 au 27 Août. Ces 4 périodes de variations de volume sur Marum sont très probablement causées par des perturbations atmosphériques, favorisant la propagation pendant la nuit plutôt que le jour (changement de direction du vent par exemple).

Les variations de nombre de signaux impulsifs et de volume total associées montrées en figure 3.24 pour Benbow et Marum sont en revanche indépendantes des éventuels effets jour/nuit. Il s'agit d'augmentation puis de diminution de volume sur une durée supérieure à un jour, chaque poussée étant généralement séparées d'une durée également supérieure à un jour. Ces variations sont parfois visibles simultanément sur les deux cratères, comme montré en fig. 3.24-b2 et b3. Il semble parfois exister deux échelles de variations. La période de fort volume visible pour Benbow du 23 Nov. au 5 Déc., contient des variations secondaires, correspondant à des augmentations puis diminutions de volume sur des périodes de 2 jours environ (fig. 3.25).

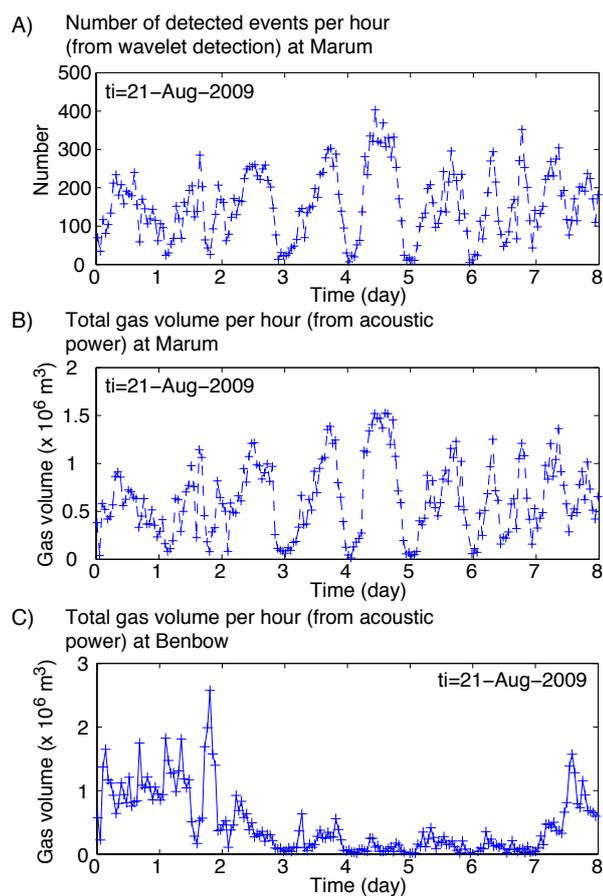


FIGURE 3.23 – Oscillations du nombre de signaux impulsifs détectés par heure sur Marum (A). Quatre oscillations successives sont visibles à partir du 23 Août, d’une période de 1 jour chacune. Les signaux impulsifs sont plus nombreux entre 06:00 et 20:00 UT, soit la nuit. Le volume de gaz, principalement influencé par le nombre de signaux, suit les mêmes oscillations (B). Ces dernières ne sont en revanche pas clairement identifiables sur les volumes de Benbow (C), particulièrement faibles à ce même moment.

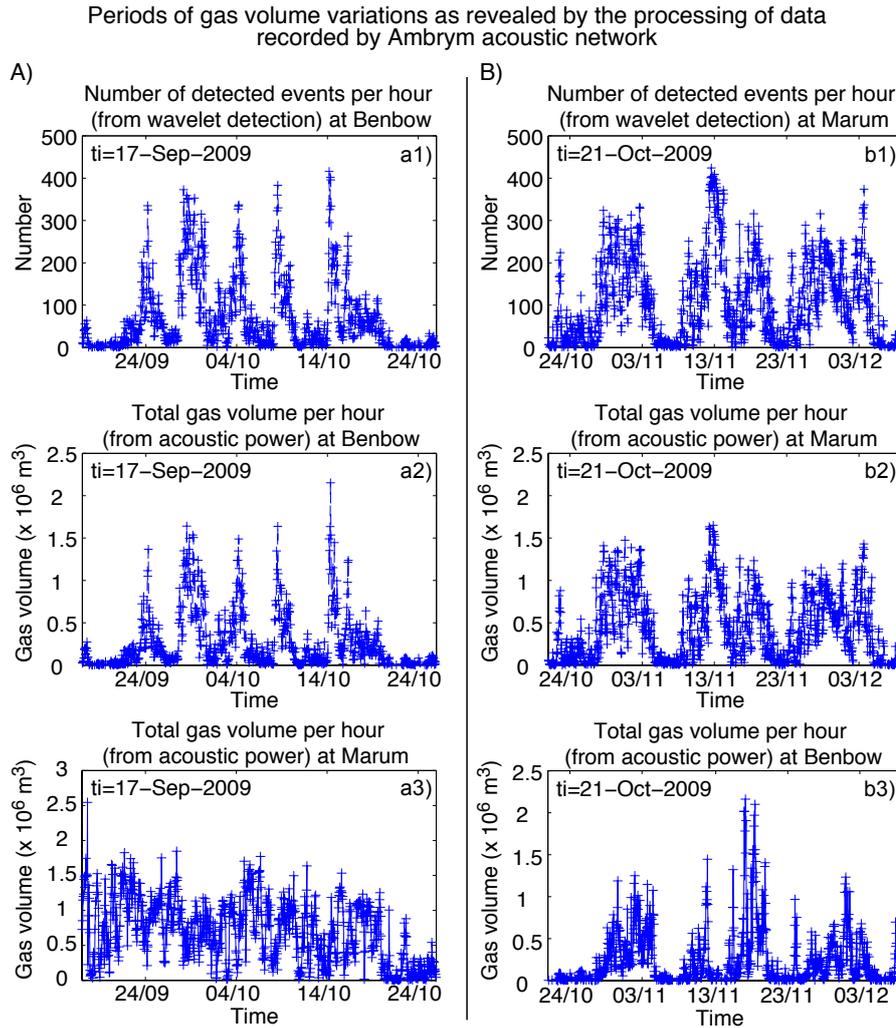


FIGURE 3.24 – Exemples d’augmentations plus ou moins cycliques de volume de gaz. (A) Période du 17 Sept. au 24 Oct. 2009 où des poussées régulières de nombre sont visibles sur Benbow (a1), ainsi qu’en conséquence des poussées de volume de gaz total (a2). Les intervalles à fort volume ont une durée comprises entre 30 et 100 h. Une observation rapprochée de la dernière augmentation de volume (à partir du 13 Oct.) montre qu’elle est constituée de deux sous-périodes d’augmentation, la première du 13 Oct. 22:24 au 15 Oct. 04:48 puis du 15 Oct. 21:36 au 20 Oct. 02:24. Les durées séparant les six périodes à fort volume sont comprises entre 17 et 91 h. L’observation du volume de gaz total par heure de Marum pendant la même période (a3) montre d’une part que les poussées de volumes mises en évidence sur Benbow ne sont pas un effet de la suppression de la simultanéité des détections continues du mini-réseau, et d’autre part que ce phénomène mis en évidence sur Benbow ne se produit pas en parallèle sur Marum. (B) Fluctuations du nombre de signaux impulsifs détectés par heure (b1) et du volume de gaz total par heure (b2) du 21 Oct. au 8 Déc. 2009 sur Marum, c’est-à-dire sur la période suivant celle montrée en (a3). Cinq augmentations de volume sont identifiables à première vue. Une observation rapprochée divise certaines périodes où des augmentations et diminutions sur une durée supérieur à 1 jour sont identifiables. Les périodes à fort volume de Marum coïncident avec celles de Benbow (b3). Des fluctuations particulières sont par ailleurs visibles du 23 Nov. au 5 Déc. sur les volumes de gaz de Benbow, et sont montrées en fig. 3.25.

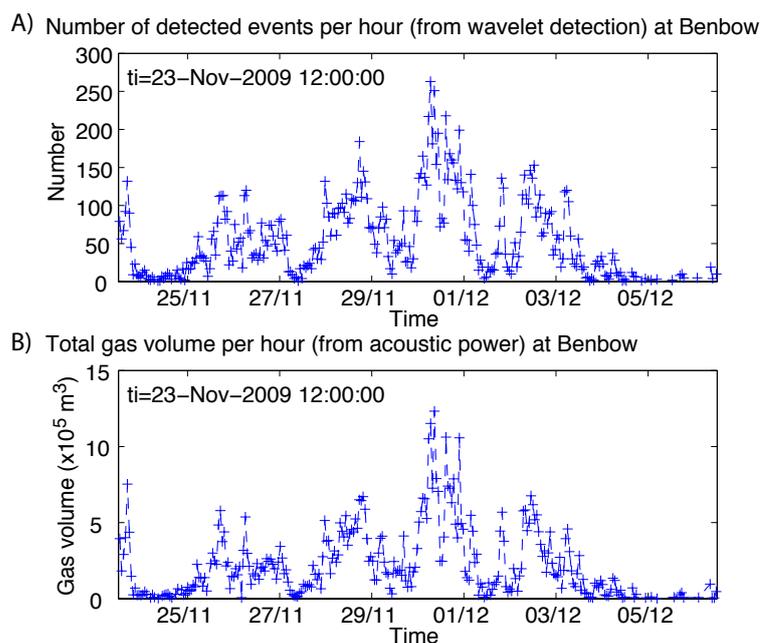


FIGURE 3.25 – Détail de la période à fort volume de Benbow du 23 Nov. au 5 Déc., visible en fig. 3.24-b3.

### 3.4.2 Caractéristiques des périodes à fort volume de gaz

Les résultats obtenus à partir de la localisation manuelle des poussées de volumes de gaz pour Benbow et Marum sont montrés en figure 3.26. Ces périodes sont traitées en considérant qu'elles sont le résultat d'un processus particulier et unique au cours de la période de mesure du mini-réseau. Notre but est d'estimer les caractéristiques moyennes de ces périodes afin de pouvoir émettre et tester des hypothèses quand à leur origine.

La durée moyenne des périodes à fort volume est de 58 h pour Benbow et un peu plus élevée pour Marum, soit environ 70 h. Les écarts-types associés sont de 24 h pour Benbow et 20 h pour Marum. L'évolution des durées des périodes montre une diminution progressive des durées de Benbow sur la période étudiée (fig. 3.26-A). Il est en revanche moins évident d'observer une tendance particulière à partir de l'évolution des durées de Marum. D'Août à Sept. 2009, le dégazage associés aux signaux impulsifs de Marum est plus ou moins élevé mais aucune période n'est clairement identifiable. La durée entre l'occurrence de deux périodes successives n'est pas particulièrement stable pour les deux cratères (fig. 3.26-B). Sa valeur moyenne est de 124 h pour Benbow, avec un écart-type élevé de 82 h. Pour Marum, le temps de retour est en moyenne de 150 h. Cette valeur prend en compte la période où, bien que le volume ne soit pas particulièrement faible, aucune poussée de gaz n'a pu être déterminée, au mois d'Août. En ôtant la valeur de temps de retour élevé associé à cette période, la durée moyenne devient proche de celle de Benbow avec une valeur 128 h et un écart-type de 89 h. Les volumes de gaz totaux sont reportés pour

Ambrym acoustic network data analysis - High gas volume periods - From 29-Avr-2009 to 8-Feb-2010

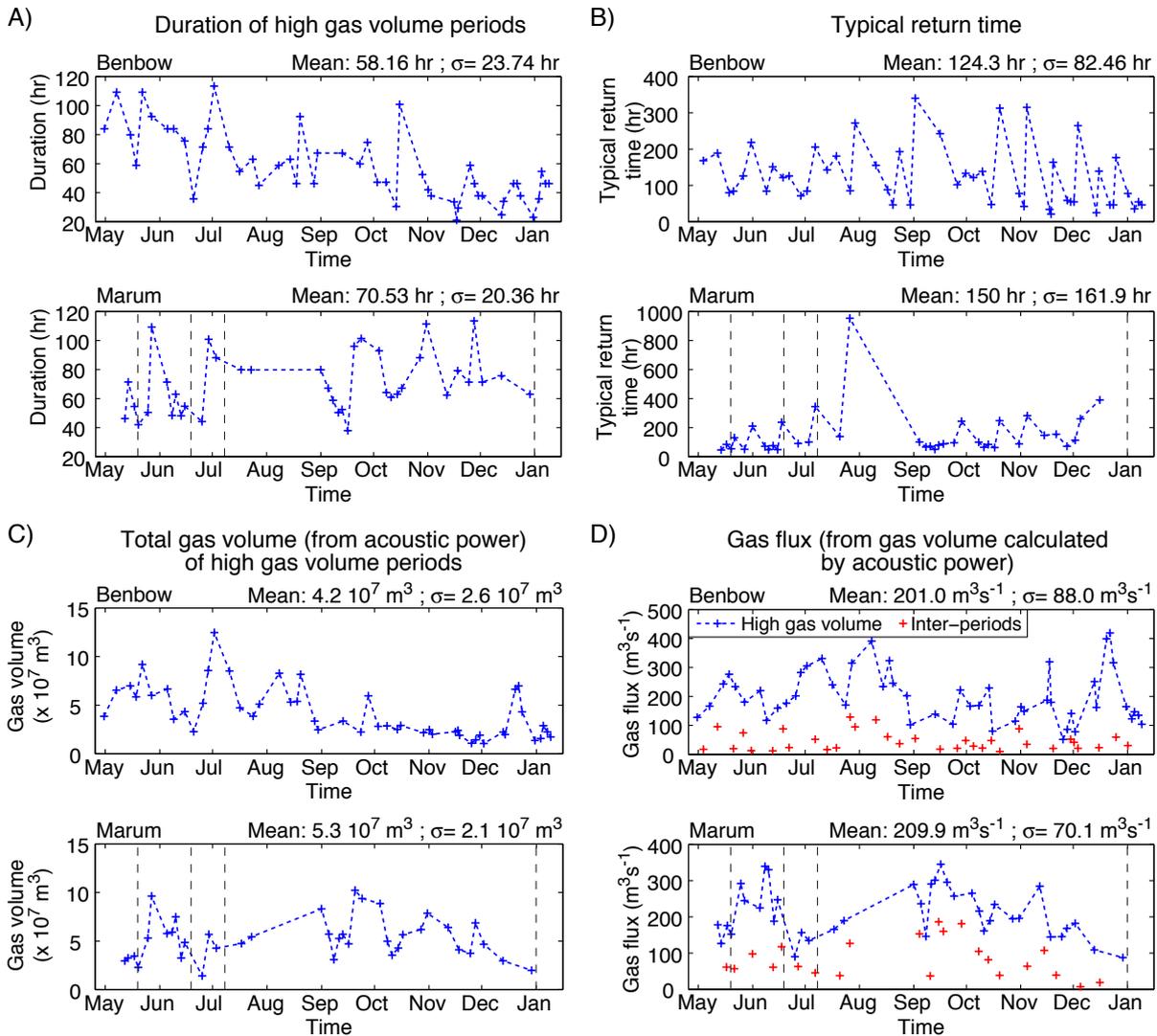


FIGURE 3.26 – Caractéristiques des périodes à fort dégazage actif pour Benbow et Marum. Ces périodes ont été repérées à partir de l'évolution du volume de gaz total par heure. Ce dernier a été calculé à partir des stacks des signaux impulsifs détectés par heure sur les détections continues du mini-réseau acoustique d'Ambrym, en utilisant le modèle de *Woulff and McGetchin (1976)* basée sur la relation reliant vitesse du gaz et puissance acoustique pour une source monopolaire. (A) Durées des périodes à fort dégazage actif. (B) Durées entre le démarrage de deux périodes successives. (C) Volume de gaz total par période de fort dégazage. (D) Flux de gaz correspondant, ainsi que le flux de gaz associé aux périodes à faible volume de gaz, situées entre les périodes à fort volume. Chaque valeur caractéristique des périodes à fort volume (durée, volume et flux) est positionnée au niveau de la borne temporelle inférieure des périodes. Les localisations des explosions isolées de forte amplitude de Marum ou bien du démarrage des phases d'activité strombolienne intense sont reportées par les lignes verticales en pointillés sur les graphes de Marum.

chaque période à fort volume identifiée (fig. 3.26-C). Le volume moyen des périodes est de  $4.2 \times 10^7 \text{ m}^3$  pour Benbow et  $5.3 \times 10^7 \text{ m}^3$  pour Marum. Ces volumes totaux par période moyens sont environ 5 fois plus élevés que les moyennes des volumes totaux par période de faible dégazage. Ces dernières sont de  $9.6 \times 10^6 \text{ m}^3$  pour Benbow et  $2.4 \times 10^7 \text{ m}^3$  pour Marum ( $1.4 \times 10^7 \text{ m}^3$  sans compter les volumes du mois d'Août). Les volumes totaux de Benbow suivent la même tendance que les durées des périodes, ils diminuent globalement au cours du temps. Une décroissance progressive du volume est visible sur Marum de fin Nov. à fin Décembre 2009. Le flux volumique de gaz associés aux périodes à fort dégazage actif est compris entre 50 et  $420 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$  pour Benbow et entre 100 et  $350 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$  pour Marum. Les valeurs moyennes sont d'environ  $200 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$  pour Benbow et du même ordre de grandeur,  $210 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ , pour Marum. Les flux volumiques associés aux périodes à faible volume sont en moyenne de  $45 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$  pour Benbow et  $84 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$  pour Marum.

Les azimuts et vitesses de propagation trouvées par PMCC ont par ailleurs été observés en parallèle des volumes de gaz. Ces paramètres ne varient pas significativement lors du passage d'une période de volume faible à une période de fort volume. Cela suggère que les fluctuations de volume de gaz ne sont pas associées à des effets de propagation du signal mais bien à la source.

En résumé, les caractéristiques des poussées de volumes ont les mêmes ordres de grandeur pour les deux cratères, ce qui appuie l'idée d'un mécanisme commun à l'origine de ces variations, qui se produirait dans le réservoir magmatique sous-jacent. Ces poussées sont observées à partir des détections du mini-réseau acoustique situé à 3.5 km des cratères. Elles correspondent vraisemblablement à une augmentation de l'activité des lacs de laves, c'est-à-dire du nombre de bulles de gaz, éventuellement de leur hauteur. Les observations de terrain font défauts pendant cette période pour contraindre d'avantage ce phénomène. Une période de mesure acoustique temporaire réalisée en Juil. 2009, sur une durée de 2 jours dans le cratère de Benbow, permet d'étudier plus en détail la détectabilité du mini-réseau et les éventuels effets de propagation jusqu'au mini-réseau. Cette étude est l'objet de la prochaine partie.

### **3.5 Comparaison des détections et volumes de gaz sur les mesures acoustiques rapprochées (cratère de Benbow) et éloignées (mini-réseau)**

Au cours d'une mission en Juillet 2009, une station acoustique équipée d'un microbaromètre a été installée le plus proche possible d'événements actifs des cratères d'Ambrym, tout

d'abord au niveau de Marum (du 7 au 9 Juil.) puis de Benbow (du 10 au 11 Juil.). Le but de ces mesures était d'effectuer une étude comparative avec les données enregistrées à 3.5 km de distance par le mini-réseau, afin de déterminer la proportion des signaux entendus par le mini-réseau, d'étudier l'effet de la propagation sur la forme d'onde des signaux, et d'estimer l'erreur sur le calcul du volume de gaz à partir des détections continues du mini-réseau.

La station a tout d'abord été installée en bordure de cratère de Marum, au niveau du Niri Maben Mbwelesu. Les mauvaises conditions météorologiques n'ont pas permis d'observer l'activité à l'intérieur du cratère, seul un rougeoiement, reflété dans les gaz, pouvait indiquer la présence de la lave au fond du cratère. Aucun signal caractéristique, spécifique du dégazage actif, n'a été observé dans les données, non continues par ailleurs à cause d'un problème d'alimentation. Les données de ce point de mesure étant difficilement exploitables, nous nous concentrons par la suite sur les données acquises au niveau de Benbow.

### 3.5.1 Observations de l'activité dans le cratère de Benbow

Le cratère de Benbow est composé de deux sous-cratères principaux (Nord et Sud), dans lesquels un ou plusieurs événements sont actifs. La station de mesure acoustique temporaire a été installée en bordure du sous-cratère Sud au niveau d'une terrasse située au Sud du sous-cratère. Trois sources de dégazage au total sont repérées dans le cratère de Benbow pendant la mission (fig. 3.27) : deux émissions depuis le cratère Sud et une depuis le cratère Nord.

L'événement actif instrumenté est situé à l'intérieur du premier sous-cratère Sud. Il correspond à une bouche d'environ 5 m de diamètre, dans laquelle la lave est plus ou moins visible. Des projections de fragments centimétriques à décimétriques de lave ont lieu régulièrement, toutes les 10 s en moyenne, parfois toutes les 1-2 s. Un nuage de gaz, d'une géométrie à volume sphérique, est libéré au moment des projections. Ce volume de gaz s'élève lentement, à une vitesse probablement inférieure à  $5 \text{ m s}^{-1}$ , et alimente un panache de gaz atteignant une hauteur de plus de 500 m, visible au dessus du cône de Benbow depuis le plancher de la caldeira. Le dégazage est vraisemblablement associé à l'éclatement d'une bulle peu surpressurisée, au sommet d'une colonne de magma affleurant plus ou moins à la surface. L'accumulation de scories forme un cône tout autour de l'événement, indiquant que ce type d'activité est en place depuis un certain temps. Les mesures ont été effectuées en bordure d'une terrasse au Sud de l'événement, à une distance estimée à 150 m de l'événement actif. La visibilité dans le cratère était faible au moment de l'installation. La lave et le panache de gaz au niveau de l'événement actif étaient néanmoins visibles mais à travers une atmosphère chargée en gaz. L'activité a pu être observée avec une bonne visibilité le 11/07 au niveau de la station temporaire, l'atmosphère environnant les panaches n'étant pas saturée en

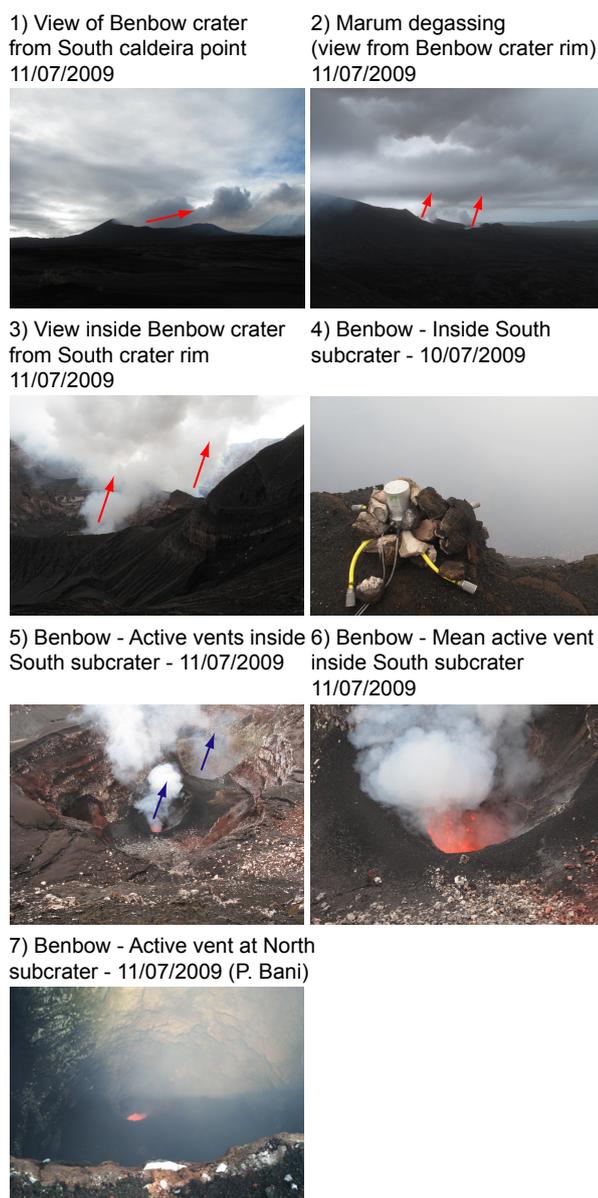


FIGURE 3.27 – Photographies illustrant l'état de l'activité volcanique observé lors de la mission de Juillet 2009. (1) Vue depuis un point d'observation dans la partie Sud de la caldeira vers l'édifice de Benbow. Un panache de gaz est visible (flèche). (2) Dégazage de Marum vu depuis la bordure du cratère de Benbow. Le Niri Maben Mbwelesu (droite) émet un panache de gaz, ainsi que et le Maben Mbwelesu et/ou le Mbwelesu (gauche). (3) Vue à l'intérieur du cratère de Benbow, depuis le Sud de la rime du cratère. On distingue les deux sous-cratères. Un panache de gaz s'échappe de chacun de ces deux sous-cratères (flèches). (4) Microbaromètre installé au bord du sous-cratère Sud. La visibilité au 10/07 ne permettait d'apercevoir l'événement actif que sporadiquement. (5) Vue à l'intérieur du sous-cratère Sud depuis le site d'installation de la station temporaire. Deux sources de dégazage sont visibles. La lave est visible au niveau de la plus importante, au centre. Un panache s'échappe également du gouffre situé à l'arrière plan. (6) Agrandissement sur l'événement central montré en (5). Un nuage de gaz est libéré en parallèle de la projection de fragments de lave. (7) Vue dans l'événement aux paroi verticale du sous-cratère Nord de Benbow. Un lac de lave aux dimensions variables est souvent observé à cet endroit. Au 11 Juil., l'activité, responsable du panache visible au second plan en photo (3), est plutôt faible. De la lave est visible dans un événement d'une dizaine de mètre de diamètre.

gaz. Aucun son n'était clairement audible lors des projections de lave, la direction du vent vers le Nord-Est, n'étant cependant pas favorable le 11/07 à leur perception.

Un dégazage est également observé dans le même sous-cratère Sud de Benbow, au niveau d'une dépression circulaire située à environ 40 m au Nord de l'événement actif précédemment décrit. Cette dépression présente des parois verticales et un diamètre d'à peu près 50 m. Le dégazage semble moins intense que celui de l'événement central.

Un panache de gaz est également produit par le sous-cratère Nord, au niveau d'un gouffre circulaire aux parois verticales de plus de 100 m de diamètre, dans lequel est habituellement observé un lac de lave de plus ou moins grande dimension. La lave est observée à l'intérieur d'un événement d'une dizaine de mètres de diamètre. L'activité n'y est pas très intense, peu de remous et de projections sont visibles. Le dégazage est en revanche continu et est à l'origine de la formation d'un panache de gaz visible au dessus du cône de Benbow depuis la caldeira.

### 3.5.2 Acquisition des données dans le cratère de Benbow

La station se compose d'un microbaromètre MB2000 (CEA-DASE) dont les caractéristiques sont identiques à celles des capteurs du mini-réseau (400s–40 Hz). Le numériseur correspond à un RefTek, modèle 130-01, 24 bits. La fréquence d'échantillonnage est de 100 Hz comme pour le mini-réseau. Les enregistrements sont stockés dans des fichiers horaires sous un format compressé. Un exécutable fourni par RefTek permet de les convertir en fichier DAT, puis une routine écrite en Matlab au format MAT.

La position de cette station temporaire, en moyennant 18 points de mesures GPS, est de  $168.1059^{\circ}\text{E}$ – $16.260^{\circ}\text{S}$ . La position moyenne du mini-réseau est quant à elle de  $168.1240^{\circ}\text{E}$ – $16.2818^{\circ}\text{S}$ . La distance entre les deux stations est ainsi estimée à 3100 m.

Les données sont enregistrées en continues du 10 Juil. 2009 01:29:45 au 11 Juil. 2009 23:39:43. Une première analyse de ces données révèle la présence de nombreux signaux impulsifs avec une forme d'onde caractéristique. Une première impulsion positive est en effet suivie par deux impulsions négatives successives (fig. 3.28). La période caractéristique des oscillations est de 0.55 s, soit une fréquence d'environ 1.81 Hz. Les caractéristiques de ces signaux (intermittence et pression acoustique) indiquent à première vue, qu'il s'agit très vraisemblablement des signaux générés par l'activité de l'événement observée en vue directe, à 150 m du capteur.

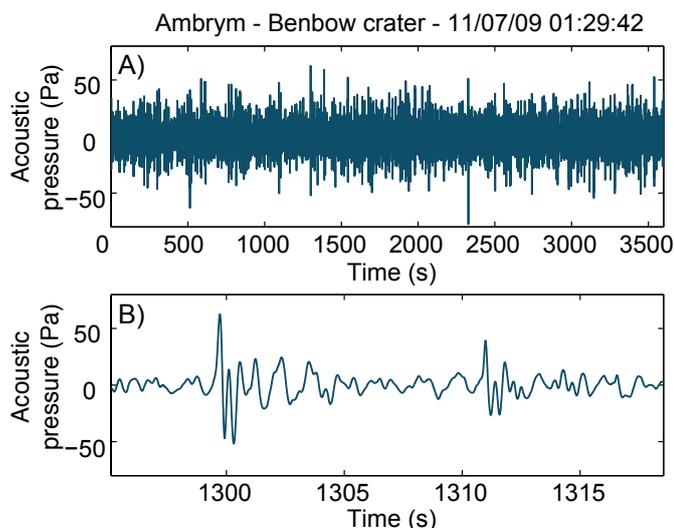


FIGURE 3.28 – Visualisation d'un échantillon de données acoustiques enregistrées en bordure de cratère. (A) Une heure de données à partir du 11 Jul. 2009, 01:29:42. Chaque pulse de pression est associé à un signal avec une forme caractéristique. (B) Exemple de signaux impulsifs provenant de l'échantillon montré en (A). Un premier signal impulsif d'amplitude supérieure à 50 Pa est visible vers 1299 s et un second de plus faible amplitude vers 1311s.

### 3.5.3 Caractéristiques des détections continues du mini-réseau acoustique

Les principaux résultats de la détection PMCC sur les données du mini-réseau sont montrés pour la période des deux jours de mesures effectuées en bordure de cratère. Les paramètres de la détection par PMCC sont les mêmes que ceux présentés en tableau 2.3, utilisés pour étudier la période de 2008 présentée précédemment. Pendant ces deux jours d'étude, les détections continues et non triées, provenant de Benbow et de Marum représentent respectivement 50% et 7% de la durée effective totale d'enregistrement, cette dernière ayant une valeur moyenne de 3558 s. Après tri pour supprimer les simultanités des détections, les pourcentages de la durée de détection sont de 46% et 6% pour Benbow et Marum respectivement. La très faible proportion de durée détectée sur Marum confirme les observations effectuées sur cet édifice au cours de la mission.

6 h de données sont par ailleurs manquantes du fait de pannes d'alimentation. La plus importante panne a lieu le 10 Jul. entre 18:02 et 22:12. Deux autres pannes concernent deux séries de données de 1 h chacune, toujours le 10 Jul. : la première à partir de 07:24 et la seconde à partir de 11:24. Seule la panne d'une durée de 4 h est signalée sur les graphes de résultats. Ces graphes concernent tout d'abord les vitesses de propagation, azimuts et fréquence PMCC des détections continues (fig. 3.29). Les vitesses et azimuts sont stables pendant les deux jours pour les deux cratères. Leurs valeurs sont néanmoins

Acoustic PMCC detection of continuous volcanic signals from Ambrym – 10/07/2009–11/07/2009

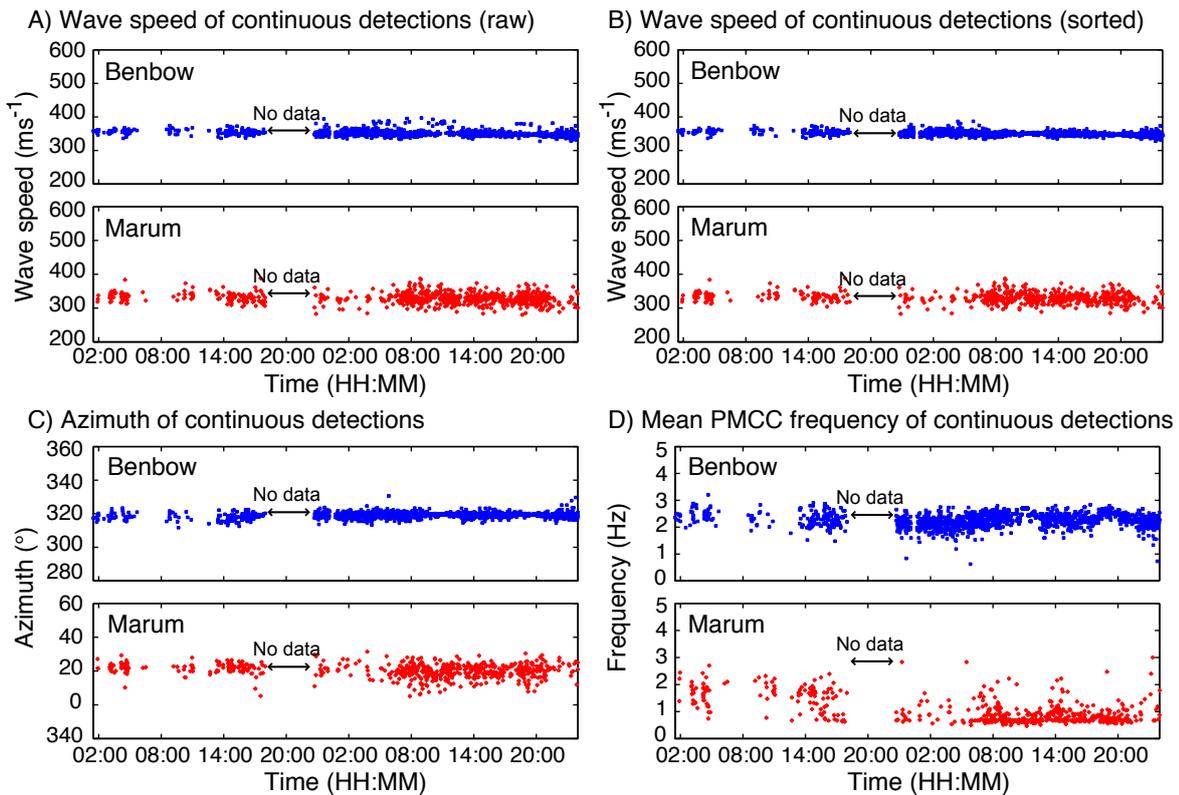


FIGURE 3.29 – Principaux résultats PMCC : vitesses de l'onde des détections des bulletins bruts (A) et triés (B) ; azimuts triés (C) et fréquence PMCC des détections continues triées (D). Le tri (i.e la suppression de la simultanéité) ne masque pas significativement l'activité d'un cratère au profit de l'autre. Les détections continues dont la vitesse est un peu excentrée de la moyenne sont de plus supprimées avec ce tri.

## Acoustic PMCC detection of continuous volcanic signals from Ambrym – 10/07/2009–11/07/2009

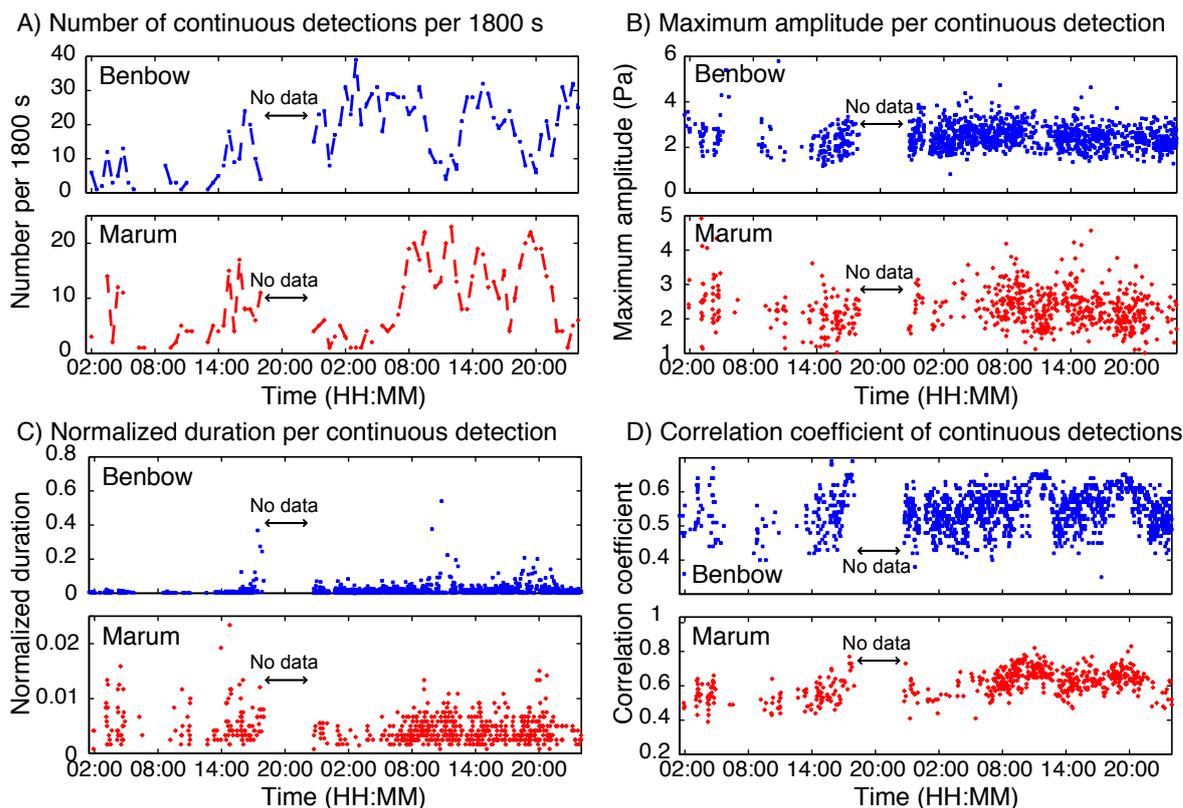


FIGURE 3.30 – Principaux résultats PMCC : nombre de détections continues par 30 min (A), amplitude maximum par détection continue (B), durée normalisée par la durée effective (C) et coefficient de cross-corrélation (D). Le nombre (A) et la durée normalisée (C) sont relativement faibles, particulièrement sur Marum. Trois périodes de plus longue durée se dessinent sur Benbow ; le 10 Jul. de 15:30 à 18:00 et le 11 Jul., de 09:00 à 13:00 puis de 17:00 à 22:00. L'amplitude maximale (B) et les coefficients de cross-corrélation (D) ne montrent pas de variations marquées, et ont des valeurs comparables pour les détections continues des deux cratères.

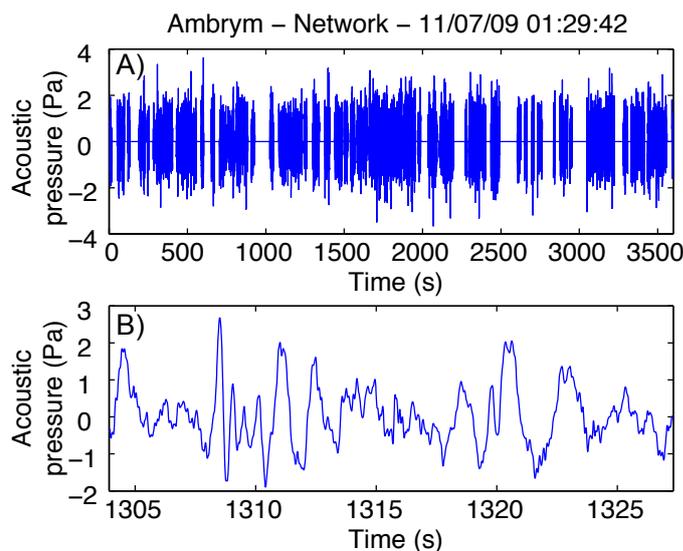


FIGURE 3.31 – Visualisation d'un échantillon de détections continues attribuées au cratère de Benbow et rassemblées dans un même vecteur. Chaque détection continue est obtenue par stack des trois voies au niveau des détections trouvées par la méthode PMCC. L'intervalle de temps d'une durée de 1 h correspond avec celui des données du cratère présentées en figure 3.28. Les détections continues comprises dans cet intervalle sont rassemblées dans un même vecteur et séparées par des zéros lorsqu'il n'y a pas de détection. (A) Une heure de données à partir du 11 Juil. 2009, 01:29:42. (B) Agrandissement dans une des détections continues de (A). Un signal impulsif est visible en particulier, vers 1308 s. Il est possible qu'il corresponde avec le signal impulsif enregistré sur la station du cratère vers 1299 s montré en figure 3.28-B. Le second signal impulsif apparaissant vers 1311 s sur les données de la station cratère n'est en revanche pas clairement identifiable sur le stack des données du mini-réseau. Des oscillations basse-fréquence d'amplitude comparable à celle du signal impulsif sont également visibles sur cet agrandissement (vers 1311 s et 1318 s). La fréquence de ces oscillations est comprise entre 0.3 et 0.8 Hz.

un peu plus dispersées pour Marum, ce qui pourrait indiquer une détermination moins précise des temps d'arrivées. Les vitesses de propagation des détections de Benbow sont comprises entre 328 et 387  $\text{m s}^{-1}$ , la valeur moyenne étant de 351  $\text{m s}^{-1}$ . Les azimuts associés indiquent une direction moyenne de 319°N et se répartissent entre 312 et 331°N avec un écart-type de 1.6°N. La fréquence PMCC des détections continues de Benbow est globalement comprise entre 2 et 3 Hz et est relativement stable (fig. 3.29-D). Les familles de pixels détectés sur Marum affichent une fréquence comprise entre 0.5 et 3 Hz. Les nombres de détections continues, amplitudes maximales, durées normalisées et coefficient de corrélation sont montrés en figure 3.30. Au début de la période, et ce jusqu'au 10 Jul. 15:30, les détections continues sont peu nombreuses ( $\leq 30$  par heure) et de courte durée ( $\leq 0.025$  en durée normalisée, soit  $< 80$  s en moyenne) pour les deux cratères (fig. 3.30-A et C). Entre 15:30 et 18:00, le 10 Jul., la durée et le nombre de détection augmentent sur Benbow tandis que seul le nombre de détection augmente sur Marum. La durée des détections continues de Marum demeurent inférieures à 0.025 sur l'ensemble de la période étudiée. Au cours du 11 Jul., le nombre de détection oscille aux alentours de 20 détections par 30 min sur Benbow et 10 détections par 30 min sur Marum. Deux intervalles associés à un faible nombre mais à une durée plus élevée sont alors repérables sur Benbow : de 09:00 à 13:00 puis de 17:00 à 22:00. La détection continue de durée maximale sur Benbow commence à 10:47 et dépasse 1800 s. Les amplitudes maximales ont une valeur moyenne de 2.45 Pa sur Benbow et fluctuent peu (fig. 3.30-B). L'écart-type associé est de 0.5 Pa. Les valeurs sont très légèrement inférieures pour les détections de Marum, avec une valeur moyenne de 2.29 Pa. Les coefficients de cross-corrélation (fig. 3.30-D) sont comparables pour les deux cratères et compris entre 0.4 et 0.8. L'évolution de leurs valeurs ne montre pas de tendance marquée au cours de la période. Les détections continues situées au niveau des deux intervalles de durée élevée du 11 Jul., indiqués précédemment, sont néanmoins obtenus avec une meilleure corrélation entre les données des trois voies acoustiques que les détections continues environnantes de plus faible durée.

La visualisation des détections continues de Benbow (fig. 3.31) permet de repérer des signaux impulsifs dont la forme d'onde est quasi-similaire à celle des signaux impulsifs présents dans les données de la station du cratère. La période caractéristique est d'environ 0.64 s, soit une fréquence de 1.56 Hz.

### 3.5.4 Analyse comparative des données de la station du cratère et du mini-réseau

Les détections continues et les données du cratère ont été filtrées entre 0.1 et 10 Hz. Pour faciliter la comparaison, les détections continues ont été rassemblées dans des vecteurs dont le temps initial et le temps final correspondent avec ceux des vecteurs de

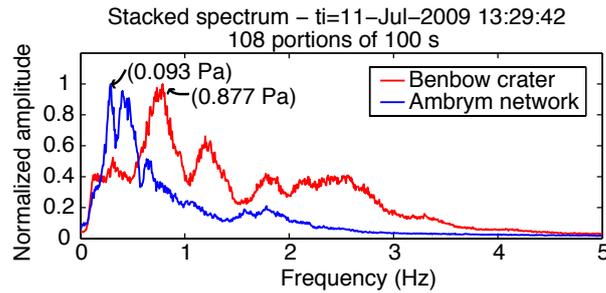


FIGURE 3.32 – Spectre fréquentiel obtenu à partir des données de la station du cratère et des détections continues du mini-réseau acoustique. Chaque spectre correspond à un spectre stacké. Ce dernier a été obtenu en moyennant 108 spectres, calculés par FFT sur des portions successives de 100 s de données débutant le 11 Juil. à 13:29. Il représente ainsi le spectre moyen de 3 heures de données. L'amplitude a été normalisée, l'amplitude maximale du spectre des données du cratère étant supérieure à celle du spectre des détections continues d'un facteur 9.4. Les détections continues sont caractérisées par des fréquences dominantes basses comprises entre 0.2 et 0.6 Hz. Le spectre décroît ensuite avec la fréquence. Une légère augmentation de fréquence est visible entre 1.5 et 2 Hz et pourrait être en relation avec les signaux impulsifs observés dans les détections continues. Au niveau du spectre calculé sur les données de la station du cratère, plusieurs fréquences caractéristiques sont repérables : l'amplitude maximale est atteinte vers 0.8 Hz, un maximum local d'amplitude est ensuite visible vers 1.2 Hz, puis vers 1.7 Hz. L'amplitude du spectre reste ensuite élevée entre 2 et 2.8 Hz puis décroît.

données continues enregistrées au niveau du cratère. Des valeurs nulles sont intercalées dans le vecteur continu au niveau des intervalles temporels ne comprenant pas de détection continue.

### 3.5.4.1 Contenu fréquentiel

La fréquence des signaux impulsifs repérés dans les détections continues du mini-réseau, d'environ 1.6 Hz, est plus faible que celle des signaux de forme comparable enregistrés en bordure de cratère et estimée à 1.8 Hz. Les détections continues du mini-réseau ont de plus une forte composante basse-fréquence ( $\leq 0.5$  Hz). La comparaison des spectres fréquentiels calculés sur des échantillons de trois heures de données de la station cratère et parallèlement sur les détections du mini-réseau (fig. 3.32), rend compte de ces différences fréquentielles.

### 3.5.4.2 Volume de gaz par 10 s et 30 min

Le volume de gaz est calculé à partir de la puissance acoustique sur les données du cratère et les détections continues du mini-réseau par fenêtre glissante de 10 s (sans recouvrement), dans les bandes de fréquence déterminées lors de l'analyse des données du

mini-réseau de 2008 (chapitre 2) : 0.1–0.5 Hz, 0.5–0.8 Hz, 0.8–2 Hz, 2–5 Hz et 5–10 Hz. Le rayon est fixé à 5 m, en considérant que la source soit effectivement l'événement actif observé en contrebas de la station acoustique dans le cratère de Benbow. Ces volumes par 10 s, intégrant le signal explosif et inter-explosif, peuvent permettre de repérer une modification de la source ainsi que la présence d'événement de forte intensité. Comme attendu étant donnée la différence de contenu fréquentiel entre les données (fig. 3.32), la répartition des volumes en fonction des fréquences n'a pas la même allure sur les données du cratère et sur les données du mini-réseau. Cette répartition est par ailleurs relativement stable au cours du temps. Les volumes de gaz totaux par 30 min (fig. 3.34-A), calculés à partir de la somme des volumes par 10 s, montrent que le volume de gaz mesuré par l'acoustique au niveau de la station du cratère, est prédominant dans la bande 0.8–2 Hz, suivie de près par la bande 0.4–0.8 Hz puis 2–5 Hz. Le volume associé à la bande basse-fréquence 0.1–0.4 Hz, est caractérisé par des valeurs proches de celles des trois précédentes bandes, voir supérieures, au début de l'enregistrement, jusqu'au 10 Jul. à 14:00, puis devient inférieur aux volumes des trois bandes jusqu'à la fin de l'enregistrement. A la bande 5–10 Hz, ne contenant à priori pas de signaux impulsifs, correspond un volume de gaz 2 à 3 fois plus faible que celui associé aux autres bandes de fréquence. Le dégazage détecté sur les données du mini-réseau acoustique, est quant à lui prédominant dans la gamme de fréquence 0.1–0.4 Hz et 0.4–0.8 Hz. Le volume associé à la bande 0.8–2 Hz, pourtant le plus élevé sur les données de la station du cratère, est légèrement inférieur à celui des deux bandes de plus faible fréquence (fig. 3.34-B).

### 3.5.4.3 Détection des signaux impulsifs

Afin de comparer en détail les caractéristiques des signaux impulsifs à environ 2 Hz enregistrés par la station du cratère et le mini-réseau, la détection automatique de ces signaux est effectuée. La méthode sélectionnée est celle basée sur la décomposition en ondelette (présentée en partie 1.2.2). Les paramètres utilisés sont indiqués dans le tableau 3.3. Ces paramètres sont identiques pour les données cratère et mini-réseau. La bande de décomposition de niveau 5, 1.56–3.12 Hz permet de mettre en valeur les signaux impulsifs des deux types de données. Le seuil de détection, égal à 2, est faible, les signaux impulsifs étant particulièrement bien mis en évidence par la décomposition (fig. 3.35). Les résultats de la détection automatique des signaux impulsifs sont montrés en figure 3.36 pour les données du cratère et en figure 3.37 pour les détections continues du mini-réseau. Le nombre de signaux impulsifs détectés sur les données du cratère varie peu au cours du temps (fig. 3.36-A). Il fluctue entre 146 et 189 événements par 30 minutes. La valeur moyenne est de 166 événements par 30 min, soit un événement impulsif en moyenne

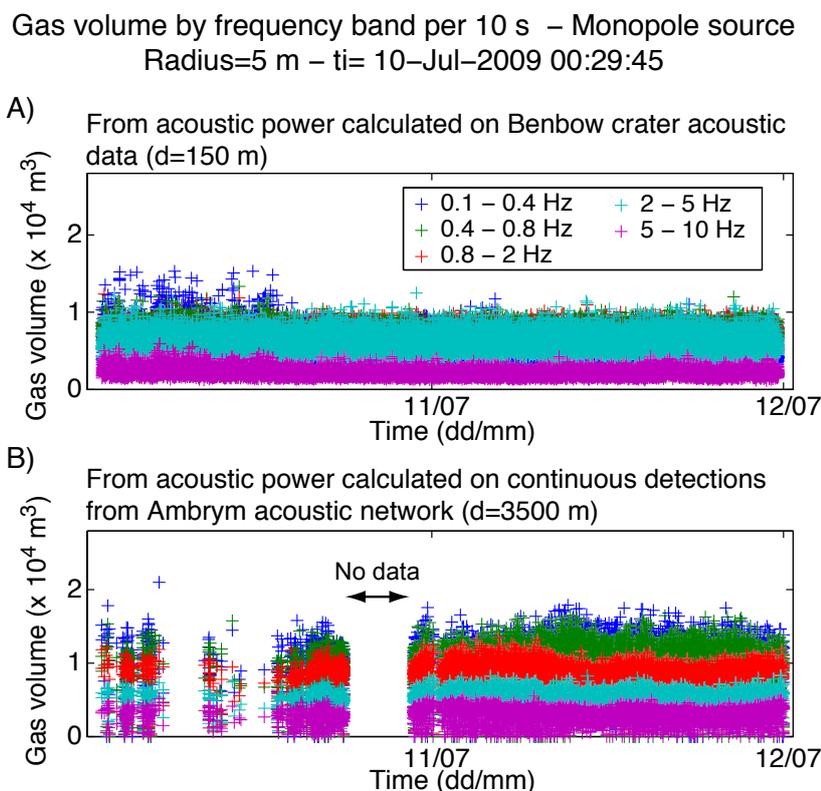


FIGURE 3.33 – Volumes de gaz par 10 s et par bandes de fréquence, calculés à partir de la puissance acoustique. Cette représentation permet de vérifier s’il existe des événements énergétiques de courte durée ainsi qu’une éventuelle modification de la fréquence de la source de dégazage. (A) Volumes de gaz calculés sur les données de la station cratère. La répartition des valeurs de volumes par bande de fréquence forme des zones dont l’enveloppe supérieure et inférieure sont stables, hormis quelques valeurs dans la bande de plus basse fréquence, 0.1–0.4 Hz, se démarquant le 10/07 de 01:29 à 14:00. (B) Volumes de gaz calculés sur les stacks des détections continues du mini-réseau acoustique. La répartition des volumes en fonction de la bande de fréquence n’est pas la même que celle des données de la station cratère. Le volume est d’autant plus important que la bande de fréquence correspondante est basse.

Automatic detection parameters :

Wavelet decomposition with variable LTA and waveform criteria

$f_{min}$	$f_{max}$	LTA	STA	Level	$f_{dec}$	Thr.	$P_{pos}/P_{neg}$	$P_{neg}/P_{pos}$	First $P_{pos}$
2 Hz	2 Hz	30 s	0.5 s	5	1.56–3.12 Hz	2	1000	1000	0.70

TABLE 3.3 – Paramètres utilisés pour la détection par ondelette des signaux impulsifs visualisés sur les données de la station du cratère de Benbow et sur les détections continues (se référer à la section 1.2.2.6 pour la signification des paramètres).

Gas volume by frequency band per 30 min – Monopole source  
Radius=5 m – ti= 10-Jul-2009 00:29:15

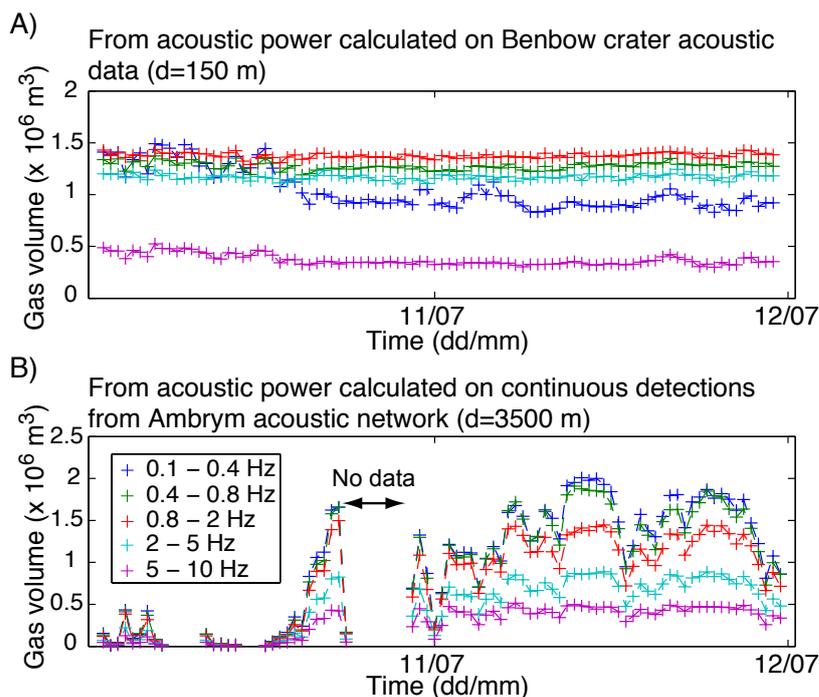


FIGURE 3.34 – Volumes de gaz par 30 min et par bandes de fréquence, calculés à partir de la puissance acoustique. (A) Volumes de gaz calculés sur les données de la station cratère. Comme noté sur les volumes par 10 s (fig. 3.33-A), les volumes sont relativement stables au cours de la période de mesure, pour les composantes fréquentielles comprises entre 0.4 et 10 Hz. Le volume de la bande 0.1–0.4 Hz varie légèrement. De valeurs élevées, parfois supérieures à celles des volumes des autres bandes, le 10/07, de 01:29 à 14:00, ses valeurs deviennent plus faibles que celles des trois bandes de la gamme 0.4–5 Hz du 10/07 14:00 jusqu'à la fin de la période étudiée. (B) Volumes par 30 min calculés sur les stacks des détections continues du mini-réseau acoustique. Les volumes correspondant à la gamme de fréquence 0.1–0.8 Hz sont prédominants, puis, par ordre de valeurs décroissantes apparaissent les volumes de la bande 0.8–2 Hz, 2–5 Hz, puis 5–10 Hz. Les variations de volumes semblent suivre celles de la durée normalisée par détection continue (fig. 3.30-C).

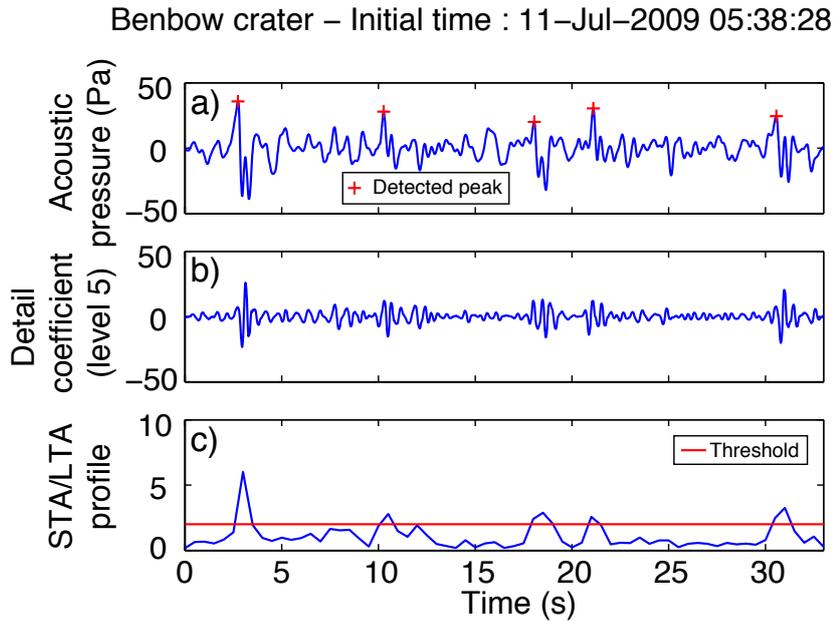


FIGURE 3.35 – Exemple de détection utilisant la décomposition en ondelette sur les données de la station cratère de Benbow. (a) Echantillon de données sur lequel cinq signaux impulsifs sont visibles. (b) Reconstruction de la décomposition en ondelette de niveau 5. (c) Profil STA/LTA réalisé sur la représentation en ondelette (b), avec une fenêtre STA de 0.5 s et une fenêtre LTA plus longue d'un facteur 60. Un seuil d'une valeur de 2 permet de détecter les 5 signaux visibles en (a).

toutes les 11 s (fig. 3.36-A et D). Les nombres sont légèrement plus faibles en début de période, le 10 Jul. de 01:29 à environ 14:00 avec une moyenne de 160 signaux par 30 min ; tandis qu'après 14:00 et jusqu'à la fin de la période de mesure, la valeur moyenne est de 170 signaux par 30 min. La plage de valeur de la pression acoustique maximale de ces signaux s'étend entre 1 et 97 Pa, la valeur moyenne étant de 25 Pa (fig. 3.36-B). L'écart temporel moyen entre le premier maximum d'amplitude et l'extremum négatif qui le suit est de 0.27 s, soit une fréquence équivalente de 1.85 Hz (fig. 3.36-C). L'évolution de cet écart ne montre pas de variation particulière au cours de la mesure. 6% des valeurs sont supérieures à 0.5 s. Ces valeurs trop élevées peuvent résulter d'une mauvaise détection du pic positif de l'impulsion. Les durées minimale et maximale trouvées entre deux signaux successifs sont respectivement de 1 et 73 s.

Le nombre de signaux impulsifs détectés dans les détections continues PMCC du mini-réseau est de 5582, soit 36% du nombre trouvé sur les données du cratère (fig. 3.37-A). Après la panne de 4 h, à partir du 10 Jul. 22:00, cette proportion atteint 56%. Une augmentation importante du nombre est visible le 10 Jul. : il passe de 25 événements par 30 min à 15:00 à 125 signaux par 30 min à 17:30. Après la panne d'une durée de 4 h, le nombre augmente en moyenne progressivement du 10 Jul. 22:00 au 11 Jul. 06:00, de 40

Results of wavelet detection on acoustic data from Benbow crater recording station -ti= 10-Jul-2009 00:29:48

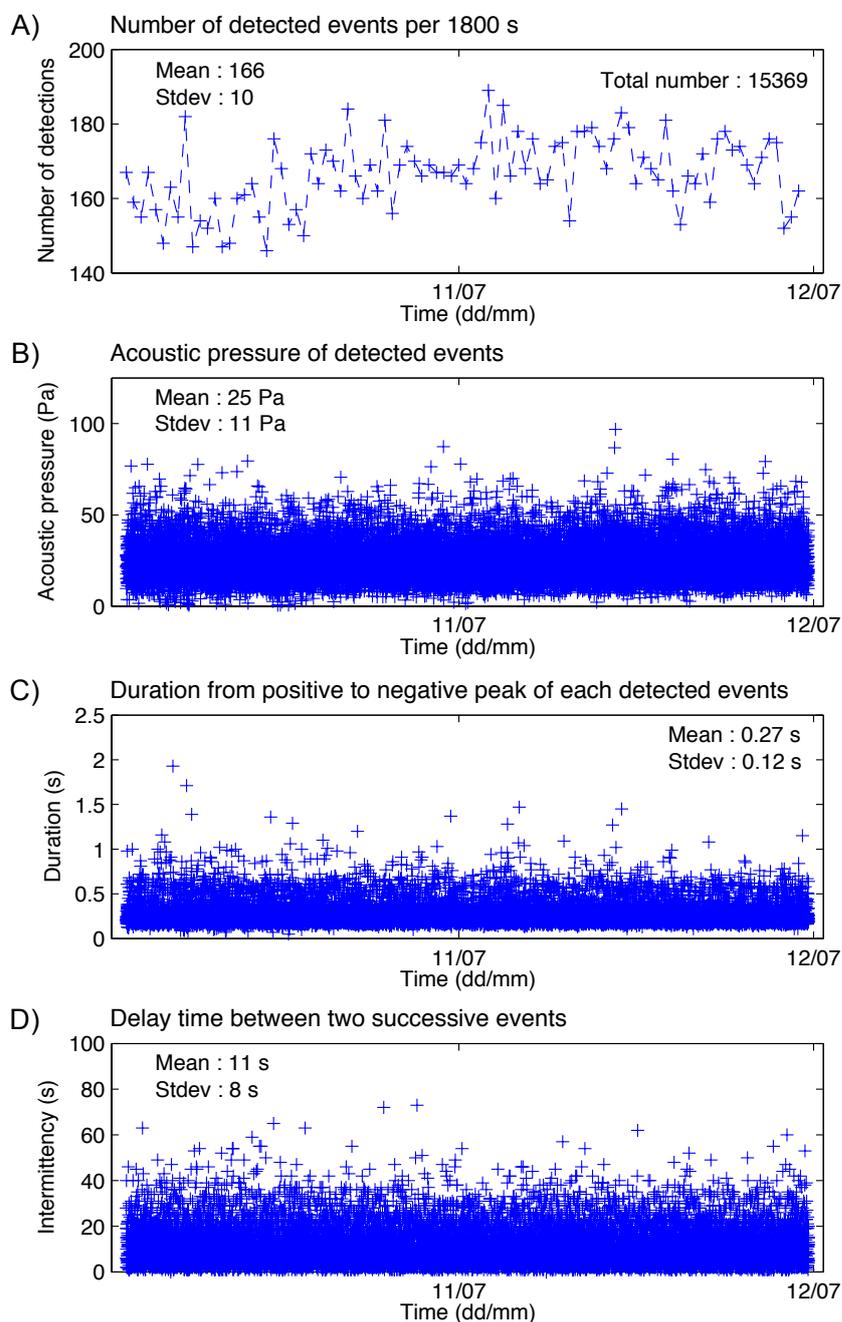


FIGURE 3.36 – Résultats de la détection des signaux impulsifs des données de la station du cratère de Benbow. (A) Nombre de détection par 30 min. (B) Pression acoustique maximale de la première impulsion positive de chaque signal détecté. (C) Écart de temps entre la position du maximum d’amplitude de la première impulsion positive et celle du minimum d’amplitude de l’impulsion négative qui suit. (D) Durée entre deux signaux impulsifs successifs.

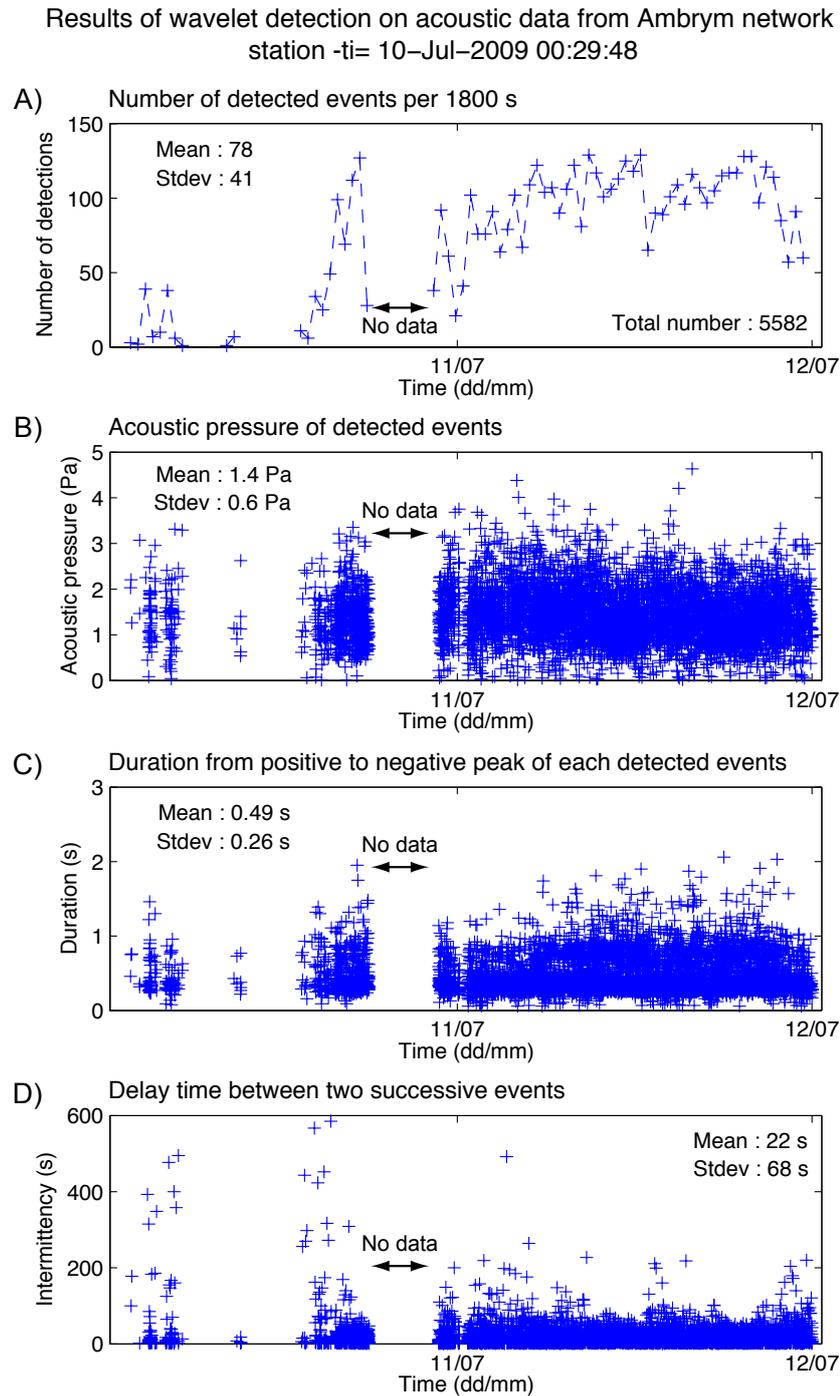


FIGURE 3.37 – Résultats de la détection des signaux impulsifs à partir des les stacks des détections continues trouvées en provenance de Benbow sur les données du mini-réseau. (A) Nombre de détection par 30 min. (B) Pression acoustique maximale de la première impulsion positive de chaque signal détecté. (C) Ecart de temps entre la position du maximum d'amplitude de la première impulsion positive et celle du minimum d'amplitude de l'impulsion négative qui suit. (D) Durée entre deux signaux impulsifs successifs.

à 100 signaux par 30 min, puis demeure élevé jusqu'à la fin de la période d'étude, entre 60 et 130 signaux par 30 min. Ces observations du nombre de signaux impulsifs détectés sont cohérentes avec celles des évolutions du nombre et de la durée des détections continues PMCC (fig. 3.30), ces dernières étant probablement entraînées par l'occurrence des signaux impulsifs. L'intermittence moyenne est de 22 s en considérant la totalité de la période de mesure, et de 18 s sur la période située après la panne de 4 h (fig. 3.37-D). La pression acoustique associée au premier pic positif du signal ne dépasse pas 5 Pa, elle est en majorité comprise entre 0.5 et 2.5 Pa (fig. 3.37-B). Les signaux sont caractérisés par une durée moyenne entre le maximum positif de l'impulsion et son minimum négatif associé de 0.49 s, soit presque le double de l'écart moyen des signaux détectés sur les données de la station du cratère (fig. 3.37-C). L'histogramme de ces valeurs (fig. 3.38-B) révèle cependant une distribution bimodale des écarts temporels entre le pic positif et négatif : l'écart de la majorité des signaux se situe aux alentours de 0.3 s, tandis qu'une partie des signaux affiche un écart d'environ 0.75 s. Un examen attentif des formes d'ondes détectées montre que la partie négative des signaux impulsifs n'a pas une forme bien conservée comme pour celle des signaux détectés au niveau de la station du cratère. Le premier pic négatif qui suit l'impulsion positive a tendance à être atténué. Quelques exemples de formes de signaux impulsifs détectés sur les stacks des données du mini-réseau, comparées à celle des détections de la station du cratère, sont présentées en figure 3.39. La recherche de la détection commune sur les données de la station du cratère est ici effectuée à partir de la détection sur le mini-réseau, sur une fenêtre de 0.8 s centrée sur la détection, après avoir mis en phase les données du cratère et celles contenant les détections continues, découpées par tranche de 4 h. La mise en phase est réalisée selon le délai temporel correspondant au meilleur coefficient de cross-corrélation. Ces exemples montrent d'une part que la forme d'onde n'est pas toujours bien conservée, surtout au niveau de la partie négative qui suit la première impulsion positive, et d'autre part que la longueur d'onde de l'oscillation impulsive des détections du mini-réseau est généralement plus élevée que celle des détections des données de la station cratère. Par ailleurs, la localisation automatique de l'impulsion positive, effectuée en recherchant l'amplitude maximale au niveau de la fenêtre STA (voir partie 1.2.2.5), semble être parfois associée à une oscillation basse-fréquence de forte amplitude située devant la première impulsion du signal impulsif, comme illustré en figure 3.40.

Les formes d'onde stackées des détections, en moyennant l'ensemble des détections par tranche de 30 min de données, sont également représentées en figure 3.41. Les stacks des détections trouvées dans les données de la station du cratère ont une forme remarquablement constante du démarrage de l'impulsion positive à la fin de la coda, soit sur une durée de 3 s, et ce pour la totalité de la période de mesure. L'amplitude moyenne de ces stacks

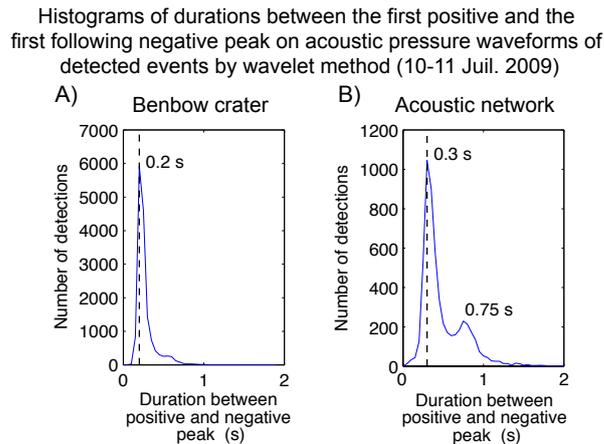


FIGURE 3.38 – Histogramme de l'écart temporel entre l'amplitude maximale de la première impulsion positive détectée et le pic négatif qui suit. (A) Pour les détections de la station cratère, les durées entre les impulsions positive et négative sont en grande majorité comprises entre 0.1 et 0.5 s. (B) Celles associées aux détections des stacks du mini-réseau sont majoritairement comprises entre 0.1 et 0.6 s. Un groupe de détection est cependant caractérisé par une durée plus élevée, entre 0.6 et 1 s, formant un pic à 0.75 s au niveau de l'histogramme.

par 30 min atteint 28 Pa. Les détections des signaux impulsifs au niveau du mini-réseau sont moins nombreuses, 9 des stacks présentés correspondent par exemple au moyennage de moins de 4 signaux impulsifs détectés. Le rapport signal sur bruit apparaît ainsi plus élevé. L'amplitude maximale de l'impulsion positive des stacks est comprise entre 1 et 2.3 Pa. Sur les stacks provenant des données de la station du cratère, la forme d'onde située après l'impulsion positive est notamment caractérisée par deux pics successifs et bien définis d'amplitude négative. La partie située après l'impulsion positive est au contraire fortement atténuée sur les stacks des détections du mini-réseau. L'atténuation de la partie négative sur les détections provenant du mini-réseau acoustique peut indiquer que cette partie du signal soit générée par une source sonore de nature plutôt dipolaire, tandis que la première impulsion est supposée être produite par une source de nature monopolaire, liée à l'arrivée de la bulle de gaz en surface.

Bien que l'activité de Benbow semble continue et stable au regard des données acoustiques de la station du cratère, elle n'est pas détectée de façon uniforme par le mini-réseau acoustique d'Ambrym. En particulier, très peu de détections sont trouvées pour la période du 10 Jul. de 01:29 à 15:00 sur les données du mini-réseau (aucune à 40 par 30 min), alors que les données enregistrées sur la station cratère sur le même intervalle temporel montrent une activité explosive soutenue (environ 160 par 30 min soit une explosion tous les 11 s).

La détection par ondelette n'est pas aussi performante sur les données correspondant aux détections continues du mini-réseau, que sur celles de la station du cratère. Afin d'ob-

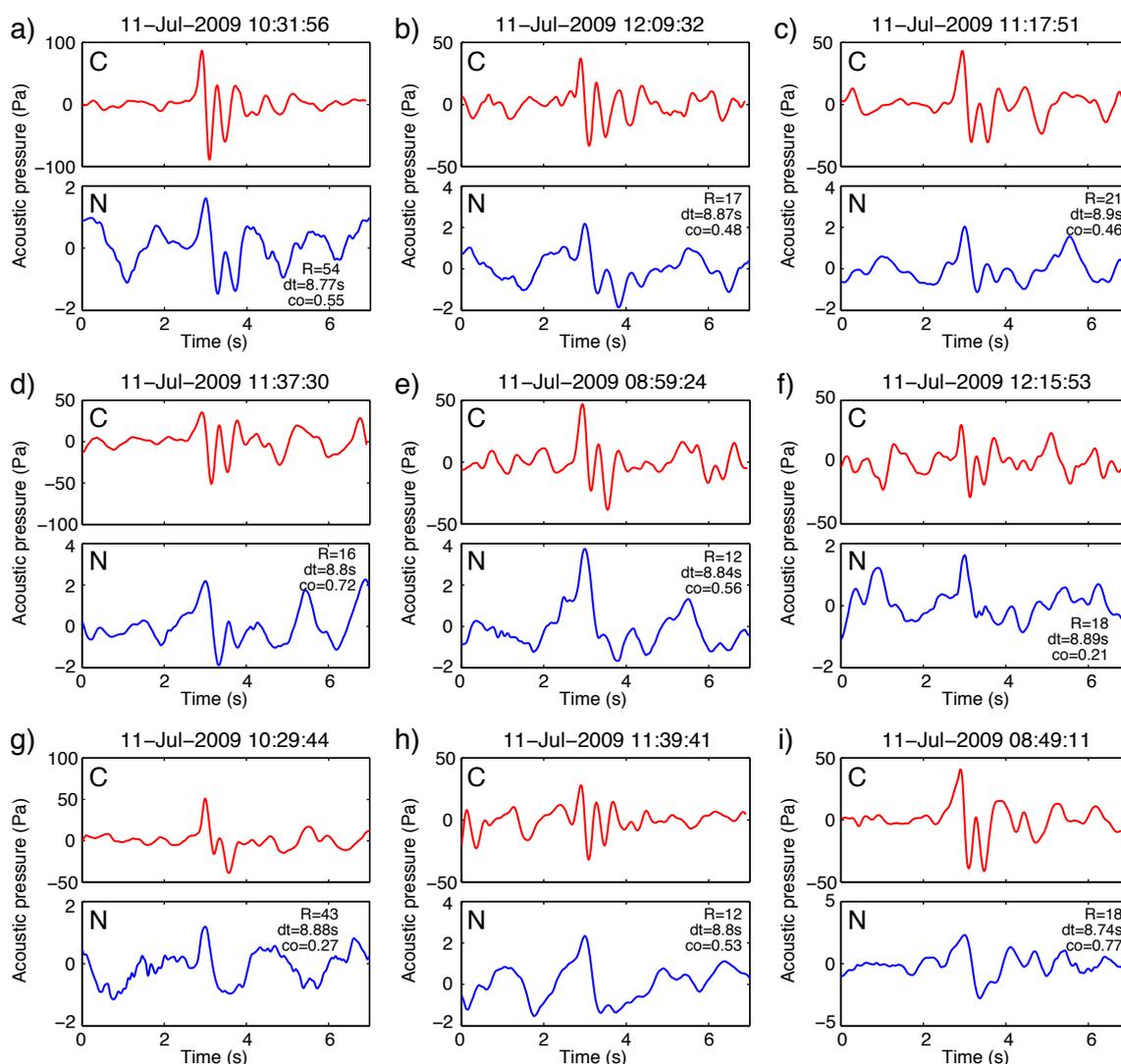


FIGURE 3.39 – Quelques exemples de formes d’ondes impulsives détectées sur les données de la station du cratère et en parallèle sur les détections continues du mini-réseau (désignées respectivement par un C pour cratère et N pour network). Sur chaque graphe des formes d’ondes au niveau du mini-réseau (N), sont précisés le rapport d’amplitude R, entre les deux pics maximum d’amplitude (cratère vs mini-réseau), le délais temporel dt entre ces deux pics maximum et le meilleur coefficient de cross-corrélation co permettant de mettre en phase les deux formes d’ondes. (a) Forme assez bien conservée. L’amplitude des oscillations négatives est néanmoins atténuée sur la détection provenant du mini-réseau. La longueur d’onde de l’impulsion est plus élevée sur la détection du mini-réseau. Mêmes constats en (b-d), avec une partie négative du signal moins bien corrélée sur les détections du mini-réseau par rapport à celle des détections de la station cratère. (e-i) L’oscillation négative est particulièrement atténuée sur les formes d’onde détectées dans les stacks du mini-réseau.

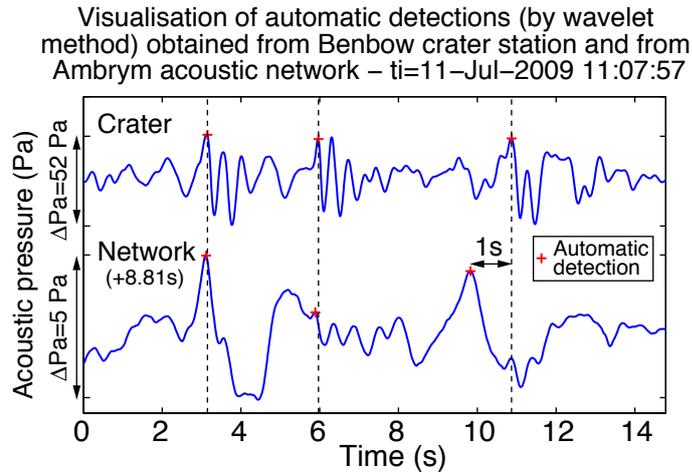


FIGURE 3.40 – Exemple de mise en phase des données de la station du cratère avec celles des détections continues du mini-réseau, au niveau de trois détections de signaux impulsifs (croix rouges). Les deux premiers signaux détectés dans les données cratère se retrouve dans le stack des détections continues du mini-réseau avec un temps de retard approchant 8.81 s, tandis que la troisième détection apparait avec 1 s d’avance sur le stack du mini-réseau. L’oscillation basse-fréquence énergétique a peut-être masquée l’arrivée de l’impulsion positive associée à l’éclatement de la bulle détectée sur les données de la station du cratère.

tenir les caractéristiques moyennes de la propagation acoustique entre les deux stations, c’est-à-dire, le temps de propagation et l’atténuation de l’amplitude, les détections provenant des données de la station du cratère sont dans un premier temps considérées comme détections potentielles sur les détections continues. Pour cela, les données du cratère et celles contenant les détections continues, découpées par tranches temporelles continues de 4 heures, sont préalablement mises en phase par cross-corrélation. Les matrices de données regroupant les détections continues du mini-réseau par 4 h pour la période du 10 Jul. de 01:29 à 13:29, ne sont pas considérées, le nombre de détection étant trop faible pour obtenir une cross-corrélation convenable avec les données associées de la station du cratère. Les décalages temporels obtenus par meilleure cross-corrélation des matrices de détections continues du mini-réseau par 4 h de la période du 10 Jul. 13:29 au 11 Jul. 23:39 avec celles des données de la station du cratère, sont compris entre 8.71 et 8.85 s (tab. 3.4). En considérant ces valeurs limites de délais temporel et des vitesses de propagation variant entre  $320$  et  $390 \text{ m s}^{-1}$ , comme calculées par PMCC sur les détections continues en provenance de Benbow (fig. 3.29), la distance stations cratère–mini-réseau se trouve être comprise entre 2787 et 3451 m. La distance entre les deux stations étant fixe, les différents délais temporels obtenus par cross-corrélation sont en fait supposés être liés à des variations de la vitesse de propagation. En fixant la distance à 3100 m, comme estimée à partir des coordonnées GPS, les vitesses de propagation, en considérant les

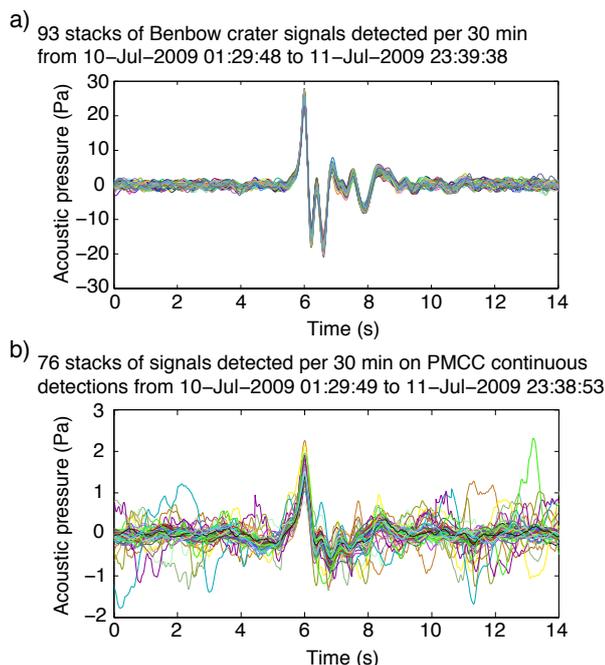


FIGURE 3.41 – Formes d’onde moyennées des signaux impulsifs détectés par fenêtre de 30 min, sur l’ensemble de la période d’étude. (a) Formes d’ondes moyennées obtenues à partir des détections de la station du cratère, soit à partir de 55 à 189 détections par stacks (voir fig. 3.36-A). (b) Formes d’onde moyennées à partir des détections des signaux impulsifs dans les stacks des données du mini-réseau. Chaque stack est obtenu à partir de 1 à 127 détections (voir fig. 3.37-A).

délais temporels maximum, moyen et minimum, sont respectivement de 350, 353 et 356  $\text{ms}^{-1}$ . Elles varient peu en d’autres termes, mais constituent des moyennes, le meilleur coefficient de cross-corrélation entre les données des deux stations étant associé au délai temporel permettant de mettre en phase la majorité, mais pas forcément la totalité, des signaux impulsifs contenus dans les matrices de 4 h.

La localisation des détections obtenues sur les données de la station du cratère est utilisée sur les données contenant les stacks du mini-réseau, préalablement mise en phase avec celle de la station du cratère, selon le délai temporel indiqué pour chaque vecteur de 4 h de données, en tableau 3.4. Pour chaque matrice de données de 4 h, sont également indiqués dans ce tableau, le nombre de détections des signaux impulsifs sur les données des deux stations, le coefficient de cross-corrélation associé à la mise en phase ainsi que le pourcentage représentant la durée des détections continues du mini-réseau par rapport à la durée d’enregistrement, en ne prenant pas en compte la durée associé à la panne d’un peu plus de 4 h du mini-réseau (le 10 Jul. de 18:02 à 22:12). Ce pourcentage de la durée détectée est proportionnelle au nombre de détections des signaux impulsifs sur les stacks des détections continues du mini-réseau, ce qui peut indiquer que les détections continues PMCC sont bien liées à la présence des signaux impulsifs dans les données du mini-réseau.

Une fenêtre temporelle de recherche, centrée sur le temps associé à chaque détection des

Initial time (2009)	Number of detected impulsive events		Delay s	Cross-correlation coefficient	Detected duration on network %
	C	N			
10/07 13:29:43	1340	428	8.72	0.199	38.6
10/07 17:29:43	174	130	8.71	0.185	97.9
10/07 21:29:43	1103	359	8.74	0.103	40.8
11/07 01:29:43	1397	681	8.72	0.245	59.7
11/07 05:29:43	1367	861	8.78	0.279	76.1
11/07 09:29:43	1382	872	8.81	0.265	88.3
11/07 13:29:43	1323	804	8.83	0.227	77.7
11/07 17:29:43	1380	937	8.85	0.242	92.5
11/07 21:29:43	720	394	8.85	0.230	60.2

TABLE 3.4 – Résultats des détections des signaux impulsifs par matrices de données (méthode de détection utilisant la décomposition en ondelette). Le temps initial (première colonne) est celui de la matrice de données de la station du cratère. Pour chaque matrice de données, le nombre de détections des signaux acoustiques est indiqué pour les données de la station du cratère (C), ainsi que pour celles du mini-réseau (N pour Network). Les détections de la station du cratère trouvées pendant la panne du mini-réseau, le 10 Jul. de 18:02 à 22:12 ne sont pas prises en compte, d'où le nombre plus faible de détection pour les deux matrices concernées (17:29 et 21:29). Par ailleurs, la dernière matrice de données a une durée inférieure à 4 h, l'enregistrement prenant fin le 11 Jul. à 23:39:43.

données de la station du cratère, permet de retrouver le pic d'amplitude maximum dans les données du mini-réseau. L'amplitude maximale est recherchée à  $\pm 1$  s de la position de l'impulsion positive détectée dans les données de la station du cratère. Le délai temporel autorisé entre l'occurrence du signal impulsif dans les données du cratère et les stacks du mini-réseau sont ainsi compris entre 7.71 et 9.85 s, ce qui représente une gamme de variation de la vitesse de propagation, en fixant la distance inter-station à 3100 m, entre 315 et 402  $\text{m s}^{-1}$ , proche de celles des vitesses trouvées par la détection PMCC (fig. 3.29), entre 320 et 390  $\text{m s}^{-1}$ . Le pic d'amplitude maximum trouvé dans cette fenêtre de recherche est alors déclaré comme potentielle détection dans les stacks du mini-réseau. Il n'est évidemment pas certain que le pic détecté par cette méthode corresponde réellement avec le signal impulsif détecté dans les données de la station du cratère : d'une part, les signaux visibles dans les données du cratère ne sont pas toujours visibles dans les stacks des détections continues (ex. avec la comparaison entre les fig. 3.28-B et 3.31-B), et d'autre part la présence des composantes basses fréquences énergétiques dans les stacks du mini-réseau peut être à l'origine d'une mauvaise localisation de l'impulsion positive plus haute fréquence associée à celle détectée dans les données du cratère (fig. 3.40). Les résultats de l'application des détections de la station du cratère sur les détections continues du mini-réseau sont montrés en figure 3.42. En ne considérant pas les détections

de la station du cratère localisées pendant la panne de 4 h du mini-réseau (le 10 Juil. entre 18:02 et 22:12), un total de 10167 signaux explosifs a été détecté par la méthode utilisant la décomposition en ondelette sur les données de la station du cratère. Parmi ces signaux impulsifs, 3117, soit 31%, sont localisés au niveau d'une période ne contenant pas de détection continue du mini-réseau en provenance de Benbow. La pression acoustique moyenne de ces signaux impulsifs de la station cratère, ne coïncidant avec aucune détection continue du mini-réseau, est de 22.7 Pa, tandis que celle des signaux impulsifs de la station du cratère détectés lorsqu'une détection continue du mini-réseau existe (après mise en phase), est de 26.4 Pa.

Le délai temporel moyen est de 8.74 s, soit une vitesse moyenne de  $355 \text{ m s}^{-1}$  en considérant une distance inter-station de 3100 m. Le rapport d'amplitude maximale moyen vaut 22 (fig. 3.42-A). La source à l'origine des signaux impulsifs est supposée être monopolaire, l'atténuation de l'amplitude est alors proportionnelle à l'inverse de la distance à la source, en champ proche et lointain. En admettant une distance de 150 m entre la source explosive (correspondant à l'événement actif observé à l'intérieur du cratère de Benbow), et la station temporaire, le rapport d'amplitude attendu entre les deux stations vaut  $(3100+150)/150$  soit environ 21.7. La valeur du rapport d'amplitude moyen trouvée en appliquant les détections des données de la station du cratère sur les détections continues semble donc correcte. Dans un deuxième temps, les détections des signaux impulsifs du cratère communes aux détections des signaux impulsifs trouvées dans les détections continues du mini-réseau sont recherchées. Toujours en considérant les vecteurs de données mis en phase selon les délais temporels indiqués dans le tableau 3.4, pour chaque détection de signal impulsif trouvée par la méthode des ondelettes sur les données du mini-réseau, le signal impulsif détecté dans les données de la station du cratère est recherché dans une fenêtre de 2 s centrée sur la détection des données du mini-réseau (fig. 3.43). Sur 5416 détections au niveau du mini-réseau, 2536 détections des données de la station du cratère, soit 47%, sont ainsi déclarées comme communes aux détections du mini-réseau. Environ 25% des détections des données cratères sont ainsi communes aux détections des données du mini-réseau. La valeur moyenne des pressions acoustiques maximales des pics positifs des détections de la station du cratère communes à celles du mini-réseau est de 30.3 Pa. Le rapport d'amplitude moyen entre les détections communes du cratère et du mini-réseau est d'environ 23.6, proche de la valeur théorique attendue (21.7). La moyenne des délais temporels atteint 8.68 s, soit une vitesse moyenne de  $357 \text{ m s}^{-1}$ .

La forme d'onde moyenne des 2536 signaux ainsi déclarés comme étant originaires de la même source sur les deux stations, est obtenue d'une part à partir des données de la station du cratère, et d'autre part à partir de celles des détections continues du mini-réseau. Les deux formes d'ondes sont superposées en figure 3.44. Comme observé précédemment,

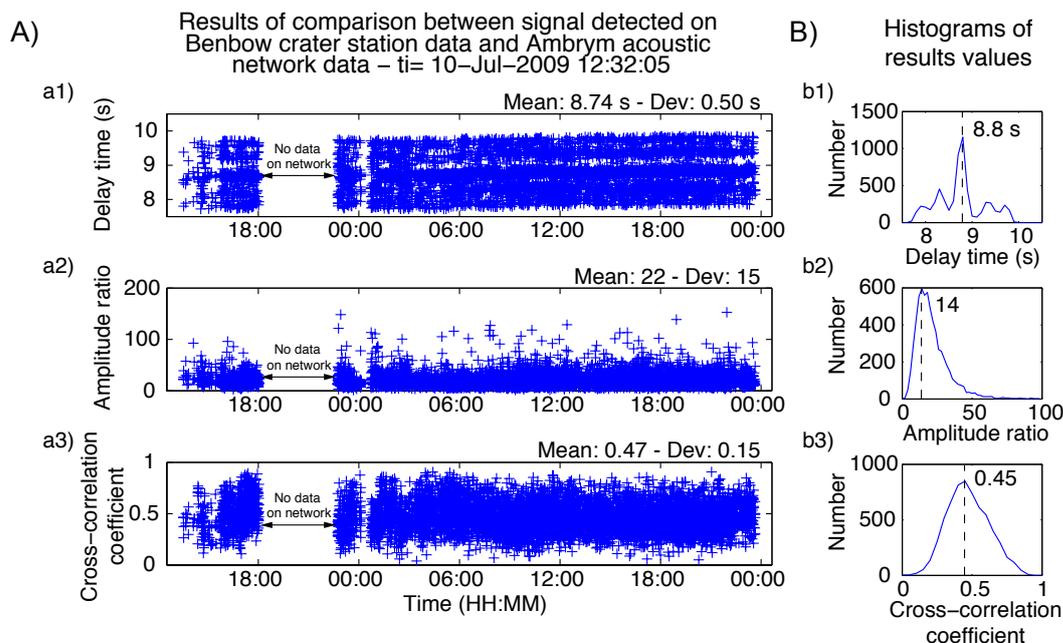


FIGURE 3.42 – Résultats de la recherche du pic d'amplitude maximale dans les détections continues du mini-réseau, dans une fenêtre de 2 s encadrant le signal impulsif détecté sur les données de la station du cratère, après remise en phase des matrices de données selon les délais temporels donnés en tableau 3.4. (a1) Délai temporel total entre le signal impulsif détecté sur les données du cratère et le pic d'amplitude maximal trouvé dans les détections PMCC du mini-réseau en provenance de Benbow. (b1) Histogramme des délais temporels, avec un mode de 8.8 s. (a2) Rapport entre l'amplitude du pic positif détecté sur les données du cratère et celle du pic positif déclaré comme potentiel détection au niveau du stack (détection continue) du mini-réseau, et histogramme correspondant (b2). La valeur de rapport 14 est la plus fréquente, tandis que la moyenne des rapports est de 22 avec un écart-type de 15. (a3) Coefficient de cross-corrélation, obtenu par cross-corrélation du signal détecté sur les données de la station cratère et de celui trouvé sur les détections continues. En considérant  $t_0$  la position du pic positif détecté, le signal cross-corrélé est compris entre  $t_0 - 1s$  et  $t_0 + 2s$ . (b3) Histogramme des coefficients de cross-corrélation.

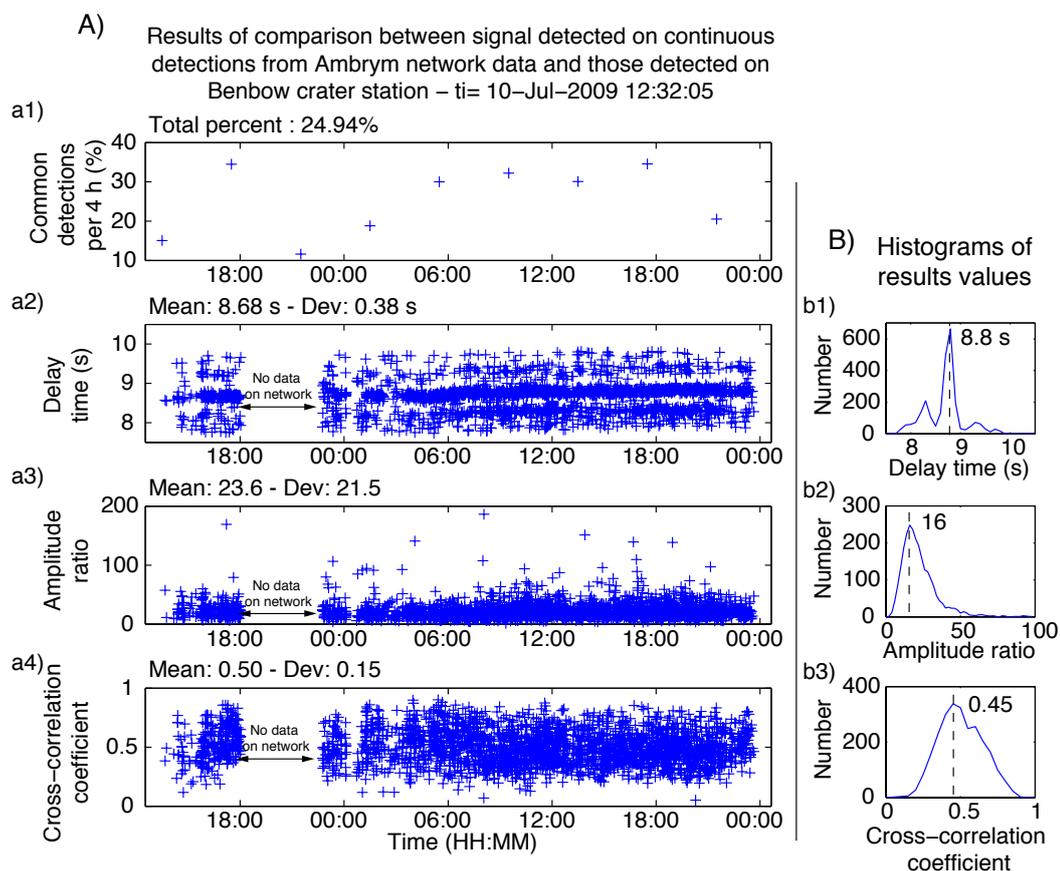


FIGURE 3.43 – (A) Résultats de la recherche de la détection des données de la station du cratère commune à celle des données correspondant aux détections continues du mini-réseau en provenance de Benbow. (a1) Évolution du pourcentage de détection du mini-réseau communes aux détections de la station cratère. (a2) Délais temporels entre les maximums des impulsions positives détectés sur la station cratère et ceux associés détectés sur la station du mini-réseau, et (b1) histogramme correspondant. (a3) Rapport d'amplitude entre les maximums des impulsions détectés sur la station du cratère communes à celles du mini-réseau et (b2) histogramme correspondant. (a4) Coefficients de cross-corrélation entre le signal détecté sur les détections continues du mini-réseau et le signal déclaré comme commun dans les données du cratère, calculés sur une fenêtre de 3 s de signal, avec le maximum positif positionné à 1 s de la borne inférieure de la fenêtre de sélection du signal, pour les signaux du mini-réseau et du cratère.

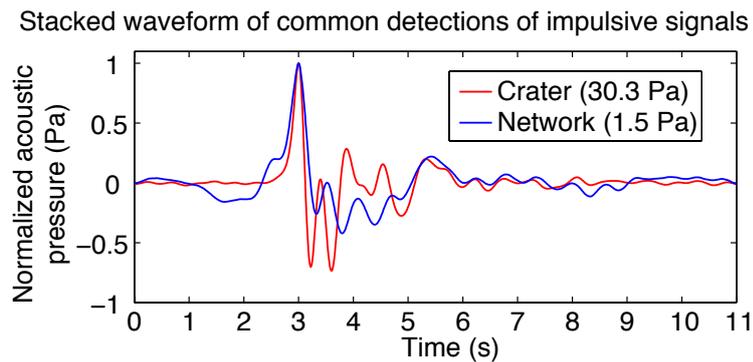


FIGURE 3.44 – Formes d’onde stackées obtenus à partir de l’ensemble des détections trouvées conjointement sur les données de la station du cratère et sur celles du mini-réseau acoustique, après remise en phase de ces dernières, et avec une fenêtre de recherche de  $\pm 1$  s. Les formes d’ondes sont normalisées par la valeur d’amplitude maximale associée à la première impulsion négative, soit par 30.3 Pa pour la forme d’onde du cratère et 1.5 Pa pour celle du mini-réseau. Différentes observations sont effectuée : (1) le démarrage de la forme d’onde du signal du mini-réseau est perturbé par une oscillation basse-fréquence de forte énergie, ayant pour conséquence de décaler verticalement et vers le haut (0.2 Pa) le démarrage par rapport à celui du signal de la station du cratère. (2) La longueur d’onde associée à l’impulsion positive est légèrement plus élevée pour l’onde moyenne du mini-réseau que pour l’onde moyenne de la station du cratère. Il en résulte un décalage de la position des oscillations négatives qui suivent entre les deux formes d’onde. (3) Les oscillations négatives du signal moyen du mini-réseau sont atténuées par rapport à celles du signal moyen du cratère. Les 4 périodes d’oscillations visibles à partir de la partie négative de l’impulsion détectée (3.2 s) jusqu’à 5.1 s sur la forme d’onde du cratère se retrouvent sur la forme d’onde du mini-réseau, de façon atténuée et retardée. (4) L’oscillation de plus basse-fréquence de 5 à 6 s est visible sur les deux formes d’ondes.

le signal moyenné provenant des détections continues du mini-réseau est légèrement plus basse-fréquence que celui calculé à partir des détections communes sur la station du cratère. La partie négative est de plus atténuée sur les signaux reçus au niveau du mini-réseau.

Deux effets contribuent à augmenter la longueur d'onde apparente des signaux contenus dans les détections continues. D'une part, les signaux impulsifs enregistrés par le mini-réseau sont parfois mêlés aux oscillations basses fréquences énergétiques des données du mini-réseau (voir par exemple le troisième signal détecté en fig. 3.40, p. 236). Ensuite, certains stacks des trois voies du mini-réseau sur les intervalles détectés par PMCC n'ont pas été mis en phase correctement par rapport aux signaux impulsifs de faible amplitude. La meilleure cross-corrélation entre les trois voies du mini-réseau a parfois été influencée par les oscillations basse-fréquences énergétiques et a favorisé leur mise en phase. Cette erreur de mise en phase pour les signaux impulsifs produits par Benbow peut induire un décalage temporel entre les trois mêmes signaux impulsifs enregistrés sur les trois voies, provoquant déformation et atténuation de la forme d'onde. Elle a été observée sur quelques détections continues de courte durée ( $\leq 100$  s), dans lesquelles les signaux impulsifs de Benbow sont de faible amplitude et peu nombreux. Ce problème, soulevé par l'étude comparative entre les mesures temporaire effectuées dans le cratère de Benbow et les résultats de la détection PMCC par le mini-réseau acoustique, n'a pas été observé lors de la mise en phase des signaux énergétiques de la période d'enregistrement de 2008 étudiée au chapitre précédent, puisque les composantes fréquentielles associées à l'énergie prédominante du signal des détections continues correspondaient alors bien à celles des signaux impulsifs. Une amélioration de la méthode permettant l'obtention des stacks correspondant aux détections continues du mini-réseau est à prévoir, avec notamment le filtrage préalable des parties des données à stacker dans la bande de fréquence spécifique ayant déclenché une détection PMCC. A ce stade de l'étude, nous n'avons pas encore évalué avec précision la contribution de ce défaut du stack dans l'élargissement de la longueur d'onde du signal impulsif détecté dans les détections continues de Benbow.

### 3.5.5 Volumes de gaz calculés à partir des signaux impulsifs détectés

Les volumes de gaz sont calculés sur les signaux impulsifs détectés par la méthode de décomposition en ondelette. Le but est d'apprécier l'erreur faite sur les calculs de volumes de gaz effectués sur l'ensemble des détections continues du mini-réseau. La période de mesure dans le cratère de Benbow est caractérisée par une activité particulièrement faible (pas de lac agité en surface contrairement aux observations régulières de ce type d'activité), qui n'est vraisemblablement pas bien détectée au niveau du mini-réseau. Les

calculs de volume de gaz à partir des signaux impulsifs des détections continues PMCC devraient donc donner une valeur particulièrement sous-estimée de celle obtenue à partir des détections de la station cratère.

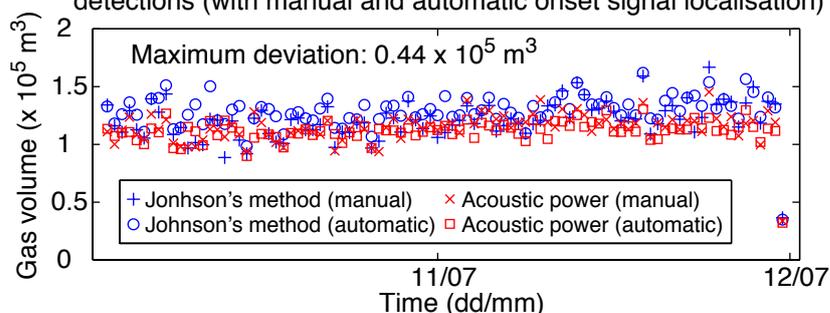
### 3.5.5.1 Volumes de gaz associés aux signaux impulsifs de la station du cratère

Les volumes sont tout d'abord calculés à partir des détections de la station du cratère. Le rayon de la source, correspondant à celui de l'événement actif de Benbow, est visuellement estimé à 5 m. Les volumes sont estimés à partir de la méthode de Johnson et de la méthode basée sur la puissance acoustique, avec une distance à la source de 150 m. Ils sont calculés sur les stacks des signaux impulsifs détectés par tranches de 30 min de données. La localisation du démarrage des signaux impulsifs stackés est faite manuellement, mais aussi de façon automatique à partir de la méthode utilisant l'enveloppe de Hilbert, avec le seuil de localisation défini par défaut, d'une valeur de 0.2 (voir chapitre 1, partie 1.3.5). Les stacks par 30 min ont en effet une forme d'onde bien nette (peu bruitée) et reproductible, justifiant l'utilisation de cette méthode de localisation. Le seuil a de plus été validé après l'observation visuelle des enveloppes normalisées superposées aux signaux impulsifs et la vérification des localisations automatiques avec ce seuil. Les différents volumes de gaz ainsi que les rayons équivalents déduits des volumes obtenus à partir de la méthode de Johnson sont montrés en figure 3.45. Le volume total libéré au cours de la période de mesure, associé aux événements impulsifs et calculé avec la méthode de Johnson est de  $1.12 \times 10^7 \text{ m}^3$  à partir de la localisation manuelle du démarrage et de  $1.20 \times 10^7 \text{ m}^3$  à partir de la localisation automatique. Les volumes calculés à partir de la puissance acoustique donnent un total de  $1.06 \times 10^7 \text{ m}^3$  avec la localisation manuelle et  $1.03 \times 10^7 \text{ m}^3$  avec la localisation automatique. Les bilans de volume sont ainsi quasiment identiques pour toutes les méthodes utilisées. Le rayon équivalent de Johnson, d'environ 5.6 m avec la méthode de localisation manuelle, est proche du rayon estimé de la source de 5 m. Ce rayon est estimé visuellement. L'observation de l'activité au niveau de l'événement de Benbow en parallèle des mesures montre en outre que les bulles de gaz semblent être à géométrie sphérique et peu surpressurisées (formant un volume sphérique de gaz libéré). L'estimation du rayon à partir du volume de Johnson est particulièrement indiquée pour ce type d'activité.

La qualité particulièrement bonne des données de la station temporaire du cratère, avec des signaux impulsifs particulièrement bien détectables et de formes d'onde peu bruitées, est mise à profit pour étudier l'erreur potentielle faite sur les calculs de volumes de gaz sur les détections du mini-réseau d'Ambrym. En effet, pour faciliter la localisation automatique du démarrage des signaux impulsifs détectés dans les détections continues du mini-réseau, les signaux sont généralement moyennés par tranche de temps horaire par exemple. Le volume de gaz libéré est alors calculé en considérant la forme d'onde impul-

Benbow crater acoustic data – ti= 10–Jul–2009 00:29:48

A) Total gas volume per 1800 s from calculation on stacked waveforms of detections (with manual and automatic onset signal localisation)



B) Equivalent radius deduced from gas volume calculated on stacked waveform per 1800 s and by Johnson's method

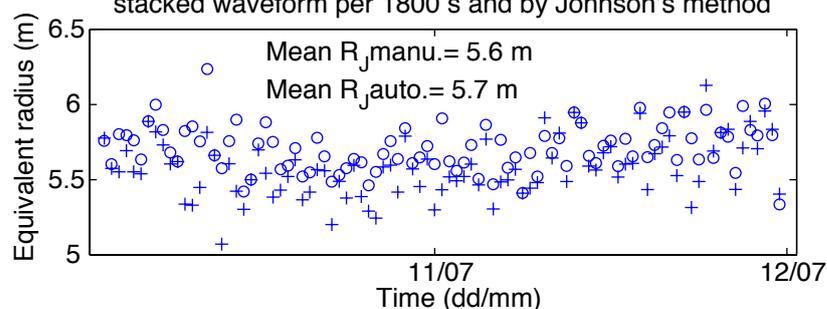


FIGURE 3.45 – Volumes de gaz estimés à partir des stacks par 30 min des signaux impulsifs détectés dans les données de la station temporaire du cratère de Benbow. Les volumes de gaz sont estimés pour chaque stack à partir de la méthode de Johnson mais aussi de la méthode basée sur la puissance acoustique, avec un rayon de source monopolaire hémisphérique de 5 m pour cette dernière. Les démarrages des signaux impulsifs sont déterminés de façon manuelle sur les stacks par 30 min, mais aussi automatique à partir de la méthode basée sur l'enveloppe de Hilbert du signal. Les différents volumes sont calculés pour chaque signal à partir du démarrage jusqu'à l'impulsion négative. (A) Les volumes de gaz totaux, obtenu en multipliant les volumes de gaz obtenus sur chaque stack par 30 min par le nombre de signaux détectés par 30 min, sont représentés avec différents figurés selon la méthode utilisée. Les volumes sont globalement stables et ont une valeur proche d'une méthode à l'autre. (B) Les rayons équivalents déduits des volumes de Johnson calculés sur chaque stack de signaux détectés par 30 min sont de 5.6 m à partir de la méthode de localisation manuelle du démarrage et 5.7 m à partir de la méthode automatique. Les rayons équivalents sont relativement constants, avec des valeurs comprises entre 5 et 6.2 m (méthode manuelle).

sive stackée, puis en multipliant ce volume par le nombre de signaux impulsifs détectés et utilisés pour obtenir la forme d'onde moyenne. Les formes d'onde peu bruitées des signaux impulsifs enregistrés par la station du cratère permettent de calculer le volume de gaz sur chaque signal détecté, en utilisant une localisation automatique du démarrage (méthode basée sur la transformée de Hilbert, voir chap. 1). La figure 3.46 représente la comparaison entre les volumes de gaz totaux par 30 min obtenus à partir des volumes par stack des signaux impulsifs par 30 min, et ceux obtenus en sommant les volumes de gaz calculés sur chaque signal impulsif détecté par fenêtre de 30 min. Ces comparaisons concernent les volumes de gaz calculés par les deux méthodes, puissance acoustique et Johnson. Les calculs effectués à partir de la puissance acoustique en considérant un rayon de source monopolaire de 5 m, montrent que les volumes de gaz totaux par 30 min calculés à partir des stacks, sont généralement sous-estimés par rapport à ceux calculés à partir des volumes associés à chaque signal impulsif détecté. Le rapport entre les deux types de volumes (stack/chaque explosion) a ainsi une valeur moyenne de 0.85 (fig. 3.46-A). Le volume total obtenu par stack demeure toujours supérieur à 70% du volume total obtenu à partir de chaque détection. Les résultats sont moins bons en ce qui concerne les bilans de volumes obtenus à partir du modèle de Johnson (fig. 3.46-B). Les rapports de volumes par 30 min obtenus à partir des stacks sur ceux obtenus à partir de l'ensemble des signaux détectés sont en effet compris entre 0.4 et 1.1, avec une valeur moyenne de 0.67. Le calcul du volume à partir de la méthode de Johnson est beaucoup plus sensible à la position du démarrage, ce qui a pu introduire des erreurs dans l'estimation du volume par signal impulsif détecté.

### 3.5.5.2 Comparaison des volumes de gaz associés aux signaux impulsifs de la station du cratère et du mini-réseau

La distance source-station utilisée pour effectuer les calculs de volumes de gaz à partir des signaux acoustiques du mini-réseau est la distance maximale considérée pour les traitements de l'ensemble des détections continues, de Benbow ou de Marum, c'est-à-dire de 3500 m. La distance minimale, correspondant à l'estimation de la distance station temporaire-événement de Benbow de 150 m à laquelle s'ajoute la distance inter-station de 3100 m, est de 3250 m. Le volume par la puissance acoustique étant proportionnel à la racine carrée de la distance, celui obtenu en considérant la distance maximale de 3500 m est surestimé de 103.8% par rapport à celui calculé avec une distance minimale estimée à 3250 m. Pour le calcul du volume par la méthode de Johnson, le volume étant proportionnel à la distance, celui calculé avec une distance de 3500 m est surestimé de 107.7% par rapport à celui calculé en considérant une distance de 3250 m.

La figure 3.47 montre le volume de gaz moyen, obtenu par la méthode de Johnson sur

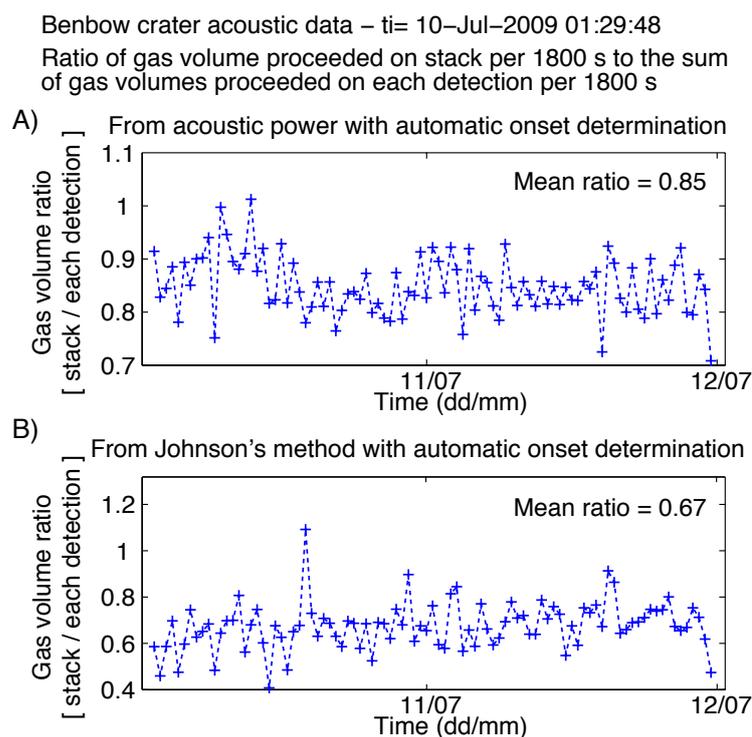


FIGURE 3.46 – Rapport du volume de gaz total par 30 min calculé à partir de la forme d'onde moyenne par 30 min des détections des données de la station du cratère, sur le volume de gaz calculé à partir du volume de chaque signal détecté dans la fenêtre de 30 min, pour les volumes estimées par la puissance acoustique (A) et par la méthode de Johnson (B).

les formes d'ondes moyennes, correspondant au stack de l'ensemble des détections des signaux impulsifs, trouvés d'une part sur les données de la station du cratère (fig. 3.47-A), et d'autre part dans les détections continues du mini-réseau acoustique (fig. 3.47-B). Le volume moyen déterminé à partir de deux intégrations successives du signal acoustique compris entre le démarrage de l'impulsion et le pic négatif, est de  $740 \text{ m}^3$  pour la station du cratère, et 2.8 fois plus élevé pour le mini-réseau, avec une valeur de  $2100 \text{ m}^3$ . Le volume moyen par événement impulsif estimé à partir des données de la station du cratère donne un rayon équivalent de 5.6 m, tandis que celui provenant des détections continues du mini-réseau est de 7.9 m. Ces écarts de volumes entre les deux stations s'expliquent du fait de l'augmentation de la longueur d'onde des signaux impulsifs enregistrés sur le mini-réseau par rapport aux signaux enregistrés à proximité de la source dans le cratère de Benbow.

Le volume de gaz par la puissance acoustique calculé à partir d'un rayon de source de 5 m sur ces deux formes d'onde stackées (fig. 3.47-A1 et B1) donnent des valeurs plus faibles, de  $674 \text{ m}^3$  pour la forme d'onde moyenne des détections de la station du cratère et de  $1008 \text{ m}^3$  pour celle du mini-réseau. Le volume calculé au mini-réseau par la puissance

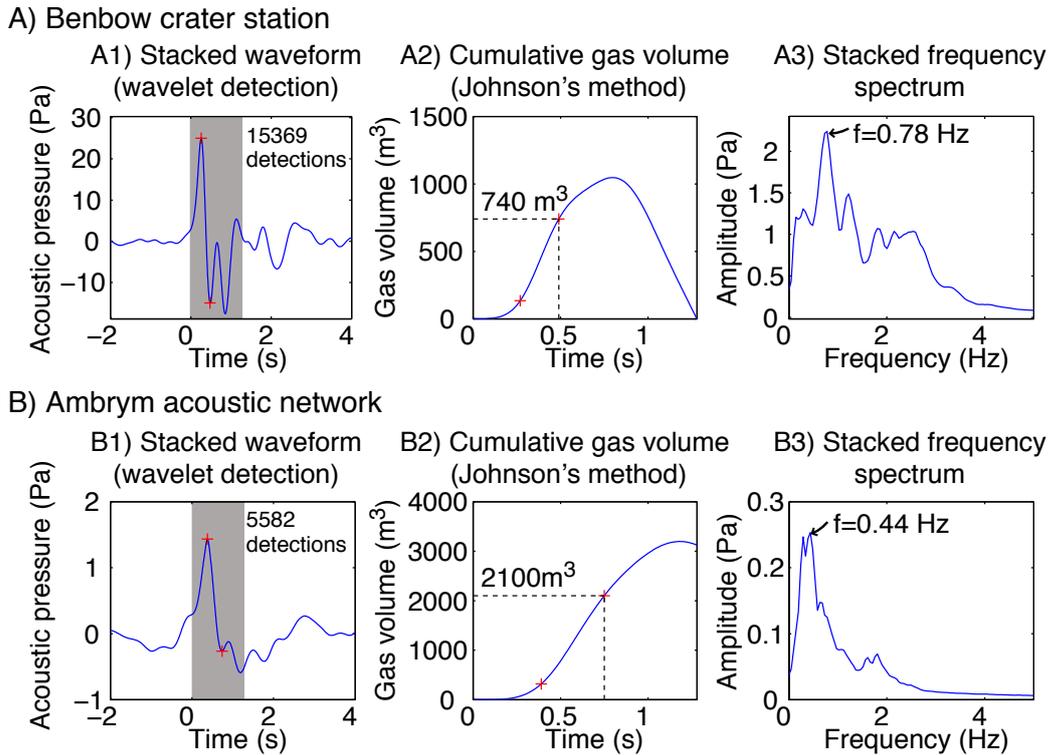


FIGURE 3.47 – Volume de gaz calculé à partir de la méthode de Johnson sur les formes d’onde moyenne obtenues à partir la totalité des signaux impulsifs, détectés dans les données de la station du cratère (A) et dans celles correspondantes aux détections continues en provenance de Benbow du mini-réseau (B). (A) Le volume de gaz cumulé (A2) est calculé sur le signal contenu dans la zone grisée (A1). Le stack des spectres fréquentiels calculés sur chaque signal impulsif, sur une fenêtre temporelle encadrant le signal impulsif, démarrnant plus précisément 6 s avant le maximum de l’impulsion positive et se terminant 8 s après celui-ci, sont également montrés entre 0 et 5 Hz en (A3). Le stack total, le volume de gaz cumulé et le spectre stacké sont également montrés pour les calculs effectués à partir des détections des signaux impulsifs trouvées dans les détections continues du mini-réseau, en (B1), (B2) et (B3) respectivement.

acoustique est donc près de 1.50 fois plus élevé que celui de la station du cratère du fait de la longueur d’onde plus grande (et 1.55 fois en considérant une distance inter-station de 3250 m au lieu de 3500 m). Le volume de gaz total estimé sur la période de mesure à partir de la puissance acoustique, en multipliant simplement le volume obtenu sur le stack moyen par le nombre total de signaux impulsifs, est de  $10.3 \times 10^6 \text{ m}^3$  à partir des données du cratère et de  $5.6 \times 10^6 \text{ m}^3$  à partir des données du mini-réseau.

Les volumes sont également calculés à partir de la puissance acoustique sur les stacks par 30 min des signaux impulsifs détectés dans les détections PMCC du mini-réseau. Les volumes totaux par 30 min sont présentés avec ceux trouvés à partir des stacks des détections des données de la station du cratère (fig. 3.48-A). Les démarrages des signaux impulsifs

ont été déterminés manuellement pour les stacks par 30 min provenant des deux stations. Les volumes sont calculés à partir du signal stacké du démarrage au pic négatif. Les volumes de gaz de la station du cratère sont particulièrement stables au cours de la période de mesure, avec une valeur moyenne de  $1.1 \times 10^5 \text{ m}^3$  par 30 min. Le volume total est de  $10.6 \times 10^6 \text{ m}^3$  sans ôter le volume total libéré pendant la panne de 4 h du mini-réseau, le 10 Juil. de 18:02 à 22:12. En soustrayant les volumes libérés estimés pendant cette période, le volume total est de  $9.7 \times 10^6 \text{ m}^3$ . L'évolution du volume de gaz total associé aux stacks par 30 min du mini-réseau (fig. 3.48-A) suit celle du nombre de détection des signaux impulsifs des détections continues (fig. 3.37-A). Les volumes totaux de la période du 10 Juil. de 01:29 à 15:00 sont ainsi particulièrement faibles, puis augmentent jusqu'à 18:00. Après la panne d'une durée de 4 h, le volume a tendance à augmenter jusqu'au 11 Juil. 06:00, puis conserve une valeur à peu près stable jusqu'à la fin de la période étudiée. Deux valeurs de volumes par 30 min se détachent des autres en atteignant des valeurs maximales de volume, le 11 Juil. à 08:00 et 09:00, avec des valeurs respectives de  $2.1 \times 10^5 \text{ m}^3$  et  $2.2 \times 10^5 \text{ m}^3$ . L'observation des formes d'onde stackées montre que la localisation du pic négatif déterminant la borne supérieure du signal utilisée par le modèle, est plus éloignée que pour les autres formes d'onde stackées, du fait de la disparition de la première oscillation négative, fortement atténuée et entraînant la localisation du pic négatif au niveau du minimum suivant. Le volume de gaz total calculé à partir des stacks du mini-réseau est de  $5.6 \times 10^6 \text{ m}^3$ , ce qui représente 58% du volume total du cratère calculé pendant la même période (sans prise en compte du volume pendant la panne). Les volumes de gaz totaux à partir du mini-réseau ont des valeurs proches, à  $0.5 \times 10^5 \text{ m}^3$  près, de celles calculées à partir de la station du cratère pour la période du 11 Juil., de 06:00 à 23:00, alors que le nombre moyen de détection par 30 min pour les données du mini-réseau représente alors 60% du nombre moyen trouvé sur celles du cratère pendant cette même période (soit 100 contre 166 détections en moyenne). L'augmentation de la longueur d'onde de la partie impulsive du signal enregistrée au niveau du mini-réseau est à l'origine d'une estimation de volume plus importante au niveau du mini-réseau.

La partie négative des signaux impulsifs étant atténuée et déformée sur les signaux impulsifs du mini-réseau, les volumes de gaz sont également calculés en ne considérant que la partie positive des signaux impulsifs stackés, et ceci afin de limiter l'effet de cette atténuation sur les écarts de volumes entre les deux stations. Les volumes (fig. 3.48-B) sont légèrement plus faibles que ceux calculés jusqu'à l'impulsion négative (fig. 3.48-A). Le volume total calculé sur les stacks du cratère uniquement sur la partie positive de l'impulsion représente 75% du volume total calculé sur les stacks jusqu'au minimum de la première impulsion négative. Pour le mini-réseau, le volume total calculé sur l'impulsion positive correspond à 82% de celui intégrant la partie négative au calcul. Les volumes

par stack sont du même ordre de grandeur à partir du 11 Juil. 06:00 jusqu'à 23:00 pour les deux stations, du fait de la longueur d'onde plus importante qui au final donne un volume plus important par stack par rapport à celui calculé sur les données du cratère, ce qui compense par ailleurs le nombre plus faible de signaux impulsifs détectés dans les données du mini-réseau.

Les volumes de gaz totaux par 30 min avaient également été calculés au préalable en

Total gas volume per 1800 s calculated on stacked waveform from acoustic power – ti= 10-Jul-2009 01:29:55

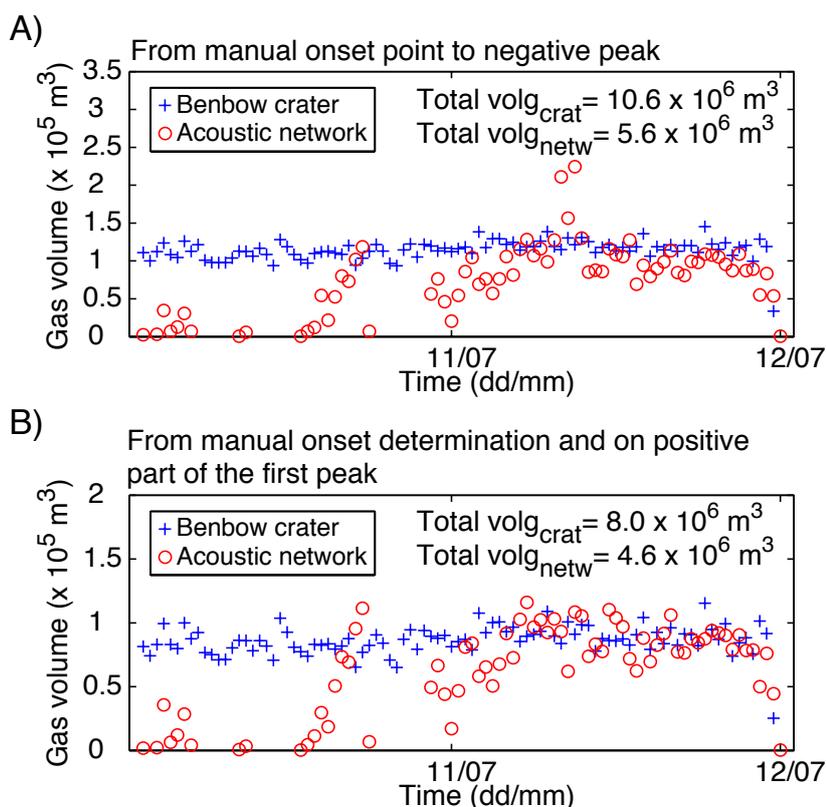


FIGURE 3.48 – Volumes de gaz totaux par 30 min calculés à partir de la puissance acoustique sur les signaux impulsifs moyennés par 30 min. (A) Calculs pour chaque stack par 30 min, du démarrage, localisé de façon automatique à partir de l'enveloppe de Hilbert, au pic négatif suivant l'impulsion positive. Les volumes ainsi obtenus à partir des stacks provenant des données de la station du cratère sont représentés ainsi que ceux obtenus à partir des stacks des signaux impulsifs détectés dans les détections continues de Benbow du mini-réseau. (B) Calculs des volumes de gaz effectués uniquement sur la partie positive des signaux acoustiques stackés par 30 min.

intégrant tout le signal, explosif et inter-explosif, à partir de la puissance acoustique et par bande de fréquence. Les résultats sont visibles en figure 3.34. La bande de fréquence 0.8–2 Hz est celle associée à la source de dégazage actif étudiée présentement. Le volume

total calculé dans cette bande sur les données acoustiques de la station du cratère est de  $126.6 \times 10^6 \text{ m}^3$ , et celui calculé à partir des détections continues du mini-réseau de  $63.7 \times 10^6 \text{ m}^3$ . Les volumes calculés en utilisant les signaux impulsifs uniquement, associés au dégazage actif, représentent ainsi 8.4% et 8.8% à partir des données cratère et des détections continues respectivement.

### 3.5.6 Résumé et lien avec les variations de volumes de gaz étudiées sur la période de 2009–2010

L'activité au cours de la mesure acoustique temporaire à l'intérieur du cratère de Benbow consiste à l'éclatement régulier de bulles de gaz au niveau d'un événement dans le cratère Sud de Benbow (en moyenne toutes les 11 s), d'un rayon aussi large que celui de l'événement d'après les projections visibles, soit environ 5 m. Les observations importantes effectuées lors de la comparaison des données de la station temporaire du cratère par rapport à celles du mini-réseau acoustique sont résumées ainsi :

1. Les signaux impulsifs produits par la libération du gaz lors de l'éclatement des bulles ont une pression acoustique moyenne de 25 Pa à 150 m de distance et une fréquence d'environ 1.8 Hz. Leur forme d'onde est caractérisée, après la première impulsion positive, par la présence d'un double pic négatif.
2. Les rapports d'amplitude entre les signaux enregistrés sur la station du cratère et les mêmes signaux identifiés au niveau de la station du mini-réseau confirment une nature monopolaire de l'impulsion positive, tandis que l'observation des formes d'ondes montre une atténuation importante de la partie négative, indiquant une nature plutôt dipolaire de cette dernière.
3. Les volumes de gaz totaux par 30 min (fig. 3.34-A) calculés par bande de fréquence et en intégrant tout le signal (explosif et inter-explosif) sur les données de la station du cratère montrent des volumes constants associés aux bandes comprises entre 0.4 et 10 Hz au cours de la période de mesure, avec un volume maximal pour la bande 0.8–2 Hz. Le volume de la bande basse-fréquence 0.1–0.4 Hz n'est par contre pas stable, avec des valeurs élevées, parfois supérieures à celles des autres bandes, le 10 Juil. de 01:29 à 14:00. Il devient ensuite inférieur à ceux des bandes comprises entre 0.4 et 5 Hz jusqu'à la fin de la période de mesure.
4. Cette période avec une composante basse-fréquence inférieure à 0.4 Hz élevée coïncide avec un très faible nombre de détections continues par PMCC au niveau du mini-réseau ainsi qu'un nombre légèrement plus faible au niveau de la station du cratère.
5. La propagation de l'impulsion acoustique jusqu'au mini-réseau ne semble pas s'effectuer sans déformation, la longueur d'onde du signal impulsif augmente légèrement.

Il en résulte une surestimation du volume de gaz, d'un facteur moyen de 1.5 en considérant le volume calculé sur les signaux impulsifs. Néanmoins, cette déformation est à examiner de plus près pour évaluer la contribution des erreurs de remise en phase et de la présence des basses fréquences sous forme d'onde cohérente sur les trois voies dans l'élargissement de la longueur d'onde apparente. La mise au point d'une méthode plus sophistiquée de mise en phase des données des trois voies du mini-réseau au niveau des détections PMCC permettra d'améliorer les résultats de ce chapitre et d'étudier plus précisément les effets de propagation du signal acoustique jusqu'au mini-réseau.

6. La majorité des signaux impulsifs produits par Benbow durant la période de mesure en champ proche n'est pas détectable sur les données du mini-réseau. En considérant les nombres totaux trouvés par la détection en ondelette, le nombre total trouvé dans les détections continues représente 36% du nombre total des détections des données de la station du cratère.

En figure 3.49, la période de mesure en bordure de cratère est replacée sur une partie du graphe de variation de volume utilisé pour étudier les poussées de volume en partie 3.4 (fig. 3.20-B). Dans cette précédente partie, les volumes ont été également calculés à partir de la puissance acoustique sur les stacks par heure de signaux impulsifs. Ces signaux ont également été détectés à partir de la méthode basée sur la décomposition en ondelette. La décomposition a cependant été faite avec 2 niveaux (5 et 6) pour pouvoir détecter les signaux de fréquence légèrement inférieure à 1 Hz observés dans les détections continues des deux cratères (fig. 3.12 en p.191 et 3.13 en p.192). Ces décompositions permettent d'augmenter le rapport signal sur bruit dans la gamme de fréquence de 0.78 à 3.12 Hz. Après identification précise des signaux rencontrés pendant la période de deux jours de mesures dans le cratère de Benbow, la détection a été spécialement ajustée à la détection des signaux impulsifs des données de la station temporaire. Seul le niveau 5 de décomposition a été utilisé, permettant de repérer les signaux impulsifs de la bande 1.56–3.12 Hz.

La détection des signaux impulsifs avec les 2 niveaux de décomposition, appliquée aux détections continues de l'ensemble de la période 2009–2010, donne un nombre de signaux 1.5 fois plus important pour la période correspondant aux mesures temporaires, du 10 au 12 Jul. 2009. Par ailleurs, le rayon équivalent obtenu au préalable par la méthode de Johnson, d'une valeur de 10 m, a été utilisé pour calculer les volumes de gaz à partir de la puissance acoustique. Le volume de gaz total considéré dans la première partie de ce chapitre, est surestimé, en tout cas pour la période coïncidant avec les mesures de la station temporaire du cratère de Benbow. Le volume de gaz total calculé à partir des détections des signaux impulsifs avec 2 niveaux de décomposition et un rayon de 10 m

pour la période du 10 Jul. 2009 01:29 au 11 Jul. 23:39 est ainsi de  $32.4 \times 10^6 \text{ m}^3$  soit près de 6 fois celui calculé à partir d'une détection plus contrainte appliquées aux détections continues du mini-réseau. En prenant un rayon de 5 m, le volume de gaz total calculé en première partie devient plus élevé d'un facteur 2 par rapport aux calculs effectués pour l'analyse comparative champ proche / éloigné. Il n'est pas possible de savoir si le rayon équivalent de 10 m utilisé pour les calculs de volume de gaz sur la globalité de la période de mesure 2009–2010 est trop élevé ou non pour les calculs effectués en dehors de la période de deux jours de mesures de la station du cratère. Les variations relatives du volume sont néanmoins correctes, et indiquent une forte augmentation du volume à partir du 10 Jul. 14:00.

Total gas volume per 1 hr (from acoustic power calculated on stacks of impulsive signals per hour, with a 10 m-radius monopolar source)

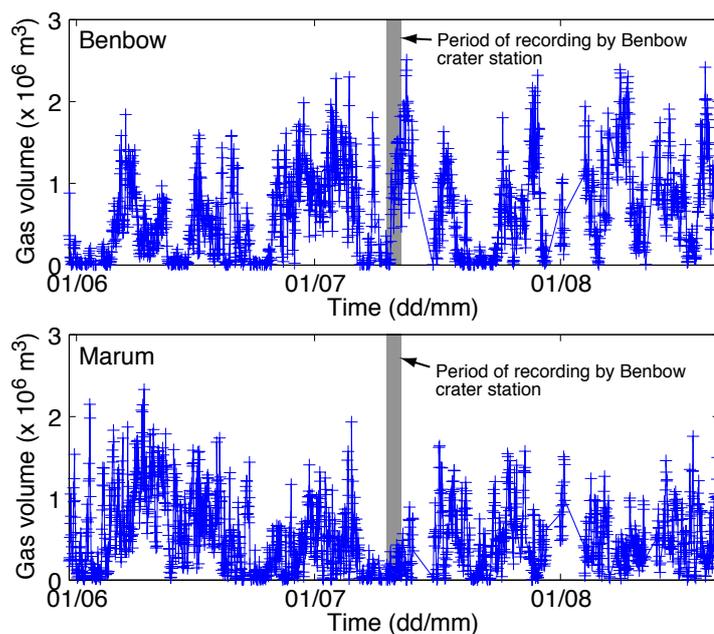


FIGURE 3.49 – Extrait de l'évolution des volumes de gaz totaux par heure de la période 2009–2010, calculés à partir de la puissance acoustique en considérant un rayon de source monopolaire de 10 m. Ces volumes ont été calculés sur les stacks par heure des signaux impulsifs détectés par 2 niveaux de décomposition sur les détections continues du mini-réseau. La période correspondant à celle des mesures acoustiques temporaires est située au niveau de la zone grisée.

## 3.6 Discussion

### 3.6.1 Détectabilité de l'activité volcanique d'Ambrym par le mini-réseau acoustique

La présence des basses fréquences dans le signal acoustique des données de la station du cratère, le 10 Juil. de 01:29 à 14:00, est associée à de mauvaises conditions météorologiques, rencontrées au moment de l'installation de la station ainsi que pendant les 4 jours précédant l'installation (pluie, vent parfois très fort). En particulier au moment de l'installation, des rafales de vent de direction aléatoire ont été perçues dans le cratère de Benbow. Il semble que ces mauvaises conditions atmosphériques soient à l'origine d'une mauvaise détectabilité temporaire du mini-réseau acoustique d'Ambrym. L'augmentation du volume de gaz visible le 10 Juil. à partir de 14:00 serait donc un artefact, dû à la mauvaise propagation des signaux au début de la période, s'améliorant par la suite. L'activité ne semble en effet pas varier de façon significative sur les données acoustiques enregistrées à 150 m de l'événement actif.

Ces mesures au niveau du cratère sont néanmoins de très courte durée, et ont été effectuées pendant une période d'activité particulièrement faible comparée aux observations régulièrement effectuées au niveau des cratères d'Ambrym. Le niveau de la lave était bas, sans agitation particulière au niveau du gouffre Nord de Benbow. Le dégazage formait cependant deux panaches continus de gaz visibles au dessus du cratère de Benbow, l'un provenant de l'événement actif instrumenté au cratère Sud et l'autre du gouffre du cratère Nord. Le flux de gaz estimé à partir des mesures acoustiques de la station du cratère pour l'événement actif du cratère Sud est de  $64 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$  en se basant sur le volume de gaz total estimé à partir de la puissance acoustique sur les stacks des signaux impulsifs par 30 min, et avec un rayon de source monopolaire de 5 m (d'une valeur de  $10.6 \times 10^6 \text{ m}^3$ , fig. 3.34-A).

La période d'activité détectée en continue en provenance de Marum à partir du 11 Janv., sans diminution temporaire significative du fort volume de gaz associé pendant 1 mois, montre que les perturbations atmosphériques ont néanmoins un effet limité sur la propagation lorsque l'activité volcanique est de plus forte intensité.

L'analyse des volumes de gaz a par ailleurs mis en évidence le possible effet jour/nuit sur la propagation acoustique jusqu'au mini-réseau, cette dernière étant plus efficace la nuit (fig. 3.23).

### 3.6.2 Variations de volumes de gaz mesurées à partir du mini-réseau acoustique

Les variations de volumes de gaz estimés sur la période de mesure quasi-continue 2009–2010 sont-elles le résultat de perturbations atmosphériques? Les résultats de l'analyse comparative sont en effet inquiétants, l'activité vue par l'acoustique à l'intérieur du cratère étant à peu près constante, tandis que celle détectée par le mini-réseau montre une période vraisemblablement à très faible dégazage suivie par une période à fort dégazage. Cette variation s'apparente à une poussée de volume de gaz, qui n'est qu'un effet de la propagation et non de l'activité pour cette période du 10 au 12 Juillet 2009. Cette variation est néanmoins courte, et il est plus difficilement concevable que les variations plus régulières, mises en évidence par exemple entre le 17 Sept. et le 8 Déc. 2009 (fig. 3.24, p.214), soient un effet de propagation atmosphérique. Ces poussées sont alors caractérisées par des poussées de volume d'une durée de 2–3 jours et séparées d'une durée similaire. L'activité au cours de la période d'Avr. 2009 à Fév. 2010 est associée à des signaux acoustiques impulsifs d'une fréquence moyenne de 1 Hz. Les volumes moyens calculés à partir des stacks par heure de ces signaux indiquent que les dimensions de la source sont constantes au cours de la période, et sont similaires pour les deux cratères. La détection d'anomalies MODIS sporadiques tout au long de la période (hormis du 20 Oct. 2009 au 6 Janv. 2010), indique la présence plus ou moins en surface de la lave. Les fluctuations de volume qui ne seraient pas causées par les perturbations atmosphériques pourraient être liées aux variations de la hauteur des colonnes de magma et de la quantité de gaz provenant du réservoir. Une observation visuelle effectuée le 22 Juin au niveau de Marum (Mbwelesu) (voir tab. 2.1, p. 103), faisait par exemple état d'un lac de lave bien visible, dont le niveau avait fortement diminué lors d'une observation effectuée début Juillet (S. Todman, pers. com.).

Indépendamment des variations de volumes, les caractéristiques similaires des formes d'ondes des signaux impulsifs détectés dans les détections continues de Benbow et de Marum (fréquence, forme, amplitude), d'Avr. 2009 à début Janv. 2010, semblent impliquer un mécanisme de coalescence impliquant la même quantité de gaz sous les deux cratères et s'effectuant sous les mêmes conditions (viscosité et flux de gaz dans le réservoir magmatique, contrôlant la coalescence, identiques sous les deux cratères).

La phase d'activité intense enregistrée sur Marum à partir du 11 Janv. 2010, caractérisée par une augmentation des signaux à 1 Hz et de leur pression acoustique, serait liée à une activité de lac de lave particulièrement forte. Cette phase de dégazage plus intense de Marum ne semble pas avoir de précurseur à court terme particulier, mise à part potentiellement l'activité strombolienne du 31 Déc. 2009 du même cratère. Ces signaux à 1 Hz sont semblables à ceux détectés du 30 Oct. au 29 Déc. 2008 sur Benbow, et sur

Marum également à partir du 13 Nov. 2008. Le rayon équivalent de ces signaux est de 7 m en moyenne, légèrement plus faible que le rayon de 10 m calculé à partir des volumes des signaux de 2009–2010. Les anomalies MODIS de l'ensemble de la période 2006–2011 (visibles en fig. 2.4, p.106), semblent par ailleurs globalement montrer une continuité dans l'activité détectée à partir du 13 Nov. par le satellite.

### 3.6.3 Phases d'activité stromboliennes intenses de Marum

Comme observé à partir des enregistrements acoustiques du mini-réseau d'Août à Déc. 2008 (chapitre précédent), les activités stromboliennes de forte intensité ainsi que les explosions isolées de forte amplitude sont détectées uniquement sur Marum. Elles semblent plus rares sur Benbow. Aucune explosion d'amplitude aussi importante que celles de Marum n'est détecté en provenance de Benbow pendant la période d'Avr. 2009 à Fév. 2010. Cette observation appuie l'hypothèse du chapitre précédent, donnant une géométrie du réservoir magmatique telle que la coalescence de la mousse de bulle de gaz accumulée au toit du réservoir puisse être parfois instable sous Marum et davantage stable sous Benbow. La géométrie proposée est celle d'un toit légèrement incliné, en pente descendante vers Marum, et avec une surface de stockage de la mousse plus importante pour alimenter les conduits de Marum comparée à celle alimentant les conduits de Benbow. Les signaux à 1 Hz de faible intensité, et à priori peu surpressurisés, sont alors formés par coalescence de la mousse qui s'écoule de façon stable dans le conduit, tandis que les explosions stromboliennes de forte intensité traduisent la coalescence partielle de la mousse devenue instable. Contrairement à la période de 2008 étudiée précédemment, les phases d'activité strombolienne ne semblent pas précédées d'une augmentation de l'activité de dégazage de Benbow ou de Marum.

Les volumes de gaz moyens par explosion strombolienne des phases du 18 Juin 2009 et du 31 Déc. 2009 sont respectivement de  $2.1 \times 10^4 \text{ m}^3$  et  $2.8 \times 10^4 \text{ m}^3$  (à partir de la méthode de Johnson, indépendante du choix d'un rayon de source monopolaire). Ces valeurs sont le double de celles des volumes moyens trouvés pour les explosions stromboliennes d'Avr. 1999 du Shishaldin (*Vergniolle et al.*, 2004), d'une valeur d'environ  $1.1 \times 10^4 \text{ m}^3$ . Elles sont par ailleurs 4 fois plus élevées que les volumes de gaz estimés à  $4.7 \times 10^3 \text{ m}^3$  pour les explosions stromboliennes de l'Etna de Juil. 2001 (*Vergniolle and Ripepe*, 2008). Les volumes des explosions de Stromboli ne dépassent généralement pas  $200 \text{ m}^3$  (*Vergniolle et al.*, 1996), et sont donc en comparaison 100 fois plus faibles que ceux associés aux explosions de l'activité strombolienne de Marum.

Les volumes totaux libérés au cours des phases stromboliennes de Juin et de Déc. 2009 sont respectivement de  $2.7 \times 10^6 \text{ m}^3$  et  $7.6 \times 10^5 \text{ m}^3$ . Ces valeurs sont inférieures au volume total de la phase du 25 Oct. 2008, de  $12 \times 10^6 \text{ m}^3$ , et comparables à ceux de la phase du 9

Déc. 2008, d'une valeur de  $1.2 \times 10^6 \text{ m}^3$  (chap. 2). Les phases de 2008 étaient caractérisées par des signaux impulsifs de plus basse fréquence (0.3 Hz contre 1 Hz ici).

Les explosions isolées de Marum, détectées le 19 Mai, le 7 Juil. et le 4 Fév., semblent être à l'origine d'une quantité particulièrement importante de gaz libéré. Les volumes associés estimés à partir des signaux acoustiques modélisés par la méthode de Johnson, sont respectivement de  $14.7 \times 10^5 \text{ m}^3$ ,  $1.79 \times 10^5 \text{ m}^3$  et  $1.63 \times 10^5 \text{ m}^3$ , soit 1 à 2 ordres de grandeur plus élevés que ceux libérés par chaque explosion des phases d'activité strombolienne de Juin et de Décembre.

Une modification de la forme d'onde acoustique a d'autre part été mise en évidence à partir des détections des explosions stromboliennes. La partie négative des signaux émis pendant la phase du 18 Juin semble mieux contrainte et mieux conservée lors de la propagation, que celle des signaux du 31 Déc. (fig. 3.22).

### 3.6.4 Modification de la forme d'onde des signaux infrasonores impulsifs

En plus de la différence de forme d'onde, au niveau de la partie négative, entre les signaux impulsifs des deux phases d'activité strombolienne, deux périodes sont identifiées où les formes d'ondes des signaux impulsifs à 1 Hz est modifiée au niveau de la partie négative. Il s'agit des périodes de Mai–Juil. 2009 et Déc. 2009–Janv. 2010. La position du minimum de l'impulsion négative relativement au maximum de l'impulsion positive qui la précède, est plus éloignée pendant ces deux périodes. La double oscillation visible dans la partie négative des périodes intermédiaires n'est pas aussi bien conservée et semble parfois inexistante. L'énergie liée aux basses-fréquences est plus élevée en moyenne pendant ces deux périodes que celle liée à la fréquence explosive. Le nombre de détection ne semble pas particulièrement plus faible pendant ces périodes. A ce stade, il n'est pas possible de connaître avec certitude l'origine de ces modifications sur d'assez longues périodes (1–3 mois) des formes d'ondes. La partie négative semble être associée à une composante dipolaire (d'après l'atténuation importante de cette dernière visible lors de la comparaison entre les données de la station du cratère de Benbow et du mini-réseau). La modification de cette partie correspond soit à une modification apparente, due à des effets de propagation liés aux conditions atmosphériques (température, vent) dans la caldeira d'Ambrym, soit à une modification liée à la source explosive, comme un changement de la viscosité du liquide magmatique en surface, c'est-à-dire des conditions favorisant ou non le développement des oscillations de la partie négative au moment de l'explosion. La première hypothèse pourrait être testée avec l'analyse de nouvelles périodes de données, et validée dans le cas où des phénomènes similaires se produiraient au niveau des mêmes périodes de l'année.

### 3.7 Conclusion

La détection des ondes cohérentes par l'algorithme de détection PMCC a été effectuée sur les données du mini-réseau enregistrées de façon quasi-continue entre Avr. 2009 et Fév. 2010. Le nombre et la durée des détections varient simultanément, mettant en valeur des périodes où l'activité des deux cratères est mieux détectée. Contrairement à la période de 2008 (chapitre 2) où l'activité était détectée de façon soutenue, cette période de 2009–2010 est caractérisée par une activité globalement stable et faible, mise à part les phases d'activité strombolienne vigoureuses détectées en provenance de Marum ainsi que l'activité intense enregistrée par les capteurs acoustiques à partir du 11 Janv. 2010 sur Marum. La mesure temporaire effectuée parallèlement à l'enregistrement du mini-réseau en Juil. 2009 dans le cratère de Benbow a permis de montrer les limites de détectabilité de l'activité par le mini-réseau, cette dernière pouvant être masquée du fait des mauvaises conditions météorologiques. Les mesures acoustiques de qualité effectuées dans le cratère de Benbow à 150 m de l'évent actif ont par ailleurs permis d'estimer un flux volumique de gaz de  $64 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$  pour le cratère Sud, associé à une période d'activité particulièrement faible du volcan.

## Chapitre 4

À l'écoute de l'activité strombolienne permanente du volcan Yasur par une station microbarométrique

### Résumé

*L'enregistrement de l'activité strombolienne permanente du volcan Yasur (Vanuatu) par une station microbarométrique située à 500 m des événements actifs permet de suivre de façon très précise les variations de volume de gaz libéré sous forme d'explosions de plus ou moins forte intensité en surface. Ces volumes sont calculés à partir des données acoustiques sur une période d'enregistrement constituée de trois séries continues entre 2009 et 2011. Deux classes d'explosions sont identifiées selon l'amplitude maximale du signal acoustique qu'elles génèrent. La première correspond aux explosions à l'origine d'un pulse acoustique inférieur à 10 Pa et est associée à la coalescence de bulles de gaz dans le conduit. L'évolution du volume de gaz calculé à partir de ces signaux montrent de nombreuses fluctuations rapides de flux de gaz, ainsi que des périodes de quelques jours à plusieurs mois de fort dégazage. L'évolution du flux de gaz associé aux explosions de plus forte intensité ( $> 10$  Pa) montre également des variations significatives de la quantité de gaz libérée au cours du temps, définissant des périodes à fort dégazage, qui semblent le plus souvent suivre celles de la classe des plus faibles pressions acoustiques. Les variations de volumes de gaz libérés par heure sont finement détaillées, puis l'évolution globale de l'activité du Yasur au cours de la période 2009–2011 est décrite.*

## 4.1 Introduction

Le dynamisme éruptif strombolien est caractéristique des éruptions impliquant un magma relativement peu visqueux. Il s'agit de la manifestation éruptive la plus répandue. Elle consiste à la survenue d'explosions discrètes de faible à moyenne intensité, de façon intermittente. La durée d'une explosion est de quelques secondes, pendant laquelle des fragments de magma sont éjectés à quelques centaines de mètres de hauteur de l'évent. Chaque explosion est provoquée par la libération du gaz contenu dans une bulle volumineuse formée par coalescence avec des bulles plus petites, dans le conduit ou au niveau du réservoir magmatique. L'intervalle de temps entre deux explosions varie de quelques secondes à plusieurs heures selon l'éruption et le volcan considéré. L'activité strombolienne a été nommée ainsi d'après le volcan Stromboli (Italie), qui a la particularité de produire cette activité explosive de façon quasi-permanente depuis 1300 ans (*Rosi et al.*, 2000). Les volcans Pacaya (Guatemala), Villarica (Chili), le Mont Erebus (Antarctique) et Yasur (Vanuatu) sont d'autres exemples de volcans qui présentent fréquemment ce comportement éruptif. Comme pour le Stromboli, le volcan Yasur est également en activité strombolienne de façon quasi-permanente, depuis plusieurs siècles.

Un tel état permanent du dynamisme éruptif reflète une stabilité du système volcanique et de l'alimentation magmatique, dans lesquels le refroidissement et le dégazage continu sont nécessairement compensés par un apport en chaleur et en gaz provenant d'une source profonde. Le modèle proposé par *Giberti et al.* (1992) pour expliquer le comportement éruptif permanent du Stromboli implique l'existence d'un réservoir superficiel de petite di-

mension, alimenté de façon continue par une source profonde. Dans ce modèle de système d'alimentation du Stromboli, le flux de masse de l'alimentation magmatique correspondante est estimé à plusieurs centaines de  $\text{kg s}^{-1}$ . *Giberti et al.* (1992) calculent un flux de  $200 \text{ kg s}^{-1}$  en se basant sur un modèle thermique. La profondeur du toit du réservoir superficiel est estimée à 300 m sous le cratère sommital (*Giberti et al.*, 1992; *Chouet et al.*, 1999), tandis que la chambre magmatique plus profonde alimentant ce réservoir superficiel se situe à plusieurs kilomètres sous le cratère sommital.

Comme abordé en introduction générale, deux modèles de coalescence sont proposés pour expliquer la formation de la poche de gaz à l'origine de l'explosion strombolienne, l'un impliquant une coalescence forcée et soudaine, l'autre une coalescence libre et progressive. La profondeur de 300 m pour le réservoir superficiel correspond à celle estimée à partir des signaux sismiques précurseurs aux explosions stromboliennes, et attribuée à la profondeur de coalescence de la mousse accumulée au toit du réservoir (*Chouet et al.*, 1999). Le modèle de coalescence forcée (à partir d'une mousse accumulée au niveau d'une barrière physique) est ainsi privilégiée pour expliquer l'origine des poches de gaz à l'origine des explosions du Stromboli (*Ripepe and Gordeev*, 1999).

Le modèle analogique de volcan de laboratoire de *Jaupart and Vergnolle* (1989) reproduit bien le dynamisme strombolien, l'explosion étant produite par la coalescence partielle de la mousse de bulles de gaz accumulées au toit du réservoir, lorsque l'épaisseur critique de la mousse est atteinte (voir fig. 3, p.29). La durée inter-explosive correspond ainsi à la durée de reconstruction de la couche de mousse jusqu'à ce que son épaisseur critique soit à nouveau atteinte. Les caractéristiques de l'activité strombolienne, volume de gaz libéré par explosion, surpression initiale du gaz, intermittence entre deux explosions, sont donc supposées être stables en considérant des conditions constantes dans le réservoir, c'est-à-dire entre autres, un flux de petites bulles de gaz qui alimente la mousse et une viscosité constante.

L'activité du Yasur est pourtant marquée, comme pour celle du Stromboli, par des variations perceptibles de l'intensité éruptive. Les observations de l'activité font ainsi état de périodes d'activité faible, normale ou forte, en fonction du nombre d'explosions et de leur intensité. En période d'activité particulièrement forte, des bombes peuvent être expulsées en dehors de la zone sommitale et des panaches de cendre dépassant 1 km de hauteur émis.

Disposant de près de deux ans de données acoustiques enregistrées à partir d'un microbaromètre à seulement 500 m du cratère du Yasur, entre 2009 et 2011, nous souhaitons mieux contraindre la dynamique de ce volcan et comprendre les mécanismes qui sont à l'origine des variations de l'intensité éruptive. Après avoir présenté les caractéristiques du volcan Yasur et des enregistrements acoustiques, nous nous appliquerons à étudier l'évolution de

l'activité explosive du Yasur vue par l'acoustique pour la période de 2009–2011.

## 4.2 Caractéristiques générales du volcan Yasur

Le volcan Yasur est situé sur l'île de Tanna ( $19.5^{\circ}\text{S}$  -  $169.5^{\circ}\text{E}$ ) dans le Sud-Ouest Pacifique, plus précisément au Sud de l'archipel du Vanuatu (fig. 4.1), à environ 150 km à l'Est de la fosse de subduction du Vanuatu (anciennement nommée Nouvelles-Hébrides) et à 150 km au dessus de la zone de Benioff (*Louat et al.*, 1988). Les données bathymétriques montrent que l'île de Tanna correspond à la partie subaérienne d'un large complexe volcanique qui s'étend plus à l'Est, d'une dimension de 40 km de large et atteignant environ 1800 m de hauteur depuis sa base (*Robin et al.*, 1994). L'activité volcanique actuelle de ce complexe volcanique se concentre au niveau du volcan Yasur.

Trois unités volcaniques principales composent l'île d'après les études géologiques menées

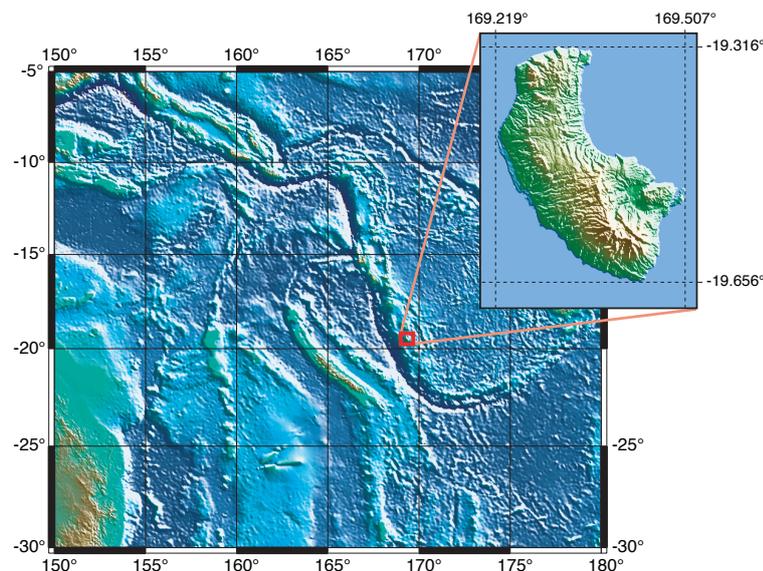


FIGURE 4.1 – Carte GMT avec la bathymétrie de la zone de subduction du Vanuatu. La topographie de l'île de Tanna est représenté sur l'agrandissement situé à droite.

par *Carney and MacFarlane* (1979) (fig. 4.2) :

- (1) la formation de Green Hill au Nord et à l'Est de l'île datant de 2.4 – 2.5 Ma ;
- (2) le groupe de Tukosmeru, qui se compose du grand strato-volcan du même nom situé au Sud-Ouest de l'île, ainsi que d'une épaisse série de dépôts pyroclastiques associée à l'activité de ce volcan, affleurant du centre jusqu'au Nord de l'île. Le mont Tukosmeru est le point culminant de l'île, à 1084 m au dessus du niveau de la mer et est daté entre 0.6 et 1.7 Ma (*MacFarlane et al.*, 1988).
- (3) l'unité du Siwi au Sud-Est comprenant le horst du Yenkahe à l'Est, et dans la partie Ouest de ce horst le volcan Yasur et le volcan éteint Ombus situés à

l'intérieur d'une caldeira de 24 km<sup>2</sup>. Les datations K/Ar indiquent que cette unité volcanique a commencé à se former il y a 200000 ans (*Carney and MacFarlane, 1979*). Le Horst du Yenkahe serait le résultat d'une surrection rapide ayant eu lieu pendant 1000 ans et dont la vitesse est estimée à 150 mm/an. Il serait attribué à une intrusion magmatique (*Chen et al., 1995*).

La formation de Green Hill et celle de Tukosmeru sont prédominées par une composition basaltique à basaltique andésitique, et l'unité du Siwi par une composition basaltique andésitique à andésitique (*Carney and MacFarlane, 1979*).

Le volcan Yasur correspond à un petit cône de scories de 361 m de hauteur. Son cratère

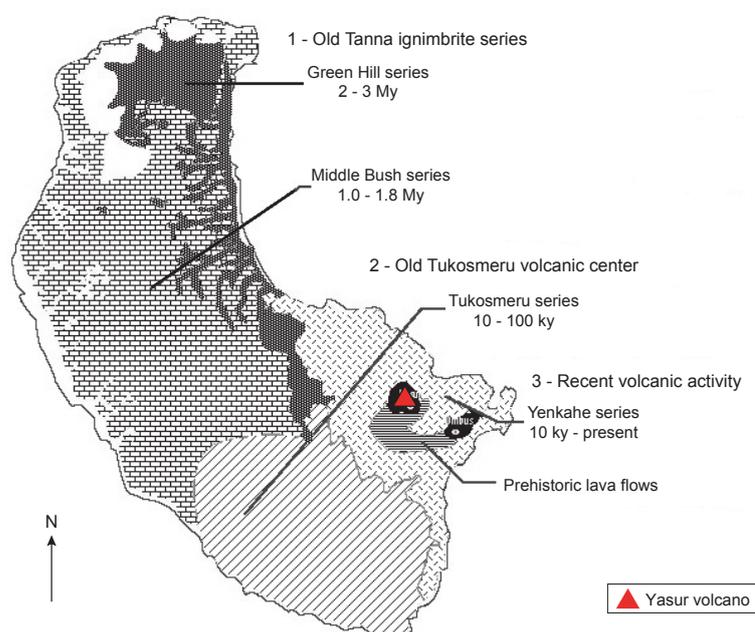


FIGURE 4.2 – Carte géologique de l'île de Tanna établie d'après *MacFarlane et al. (1988)*.

sommital est caractérisé par un diamètre de 400 m et une profondeur d'environ 150 m. Une activité éruptive de type strombolien à vulcanien se manifeste au niveau de plusieurs événements éruptifs, dont la position et le nombre évoluent continuellement à l'intérieur de ce cratère. La morphologie actuelle du cratère correspond à deux dépressions distinctes, une première au Sud contenant les deux événements actifs A et B, séparée de la seconde au Nord par une paroi verticale de plus de 50 m de hauteur et comprenant l'événement actif C (fig. 4.3-a).

L'activité éruptive a été pour la première fois documentée en 1774 par Cook (*Carney and MacFarlane, 1979*), qui décrivait alors la survenue d'explosions bruyantes toutes les 5 min accompagnées d'émission de cendres. Des observations régulières de l'activité strombolienne du Yasur ont été reportées par la suite (*Eissen et al., 1991*). Les diverses observations réalisées entre 1774 et 1989 et répertoriées par *Eissen et al. (1991)*, rendent compte

d'une activité éruptive "normale" ou bien anormalement forte. L'activité strombolienne normale est caractérisée par des explosions projetant des fragments de lave entre 30 et 300 m de hauteur, se produisant toutes les 2 à 10 min au niveau d'un ou plusieurs événements (fig. 4.3-c). Une activité anormalement importante a été décrite en 1975 par exemple, avec des explosions vulcaniennes émettant des panaches de cendres à plus de 900 m de hauteur, ou en 1977 avec une épaisse colonne de cendres atteignant 3000 m de hauteur et des explosions violentes éjectant des bombes et des blocs en dehors du cratère. Des exemples de bombes sont montrés en figure 4.3, ainsi que de panaches de cendres.

Peu d'études ont été pour le moment entreprises sur la dynamique de l'activité du volcan Yasur. La comparaison entre les signaux sismiques enregistrés sur le volcan Stromboli et le volcan Yasur, indique un délai temporel comparable entre le premier signal sismique et l'onde acoustique générée par l'explosion pour les deux volcans, suggérant la présence d'un réservoir magmatique superficiel à quelques centaines de mètres de profondeur seulement pour les deux volcans (*Nabyl et al.*, 1997). Les mesures spectrométriques réalisées sur les panaches de gaz émis au niveau des événements actifs du Yasur ont par ailleurs permis de distinguer deux sources d'exsolution du gaz (*Oppenheimer et al.*, 2006). La première est attribuée au dégazage passif. Elle correspond au dégazage magmatique superficiel de la colonne magmatique appauvrie en  $\text{SO}_2$  mais enrichie en HCl. La deuxième source est mesurée lors des explosions. Elle est interprétée comme provenant d'une exsolution plus profonde, ce qui permet d'expliquer la proportion de  $\text{SO}_2/\text{HCl}$ , 15 fois plus élevée en moyenne pour le gaz libéré par les explosions que pour celui associé aux émissions passives inter-explosives. Le flux moyen de  $\text{SO}_2$  dégazé par le Yasur, de façon active et passive, a été estimé à  $7.9 \text{ kg s}^{-1}$  à partir de mesures spectrométriques du panache de gaz visible au dessus du cratère depuis la base du cône, ce qui représenterait 1 à 2% des émissions volcaniques globales (*Bani and Lardy*, 2007).

Depuis 1993, l'activité du Yasur est surveillée par une station sismique, située à 2 km du cratère (fig. 4.3-d, f). Ces données, sous forme de comptage d'événements sismiques en fonction de leur amplitude, révèlent d'importantes fluctuations de l'activité volcanique du volcan Yasur, concordant avec les observations visuelles.

### 4.3 Suivi de l'activité par les comptages sismiques

La station sismique, installée par l'IRD en 1993 (*M. Lardy et al.*) est constituée d'un géophone qui mesure les mouvements verticaux du sol et d'un amplificateur (fig. 4.3-d). Elle transmet toutes les 4 heures par balise ARGOS, les comptages des événements sismiques répartis dans 5 niveaux d'amplitude différents. Un événement est détecté et classé dans un des niveaux lorsque son amplitude dépasse plus de huit fois à la suite le seuil

a) June 2009 - Crater



b) June 2009 - Melkem microbarometric station



c) June 2009 - Strombolian explosion



d) 1999 - Seismic count station (IRD)



e) Bomb at the base of Yasur cone



f) March 1994 - Ash plume (IRD)



g) 1998 - Bomb at 300 m from Yasur crater (IRD)



FIGURE 4.3 – Quelques photographies. (a) Cratère du Yasur en Juin 2009. (b) Station acoustique au site Melkem. Le microbaromètre est protégé sous la boîte en plastique blanche. Le cône cendreux du Yasur est visible en arrière-plan. (c) Explosion strombolienne de faible intensité au Yasur, Juin 2009. (d) Panache de cendres de 1999 visible depuis la plaine des cendres (ancien lac Siwi). Une station sismique envoie le nombre d'événements sismiques tous les 4 h par balise ARGOS. (e) Exemple de bombe déposée à la base du cône. (f) Panache de cendre de Mars 1994. (g) Bombe métrique éjectée à 300 m du cratère sommital en 1998.

prédéfini du niveau. Les seuils sont définis selon une tension de référence égale à 2,5 mV : le seuil caractérisant le niveau 1 vaut la tension de référence (facteur 1), le seuil du niveau 2 est un facteur 2 de cette tension de référence, le niveau 3 un facteur 5, le niveau 4 un facteur 10 et enfin le niveau 5 récupère tous les événements dont la tension dépasse d'un facteur 25 la tension de référence. Ainsi par exemple, le mouvement vertical qui déclenche une tension comprise entre 5 mV et 12,5 mV sera comptabilisé dans le niveau 2. Le niveau 3 (12,5 mV – 25 mV) est le plus représentatif de l'activité volcanique du Yasur (explosions stromboliennes et vulcaniennes). En période de forte activité du volcan, le niveau 4 peut aussi compter des événements d'origine volcanique. Tandis que le niveau 5 n'enregistre que les forts séismes liés à la structure tectonique régionale (magnitudes supérieures à 6). Les niveaux 1 et 2 sont sensibles aux événements de faibles amplitudes, causés aussi bien par les conditions météorologiques que par l'activité volcanique, c'est pourquoi les valeurs du comptage sont élevées, pouvant atteindre un nombre égal à plusieurs milliers de comptages par jour.

Les comptages sismiques de niveau 3 (fig. 4.4) permettent de mettre en évidence des

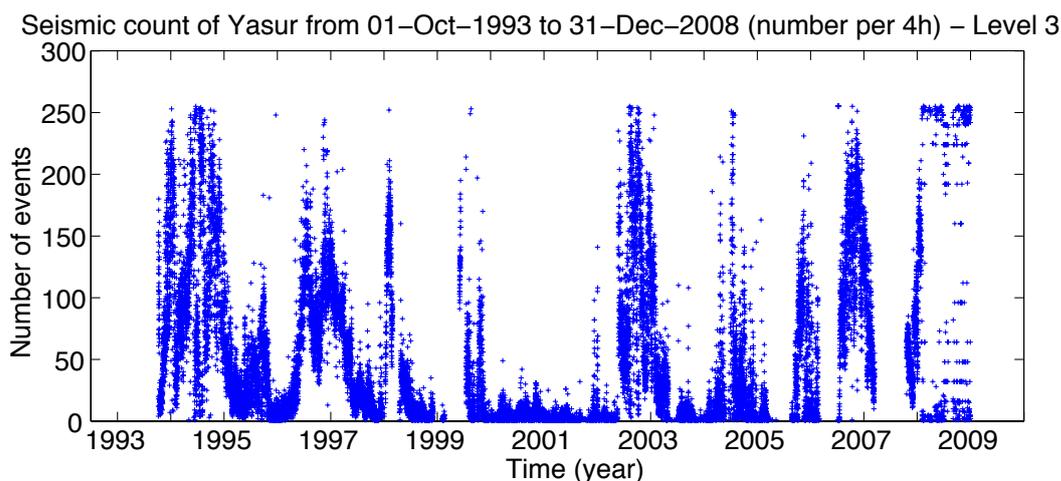


FIGURE 4.4 – Comptages sismiques de niveau 3 (voir texte) par 4 heures au Yasur, de 1993 à fin 2008. Les comptages ne se font plus correctement à partir de 2008. Les périodes à forts comptages ( $\geq 50$  événements par 4 heures) coïncident avec les périodes de forte activité volcanique.

variations très importantes de l'activité volcanique. Ils définissent des périodes faibles et fortes d'activité, avec des transitions brutales ou plus progressives entre ces périodes. Les périodes de forte activité sont caractérisées par un comptage entre 300 et 1500 événements par jour et peuvent durer jusqu'à un an et demi. Entre ces périodes intenses, les périodes d'activité faible s'étendent sur des durées de quelques mois à deux ans en moyenne, comme la période plutôt faible entre 2000 et 2002.

Ces variations de l'intensité de l'activité volcanique sont également observées de façon visuelle en surface. Les observations reportées dans les bulletins *BGVN* (2011) sont

cohérentes avec l'évolution des comptages sismiques. Les périodes caractérisées par de forts comptages coïncident avec les observations d'une activité vigoureuse. La zone de retombée des bombes lors de l'activité intense de 1994 (*BGVN* (2011) 20 :08) s'étendait ainsi à 500 m autour du cratère sommital. Une augmentation de l'intensité de l'activité a également été notée par exemple à partir d'août 2002 (*BGVN* (2011) 28 :01). L'activité est au contraire signalée comme normale en février 2000 (*BGVN* (2011) 25 :04) alors que les comptages sismiques sont plutôt faibles.

Une station microbarométrique installée à seulement 500 m des événements actifs permet de quantifier le nombre et l'amplitude des explosions, et de suivre leurs évolutions temporelles. L'objectif principal est de comprendre l'origine des variations de l'intensité de l'activité du volcan Yasur, telles que mises en valeur par les comptages sismiques et les observations visuelles.

## 4.4 Suivi du dégazage actif par les mesures acoustiques

### 4.4.1 Présentation de la station microbarométrique

Une station composée d'un microbaromètre a été installée à 500 m du centre du cratère sommital du Yasur, au Nord-Est de ce dernier (fig. 4.5). Ce site, nommé Melkem, est situé à la même hauteur que le sommet du Yasur (fig. 4.3-b).

La station est équipée d'un numériseur Quanterra Q330 (Kinematics) et du microba-

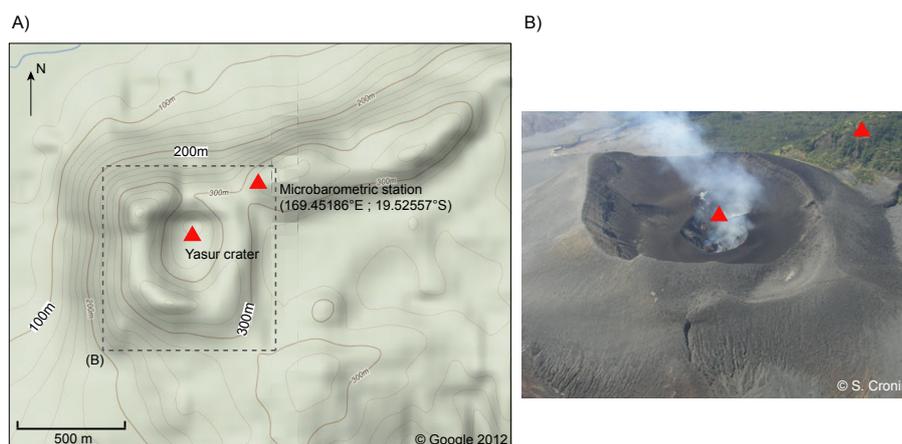


FIGURE 4.5 – (A) Carte topographique du Yasur (réalisée à partir de Google map 2012) et positionnement de la station microbarométrique. (B) Photographie aérienne du Yasur (S. Cronin), les points figurés par un triangle rouge et indiqués en (A) y sont reportés (centre du cratère et station microbarométrique).

romètre MB1015 conçu par le CEA-DASE. Le numériseur Q330, codant sur 32 bits et

avec une pleine échelle de 40 V, enregistre avec une fréquence d'échantillonnage de 100 Hz. Le microbaromètre capte les variations de pression atmosphériques dans la bande 800 s - 40 Hz, avec une sensibilité de 1 mV/Pa. Cette station enregistre le son du Yasur de façon quasi-continue depuis Mars 2009. Trois périodes continues, entrecoupées par des pannes, sont plus exactement enregistrées : du 18 Mars 2009 au 26 Mai 2010, du 22 Juin au 24 Novembre 2010, puis du 9 Janvier au 31 Mai 2011.

Les données, enregistrées au format miniseed, sont découpées par tranches de 6 h et transformées au format Matlab. Pour des raisons de compatibilité avec le traitement des données acoustiques enregistrées entre 2004 et 2008 au même site par un numériseur différent que le Q330, les données sont ré-échantillonnées à 75 Hz, fréquence d'échantillonnage de la station précédente. Les données sont par ailleurs filtrées entre 0.01 et 20 Hz (par le filtre passe-bande Butterworth d'ordre 3 implémenté dans le programme *signal\_proc.m*) afin d'ôter la composante basse-fréquence liée aux variations de pression atmosphérique.

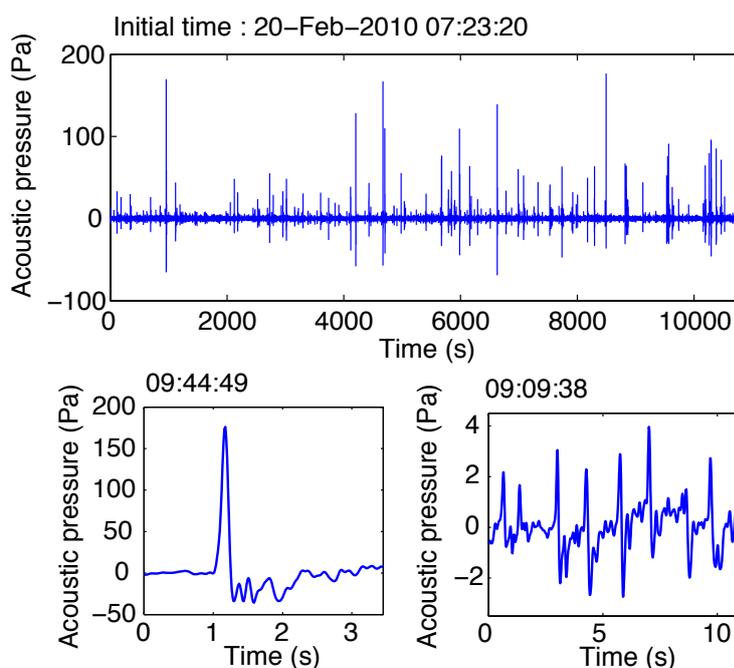


FIGURE 4.6 – Exemples de données acoustiques et de signaux impulsifs générés par l'activité du Yasur. Pour une meilleure visualisation, les données sont filtrées entre 0.1 et 10 Hz. (a) Extrait de 3 h de données acoustiques de la station Melkem située à 500 m du cratère du Yasur. (b) Détail d'un signal acoustique explosif de forte amplitude (le premier signal dépassant 100 Pa visible sur les données présentées en (a), l'heure initiale est indiquée). (c) Détail d'un autre signal impulsif généré par une explosion, dont l'amplitude de la coda est moins importante que pour le signal montré en (b). Le signal est de plus davantage dissymétrique. (d) Autre agrandissement effectué dans les données de (a), en dehors des signaux de forte amplitude. Une succession de signaux impulsifs inférieurs à 5 Pa sont visibles. (e) Le détail d'un de ces signaux de faible amplitude montre que la longueur d'onde est comparable à celle des signaux de forte amplitude.

## 4.4.2 Signature acoustique du dégazage actif

La signature acoustique des explosions stromboliennes du Yasur est particulièrement bien marquée sur les données acoustiques (fig. 4.6). De forts pulses de pression acoustique, entre 10 et plusieurs centaines de Pa, extrêmement bien démarqués du bruit de fond, sont visibles sur la majorité des blocs de données découpés par 6 h disponibles. Ces signaux sont caractérisés par un premier pulse positif, au démarrage très abrupt, suivi par un pulse négatif atteignant une amplitude en valeur absolue plus faible que celle du pulse positif. La fréquence basée sur la durée du premier pulse positif est comprise entre 2 et 3 Hz. Un examen plus minutieux des données révèle la présence de signaux impulsifs de plus faible amplitude. Ces signaux de quelques Pa sont observés en plus ou moins grands nombres dans les données. Ils sont caractérisés par une longueur d'onde similaire à celle des fortes explosions.

## 4.4.3 Évolution du dégazage calculé à partir de la puissance acoustique sur le signal explosif et inter-explosif

Dans un premier temps, les variations des sources possibles de dégazage sont étudiées sur l'ensemble de la période, en calculant le volume de gaz à partir de la puissance acoustique (*Woulff and McGetchin, 1976*) dans différentes bandes de fréquence (fig. 4.7). Cette représentation permet de repérer les périodes et les variations particulières, par exemple les augmentations de volumes dans la bande associée aux explosions ou bien une modification de la fréquence dominante du dégazage. La distance capteur-source monopolaire est d'environ 500 m et le rayon moyen de la source (c'est-à-dire des événements) est estimé visuellement à 2.5 m. Les puissances acoustiques sont calculées à partir des données filtrées entre 0.01 et 20 Hz. Différentes bandes de fréquences sont sélectionnées pour calculer les volumes de gaz, selon l'allure des spectres fréquentiels obtenus sur plusieurs échantillons de données. Ces bandes sont : (1) 0.01–0.5 Hz ; (2) 0.5–1.8 Hz ; (3) 1.8–4 Hz et (4) 4–20 Hz. Les bandes (2) et (3) sont liées à l'activité explosive et se suivent au cours du temps. La bande (2) 0.5–1.8 Hz, est liée à la coda des signaux explosifs, tandis que la bande (3) 1.8–4 Hz est liée à la première impulsion des signaux acoustiques générés par les explosions.

La bande 0.01–0.5 Hz n'est à priori pas associée à une source de dégazage actif. Le volume calculé à partir de cette bande montre d'importantes fluctuations. Certaines augmentations de ce volume sont brutales, et associées à des augmentations dans les autres bandes de fréquences. Le pic de volume le plus important, qui apparaît entre le 11 et le 13 Janv. 2011, est par exemple associé à un pic de volume dans la bande 0.5–1.8 Hz. Les données de cette période contiennent en effet une composante basse-fréquence particulièrement

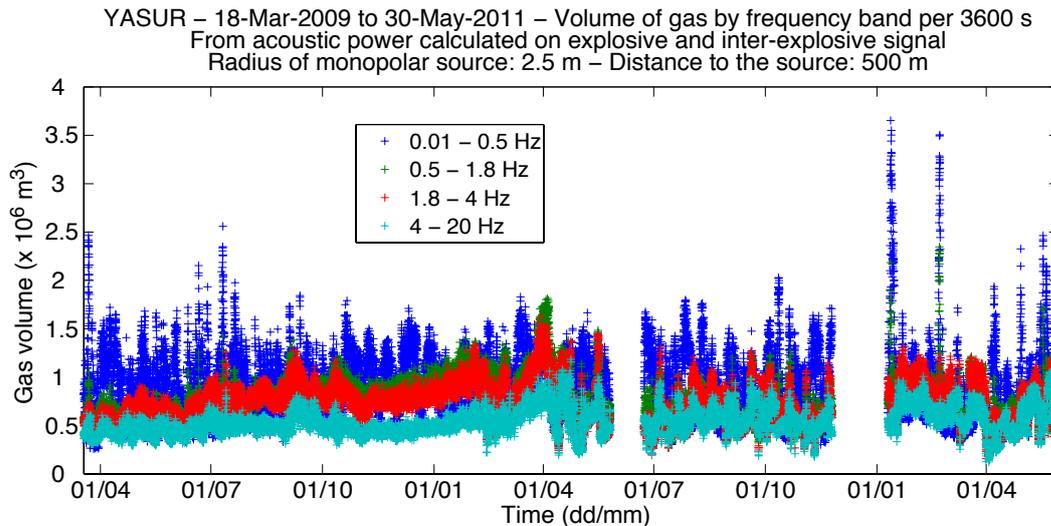


FIGURE 4.7 – Volume de gaz calculé à partir de la puissance acoustique (explosive et inter-explosive) et par bandes de fréquence.

énergétique. Quelques signaux impulsifs d'une fréquence de 3 Hz sont identifiables parmi les oscillations basse-fréquences atteignant parfois des amplitudes supérieures à 100 Pa. Ces oscillations semblent aléatoires, avec des périodes supérieures à 2 s. Elles sont assimilées à du bruit, probablement causé par de mauvaises conditions météorologiques. Des extraits de données acoustiques de cette période sont montrées en figure 4.8. L'ensemble des périodes bruitées avec une composante basse-fréquence très énergétique sont identifiées et listées ci-après :

- du 21 Mars 2009 22:00 au 22 Mars 2009 22:00
- du 20 Juin 2009 22:00 au 21 Juin 2009 00:00
- le 28 Juin 2009 de 06:00 à 08:00
- du 10 Juil. 2009 13:00 au 11 Juil. 2009 12:00
- du 20 Juil. 2009 02:00 au 21 Juil. 2009 05:00
- le 10 Mars 2010 de 09:00 à 20:00
- du 11 Jan. 2011 19:00 au 14 Jan. 2011 18:00
- du 21 Fév. 2011 02:00 au 22 Fév. 2011 07:00
- du 17 Mai 2011 19:00 au 18 Mai 2011 02:00

Ces périodes correspondent aux périodes les plus bruitées, il en existe très certainement d'autres dont les perturbations basses-fréquences sont néanmoins moins énergétiques.

Les volumes associés aux bandes de plus hautes fréquences ( $\geq 0.5$  Hz) présentent globalement les mêmes variations, les volumes des bandes 0.5–1.8 et 1.8–4 Hz étant supérieurs à ceux de la bande 4–20 Hz. Ces variations semblent indépendantes de celles des volumes calculés dans la bande 0.01–0.5 Hz, hormis les quelques pics de volumes dus à l'augmentation du bruit. Tout en étant marqué de fluctuations de courtes périodes, le volume

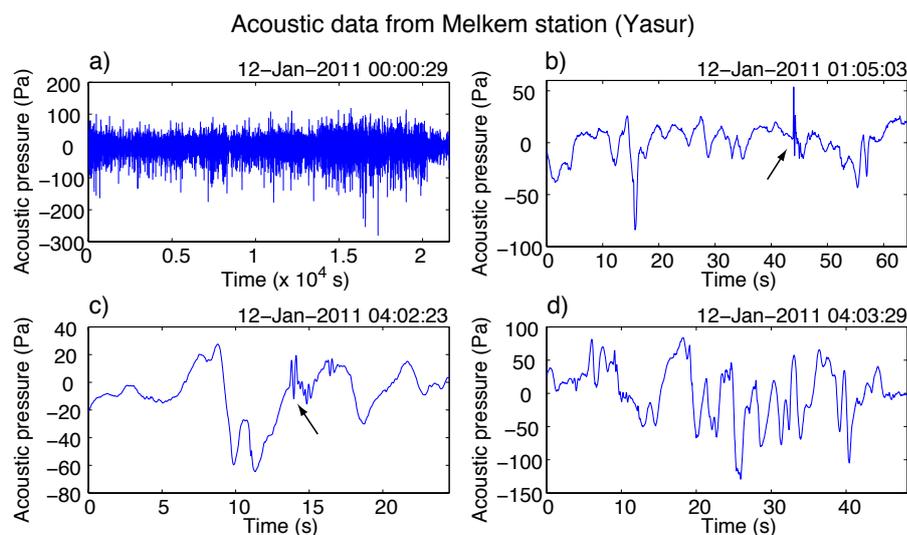


FIGURE 4.8 – Extrait de données acoustiques particulièrement bruitées (filtrées entre 0.01 et 20 Hz). (a) Les données du 12 Jan. 2011, de 00:00:29 à 06:00:29. (b, c et d) Agrandissements des données de (a) sur des fenêtres de quelques secondes. Les pics d’amplitude supérieure à 50 Pa visibles sur les 6 h de données en (a), correspondent à des oscillations basse-fréquence énergétiques. Quelques signaux impulsifs avec une fréquence correspondante à celle des explosions du Yasur sont indiqués par des flèches (b et c).

associé aux bandes de 0.5 à 4 Hz augmente sensiblement au cours de la période du 18 Mars au 3 Nov. 2009. Le volume par heure passe ainsi d’une valeur d’approximativement  $6.0 \times 10^5 \text{ m}^3$  au début de l’enregistrement pour les deux bandes à  $7.7 \times 10^5 \text{ m}^3$  le 3 Nov. 2009. L’augmentation du volume devient plus linéaire du 3 Nov. 2009 au 3 Fév. 2010, où il atteint une valeur de  $13.3 \times 10^5 \text{ m}^3$ . Le volume par heure diminue ensuite jusqu’au 3 Mars 2010, jusqu’à  $7.3 \times 10^5 \text{ m}^3$ , puis augmente rapidement jusqu’au 27 Mars. Les valeurs demeurent supérieures à  $10.0 \times 10^5 \text{ m}^3$  jusqu’au 5 Avr. 2010, avec un maximum de  $16.2 \times 10^5 \text{ m}^3$  calculé dans la bande 1.8–4Hz atteint le 30 Mars. Cette valeur est la plus élevée de la totalité de la période étudiée pour la bande fréquentielle des explosions. Le volume diminue rapidement après le 5 Avr. 2010, jusqu’à une valeur minimale le 13 Avr. d’environ  $3.0 \times 10^5 \text{ m}^3$ .

De nombreuses fluctuations de volume à courts termes des bandes supérieures à 0.5 Hz sont visibles pour la période du 22 Juin au 24 Nov. 2010, tandis que la dernière période de mesures continues à partir du 9 Janv. 2011 est caractérisée par une diminution marquée des volumes de la bande explosive du 1<sup>er</sup> au 3 Avr. 2011, puis une augmentation progressive jusqu’à la fin de la période d’étude.

#### 4.4.4 Paramètres de détection des signaux impulsifs

Les données brutes sont préalablement filtrées entre 0.1 et 10 Hz, principalement afin d'enlever les offsets des signaux impulsifs dus à la présence des basse-fréquences. La détection automatique des signaux impulsifs par la méthode STA/LTA (voir partie 1.2.2, p.55), de faible et de forte amplitude, est particulièrement efficace étant donné le fort rapport signal sur bruit, même pour les signaux de très faible amplitude ( $< 1$  Pa). Certaines périodes sont néanmoins caractérisées par l'occurrence de signaux de faible pression acoustique, de façon très rapprochée (quelques secondes). Une valeur LTA fixe est choisie pour la détection afin que le détecteur STA/LTA ne soit pas sensible aux variations de l'intermittence des signaux impulsifs. Un seul niveau de décomposition en ondelette de Daubechies d'ordre 5, est nécessaire, le niveau 4. Les transitoires mis en valeur par cette décomposition ont une fréquence comprises entre 2.3 et 4.7 Hz. La valeur fixe LTA correspond à la moyenne de l'ensemble des données décomposées en coefficients d'ondelette de détail de niveau 4. L'ensemble des paramètres est reporté dans le tableau 4.1.

La détection automatique basée sur la décomposition en ondelette est lancée sur l'en-

Automatic detection parameters :

Wavelet decomposition with fixed LTA and waveform criteria

$f_{min}$	$f_{max}$	LTA	$T_{STA}$	Level	$f_{dec}$	Thr.	$P_{pos}/P_{neg}$	$P_{neg}/P_{pos}$	First $P_{pos}$
2 Hz	2 Hz	0.4249	0.57 s	4	2.34–4.68 Hz	2.5	1000	100	0.65

TABLE 4.1 – Paramètres de détection automatique basée sur la décomposition en ondelette appliquée aux données acoustiques du Yasur pour la période 2009–2011.

semble des données avec ces paramètres. Les données bruitées repérées précédemment sont conservées, la décomposition en coefficient d'ondelette de détail de niveau 4 sur laquelle est calculé le profil STA/LTA n'étant pas sensible aux variations basses-fréquences ( $\leq 0.5$  Hz). Toutefois, la présence des basse-fréquences d'une période comprise entre 5 et 10 s dans les données filtrées entre 0.1 et 10 Hz a pour effet d'induire de mauvaises mesures des amplitudes maximales des signaux impulsifs détectés, leurs offsets pouvant être élevés lorsqu'ils sont enregistrés durant une oscillation énergétique basse-fréquence. Les graphes des sections suivantes représentant les résultats concernant les amplitudes maximales par détection et moyennées par tranche de temps, ainsi que ceux présentant les nombres par catégorie d'amplitude et les volumes de gaz sont préalablement nettoyés des valeurs élevées induites par le bruit basse-fréquence.

## 4.4.5 Résultats de la détection automatique des signaux acoustiques

### 4.4.5.1 Nombre par heure et pression acoustique maximale

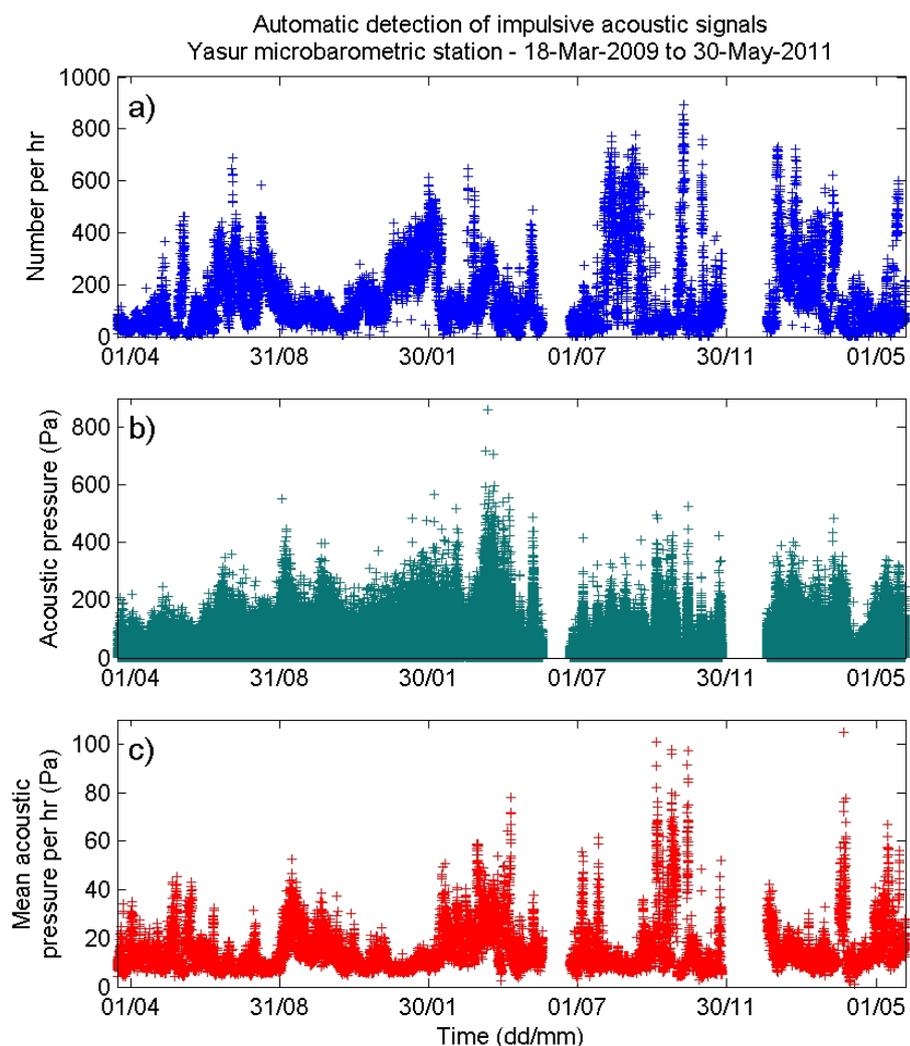


FIGURE 4.9 – Résultats de la détection automatique des signaux impulsifs dans les données acoustiques du Yasur. (a) Nombre de signaux impulsifs détectés par heure (a), pression acoustique maximale de chaque signal (trouvée au niveau de la première impulsion positive) et (c) pressions acoustiques maximales moyennées par heure. L'axe temporel est pourvu de repères tous les 152 jours soit 4 mois.

Le nombre de détection par heure varie entre 0 et 893. La valeur moyenne est de 150 signaux impulsifs par heure. L'évolution des nombres (fig. 4.9-A) montre d'importantes fluctuations, avec des augmentations rapides ou plus progressives, sur de courtes ou de longues durées. Les nombres semblent par exemple augmenter progressivement du 4 Nov. 2009 au 12 Fév. 2010, soit pendant 100 jours, avec un nombre multiplié par un facteur

5, entre le début de la période (environ 100 signaux par heure) et la fin (jusqu'à 500 signaux par heure). Le nombre devient ensuite rapidement inférieur à 100 signaux par heure le 12 Fév. 2010. L'augmentation du nombre est en revanche brutale le 16 Juil. 2010 par exemple. En 1 jour seulement, le nombre, initialement avec une valeur stable d'environ 25 signaux par heure, atteint 532 signaux par heure. Il oscille ensuite, en conservant des valeurs élevées, jusqu'à 776 signaux détectés par heure, pendant environ 41 jours. Le nombre redevient ensuite stable, avec des valeurs inférieures à 30 signaux par heure. Des variations de courtes durées sont également repérées, telle que celle correspondant au pic de nombre étroit, visible à partir du 18 Mai 2009. Le nombre, inférieur à 30 signaux par heure, augmente progressivement pendant 6 jours pour atteindre 465 signaux par heure, puis diminue en moins de 2 jours pour retrouver une valeur faible, d'environ 20 signaux par heure.

L'amplitude maximale de chaque détection (fig. 4.9-B) est comprise entre 0.01 et 859 Pa.

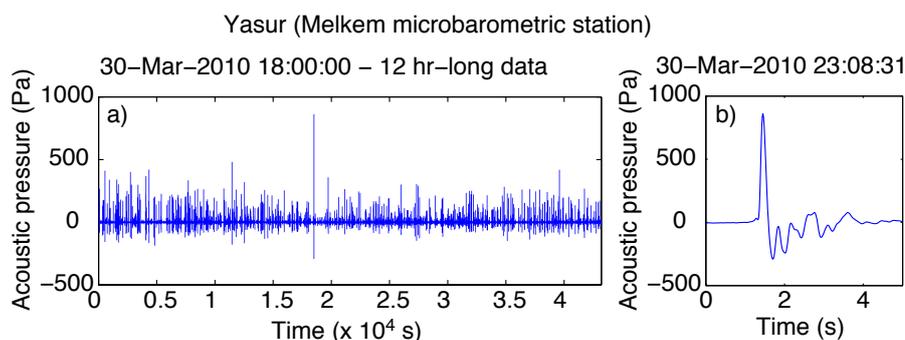


FIGURE 4.10 – Extraits de 12 h de données acoustiques à partir du 30 Mars 2010 18:00 (a). L'activité est particulièrement forte du point de vue du nombre et de l'amplitude des signaux explosifs, souvent supérieurs à 100 Pa. L'explosion ayant générée l'amplitude la plus élevée des séries de données de 2009–2011, soit 859 Pa, apparaît comme un événement particulièrement fort comparé aux signaux avoisinants. (b) Détail de la forme d'onde de cette explosion.

Sa valeur moyenne est de 12 Pa. Des augmentations sont visibles, formant des poussées d'amplitude plus ou moins larges, comme pour la période du 2 au 11 Sept. 2009, débutant par la survenue d'un signal explosif de 552 Pa, ou la période du 27 Mars 2010 au 5 Avr. 2010. Cette dernière correspond avec l'augmentation repérée sur les volumes de gaz calculés à partir d'une fenêtre glissante sur les données (fig. 4.7). Une tendance à l'augmentation progressive des amplitudes maximales se dessine au cours de la période du 18 Mars 2009 au 30 Mars 2010, en considérant l'enveloppe des points maximums d'amplitude. L'amplitude maximale des signaux explosifs détectés, de 859 Pa, est enregistrée ce 30 Mars 2010, à 23:08:33 précisément (fig. 4.10). Des augmentations d'amplitude de plus courtes durées sont également visibles, comme le pic d'amplitude du 15 Mai 2010 15:00 au 17 Mai 2010 08:15 atteignant 486 Pa, ainsi que les multiples pics de la seconde période

Yasur - Melkem station - Examples of periods during which acoustic pressure of explosions increases

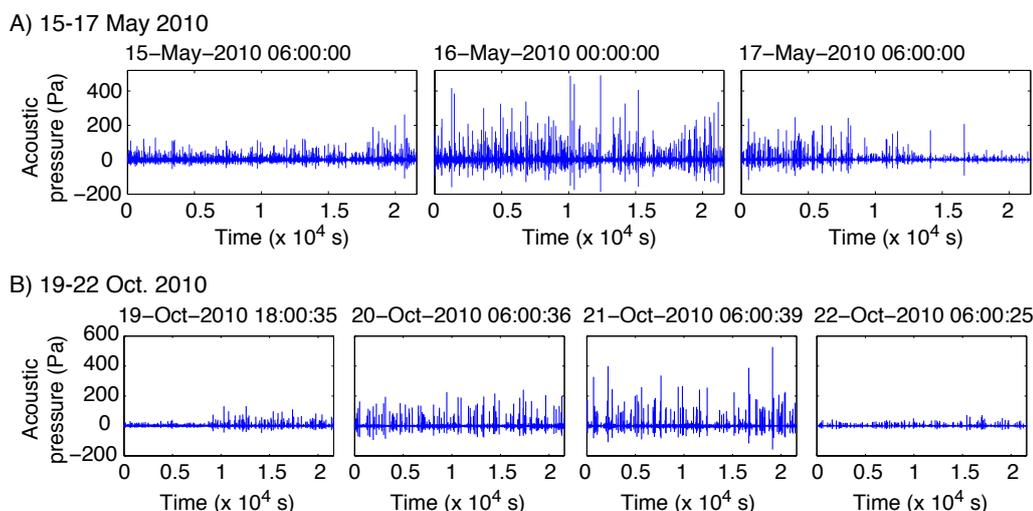


FIGURE 4.11 – Extraits de données acoustiques pour deux périodes où la pression acoustique des signaux augmente significativement : (A) du 15 au 17 Mai 2010 et (B) du 19 au 22 Oct. 2010. (A) La pression acoustique des signaux devient plus importante à la fin de l'échantillon de données du 15 Mai (de 06:00 à 12:00). Des signaux dépassant 150 Pa apparaissent à partir de  $1.7 \times 10^4$  s. Les signaux dépassant 200 Pa sont ensuite nombreux, comme montré sur le deuxième échantillon du 16 Mai. Le nombre de signaux de forte amplitude diminue le 17 Mai à partir de 09:00. (B) Les signaux de forte amplitude apparaissent le 19 Oct. à partir de 20:40. Les signaux de fortes amplitudes, formant une poussée d'amplitude supérieure à 150 Pa, sont enregistrés jusqu'au 21 Oct. 21:55. Ils ne sont plus détectés le 22 Oct. à 06:00 par exemple.

d'enregistrement continu du 22 Juin 2010 au 24 Nov. 2010.

Un exemple de pic d'amplitude pour cette période est celui du 19 Oct. 2010 20:40 au 21 Oct. 2010 21:55, dont des extraits de données sont montrés sur la figure 4.11, où sont également présentés des extraits de données correspondant au pic d'amplitude du 15 au 17 Mai 2010. La période de Janv. à Mai 2011 présente également des poussées de pression acoustique, ainsi qu'une période relativement longue, celle du 2 Avr. 10:00 au 28 Avr. 10:00, où seules 16 explosions dépassant 100 Pa sont détectées.

L'amplitude acoustique moyenne par heure (fig. 4.9-C), montre d'importantes fluctuations, qui sont souvent anticorrélées avec celles du nombre par heure. L'augmentation visible à partir du 31 Août 2009 par exemple apparaît alors que le nombre a diminué de façon significative. Comme ce sera précisé dans la partie suivante, la majorité des signaux impulsifs est caractérisée par une pression acoustique inférieure à 10 Pa. Les fluctuations du nombre reflètent avant tout celles des signaux de faible amplitude. L'amplitude moyenne par heure augmente ainsi lorsque le nombre des explosions de faible amplitude diminue. Les importantes poussées d'amplitude moyenne, comme celle du 23 au 31 mars 2011 (au niveau de la dernière période de mesures continues), sont généralement associées à une

diminution significative du nombre de signaux de faible amplitude, sans augmentation significative de l'amplitude des signaux.

#### 4.4.5.2 Deux populations d'événements explosifs

L'histogramme des amplitudes maximales des pulses de pression détectés sur l'ensemble de la période 2009–2011 montre que la majorité des signaux a une amplitude inférieure à 10 Pa (fig. 4.12).

Plus précisément, 77.1% des signaux détectés ont une amplitude inférieure à 10 Pa, avec

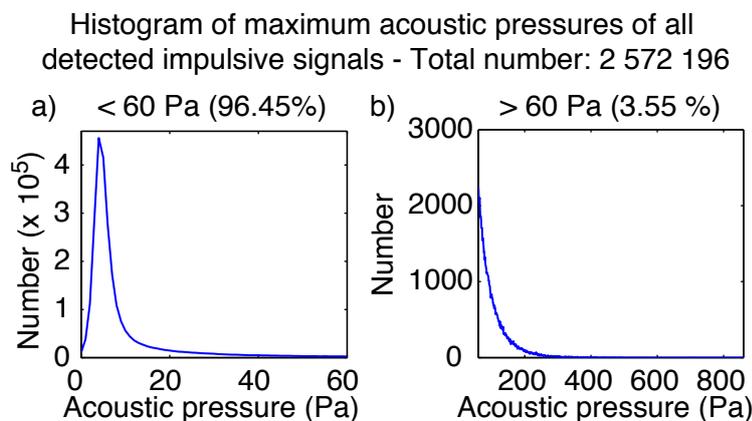


FIGURE 4.12 – Histogramme des pressions acoustiques maximales des signaux détectés. Les signaux dont l'amplitude est inférieure à 10 Pa sont largement majoritaires. La répartition des amplitudes dessine un pic dont la valeur maximale est atteinte pour les amplitudes comprises entre 3.5 et 4.5 Pa. Pour faciliter la visualisation de la répartition des amplitudes plus fortes, en l'occurrence supérieures à 60 Pa, l'histogramme a été séparé en deux, avec en (a) la partie de l'histogramme pour les amplitudes inférieures à 60 Pa et en (b) les amplitudes supérieures à 60 Pa.

une valeur moyenne de 4.9 Pa. 18.3% des signaux ont une amplitude maximale comprise entre 10 et 50 Pa, la valeur moyenne correspondante étant de 21.4 Pa ; 4.4% des détections ont une amplitude située dans la gamme 50–200 Pa, avec une amplitude moyenne de 87 Pa ; et 0.2% seulement dépassent 200 Pa, l'amplitude moyenne correspondante étant de 254 Pa.

L'évolution du nombre de signaux impulsifs de faible pression acoustique, inférieure à 10 Pa, n'est par ailleurs pas clairement corrélée avec l'évolution du nombre de signaux impulsifs supérieurs à 10 Pa (fig. 4.13). Le nombre moyen de signaux de faible amplitude par heure vaut 116. La valeur maximale de 874 est atteinte le 16 Oct. 2010 à 20:10, ce qui représente un signal toutes les 4 s en moyenne. Une moyenne de 34 explosions par heure génère un signal acoustique supérieur à 10 Pa pour la période étudiée. Le nombre maximal de fortes explosions est atteint le 13 Juil. 2009 aux environs de 11:10 avec 268

signaux détectés par heure. Les données acoustiques correspondant aux périodes à nombre maximum trouvé sur la période d'étude, pour les faibles et les fortes pressions acoustiques, sont montrées respectivement en figure 4.14 et 4.15.

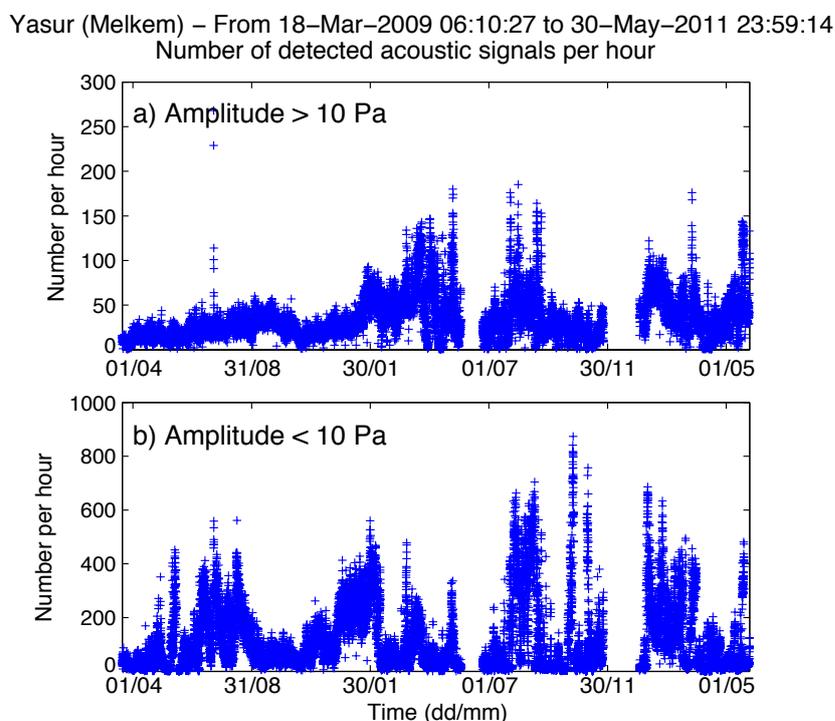


FIGURE 4.13 – Évolution du nombre de signaux impulsifs détectés par heure, d'amplitude supérieure à 10 Pa (a) et inférieure à 10 Pa (b).

L'évolution du nombre de signaux de forte amplitude semble suivre celle du volume de gaz calculé par fenêtre glissante sur les données, dans les bandes de fréquences explosives, de 0.5 à 4 Hz (fig. 4.7). Étant donnée la proportion des signaux de faible pression acoustique par rapport à ceux de plus forte pression (77%), l'évolution du nombre de signaux par heure pour les faibles pressions acoustiques, suit celle de l'ensemble des signaux présentée en figure 4.9-a.

L'augmentation souvent brutale et significative du nombre des signaux de la classe des faibles pressions acoustiques est illustrée pour la période du 12 Mai au 9 Juin 2009 en figure 4.16 et 4.17. Ces signaux de faible amplitude, se succèdent toutes les 1–2 s en période de fort nombre. Ce phénomène est en effet observé visuellement (mission de Juin 2009 sur le Yasur, IPGP). Il s'agit de bouffées (*puffs*), également observées sur les enregistrements acoustiques du Stromboli (*Ripepe et al.*, 2002). Les éjectas sont peu nombreux et envoyés à faible hauteur, tous les 1–2 s, indiquant la succession de bulles de gaz de faible dimension et peu surpressurisées. En revanche, les explosions à l'origine des signaux acoustiques de forte amplitude libèrent vraisemblablement une quantité de gaz plus im-

portante, pendant quelques secondes. Elles sont supposées être formées par l'éclatement d'une bulle de plus grande dimension et davantage surpressurisée (*James et al.*, 2009). Dans la suite, les fluctuations de volume de gaz sont étudiées plus en détail pour les deux classes d'explosions.

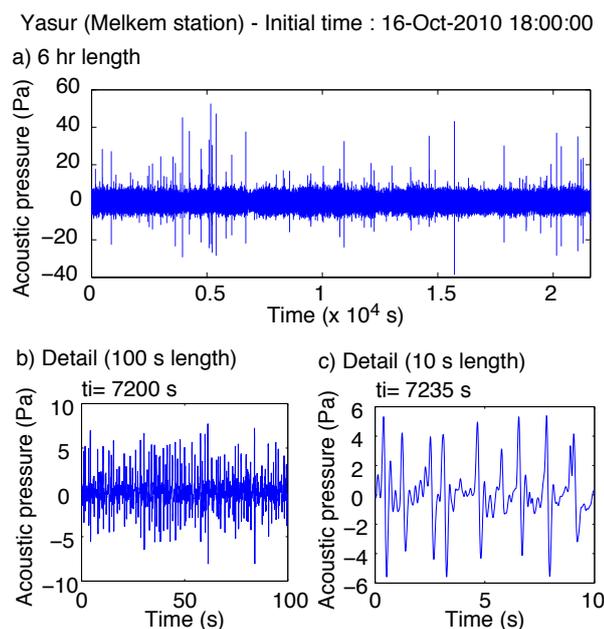


FIGURE 4.14 – Extraits des données acoustiques du 16 Oct. 2010, pendant la période où le nombre de détection par heure des signaux impulsifs inférieurs à 10 Pa devient maximal. (a) Enregistrement acoustique d’une durée de 6 h effectué à partir de 18:00. Les signaux ne dépassent pas 60 Pa. Une zone très dense se situe entre -10 et 10 Pa. (b) Un agrandissement dans cette zone montre la présence d’un grand nombre de signaux impulsifs. (c) Un intervalle de 1 à 2 s sépare les signaux impulsifs.

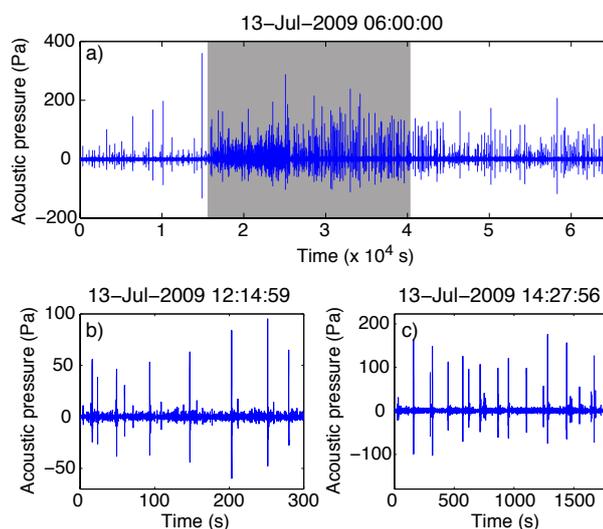


FIGURE 4.15 – Visualisation des données pour la période où le nombre d’explosions générant un pulse de pression acoustique supérieure à 10 Pa est maximum : le 13 Juil. 2009. (a) 18 h de données acoustiques, montrées à partir de 06:00 (TU). La zone grisée représente la période pendant laquelle un nombre maximum de signaux d’amplitude supérieure à 10 Pa a été détecté. (b) et (c) Agrandissements dans la zone grisée, avec en moyenne 2 explosions de forte amplitude par min en (a) et 1 toutes les 2 min en (c).

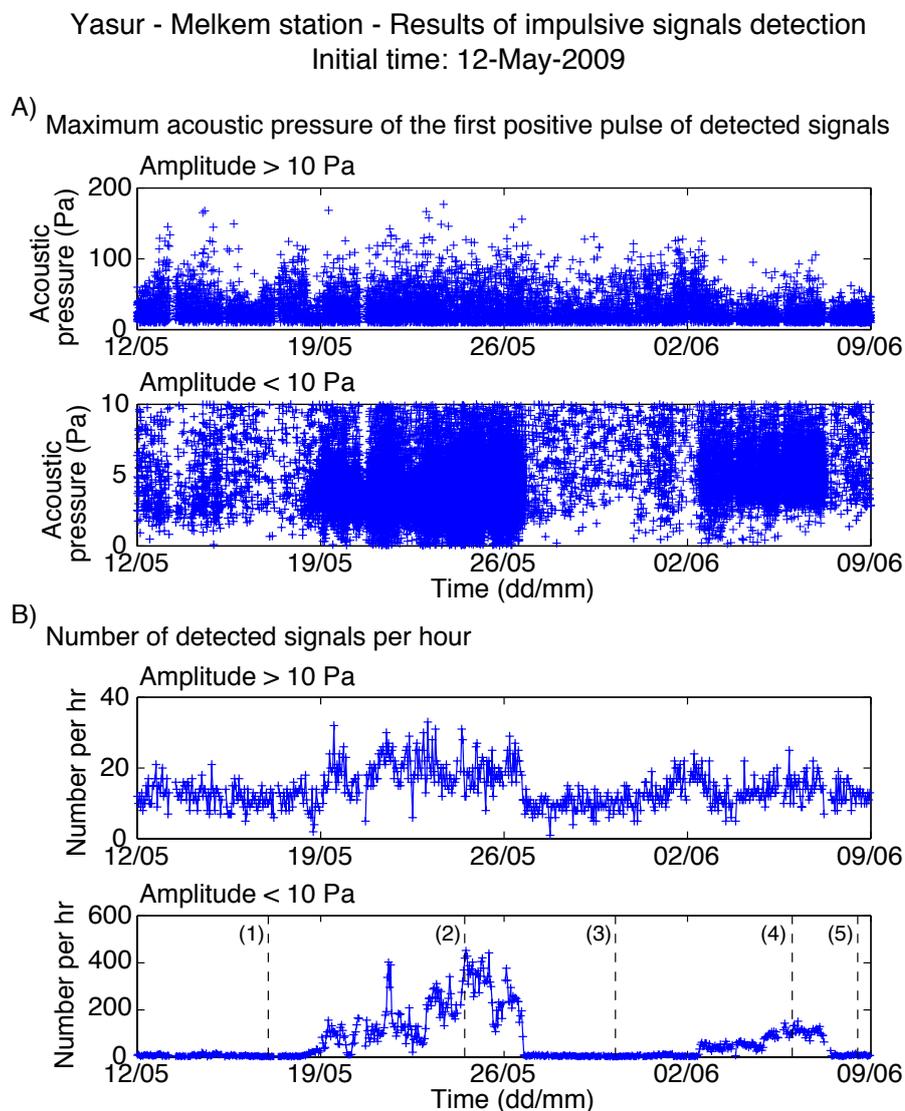


FIGURE 4.16 – Exemple de période où des augmentations rapides et significatives du nombre de signaux de la classe des faibles pressions acoustiques apparaissent : du 12 Mai au 9 Juin 2009. Deux pics de nombres par heure sont visibles pendant cette période pour la classe des faibles pressions (B). La classe des fortes pressions acoustiques ne montre pas d'augmentation significative au même moment. L'ensemble des pressions acoustiques maximales détectées est reporté dans les graphes en (A) pour les deux classes. La densité de points augmente considérablement pour la classe des faibles pressions acoustiques, du 19 au 27 mai, puis du 2 au 8 Juin. Les lignes verticales en pointillés numérotées dans le graphe en (B) du nombre par heure des signaux inférieurs à 10 Pa indiquent le démarrage des périodes dont les données sont visualisées en figure suivante (4.17).

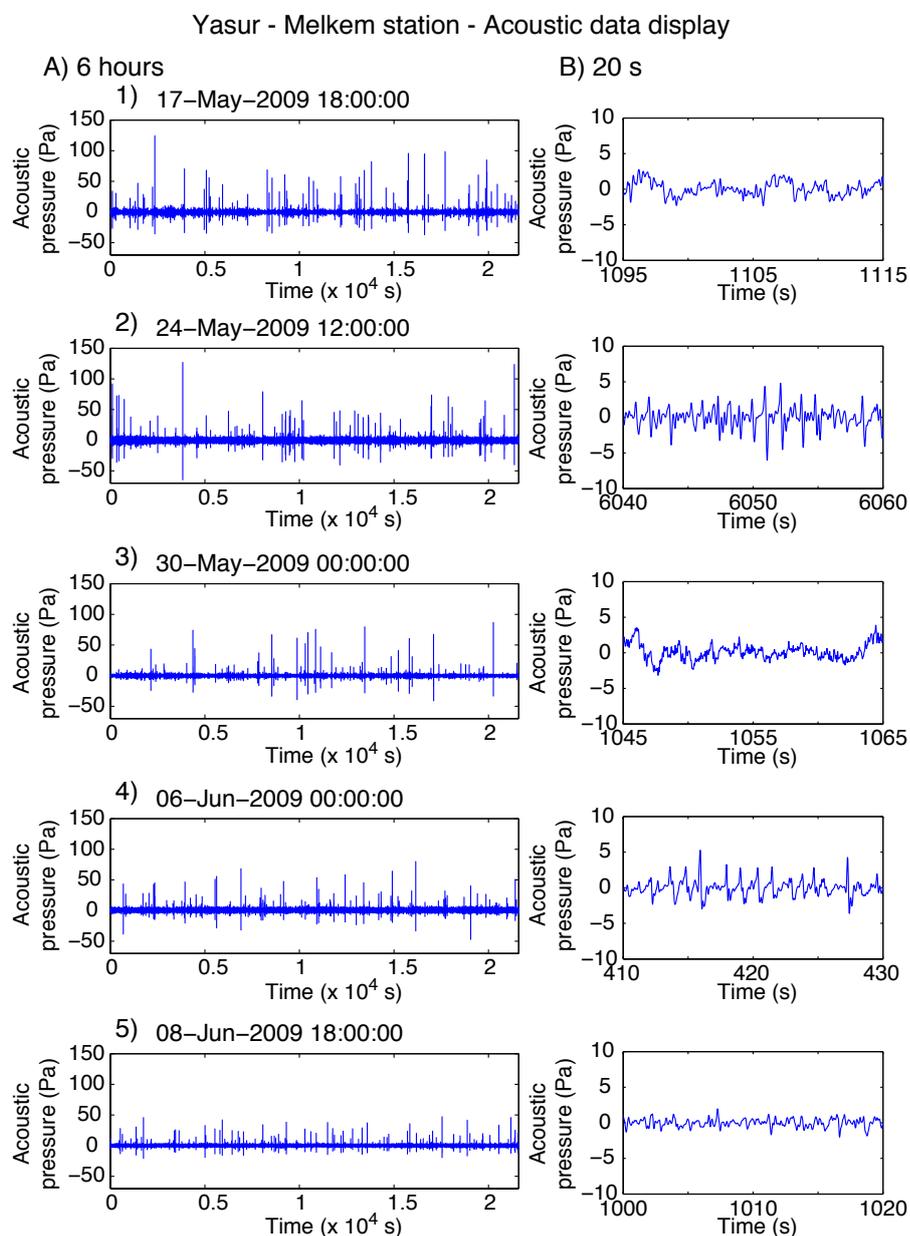


FIGURE 4.17 – Visualisation des données pour sur des fenêtres de 6 h (A) et 20 s (B) au niveau des périodes indiquées en figure 4.16-B. Les signaux de faible pression acoustique des périodes à fort nombre (2 et 4) se succèdent tous les 1–2 s.

### 4.4.6 Évolution du volume de gaz calculé à partir des signaux acoustiques impulsifs

Le volume de gaz est calculé à partir de la puissance acoustique de chaque signal impulsif détecté. La source explosive est supposée correspondre à une source hémisphérique de nature monopolaire. La distance à la source est de 500 m, tandis que le rayon de la source a été estimé visuellement à 2.5 m. Le détail du modèle et des paramètres usuels est donné dans la partie 1.3.1 en p.70. La puissance acoustique est calculée du démarrage de l'impulsion positive détectée, trouvé à partir de la méthode mixte de localisation (voir partie 1.3.5, p.88), jusqu'au minimum de la première impulsion négative trouvée après l'impulsion positive.

L'ensemble des calculs est reporté pour les deux classes d'explosions (inférieures à 10

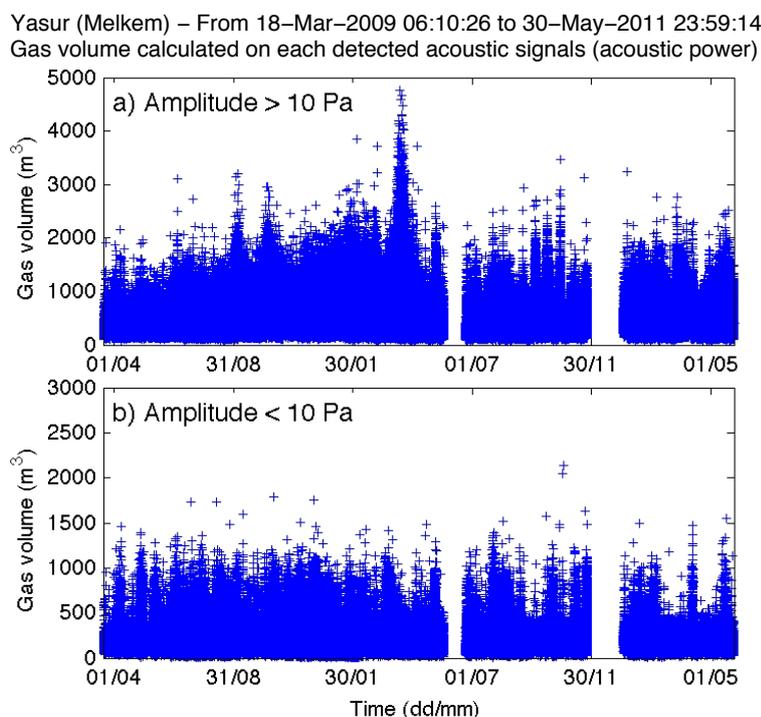


FIGURE 4.18 – Volumes de gaz calculés à partir de la puissance acoustique des signaux impulsifs de nature explosive, détecté par la méthode de détection automatique basée sur la décomposition en ondelette. Les volumes par explosion sont montrés pour les signaux dont l'amplitude est supérieure à 10 Pa (a), et pour ceux dont l'amplitude est inférieure à 10 Pa (b).

Pa et supérieures à 10 Pa, à 500 m de la source), sur les graphes de la figure 4.18. Ces volumes de gaz sont associés au dégazage actif. Le volume de gaz moyen des explosions de la classe des faibles pressions acoustiques est de 150 m<sup>3</sup> par explosion, et celui de la classe des fortes amplitudes est près du triple, soit 447 m<sup>3</sup> par explosion. Le volume moyen par événement explosif, toutes amplitudes confondues, est de 216 m<sup>3</sup>. En considérant les

730 jours d'enregistrement au total, le flux volumique de gaz associé au dégazage actif du Yasur et estimé à partir du volume de gaz total calculé sur l'ensemble des signaux impulsifs détectés, a une valeur moyenne de  $8.4 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ . Le flux volumique de la classe des explosions de faible amplitude est de  $4.5 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ , tandis que celui associé aux explosions de plus forte amplitude est de  $3.9 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ .

L'évolution des volumes de gaz calculés à partir des signaux de forte amplitude (fig.

Yasur (Melkem) – From 18–Mar–2009 06:10:26 to 30–May–2011 23:59:14  
Total gas volume per hour (from calculation by acoustic power on detected signals)

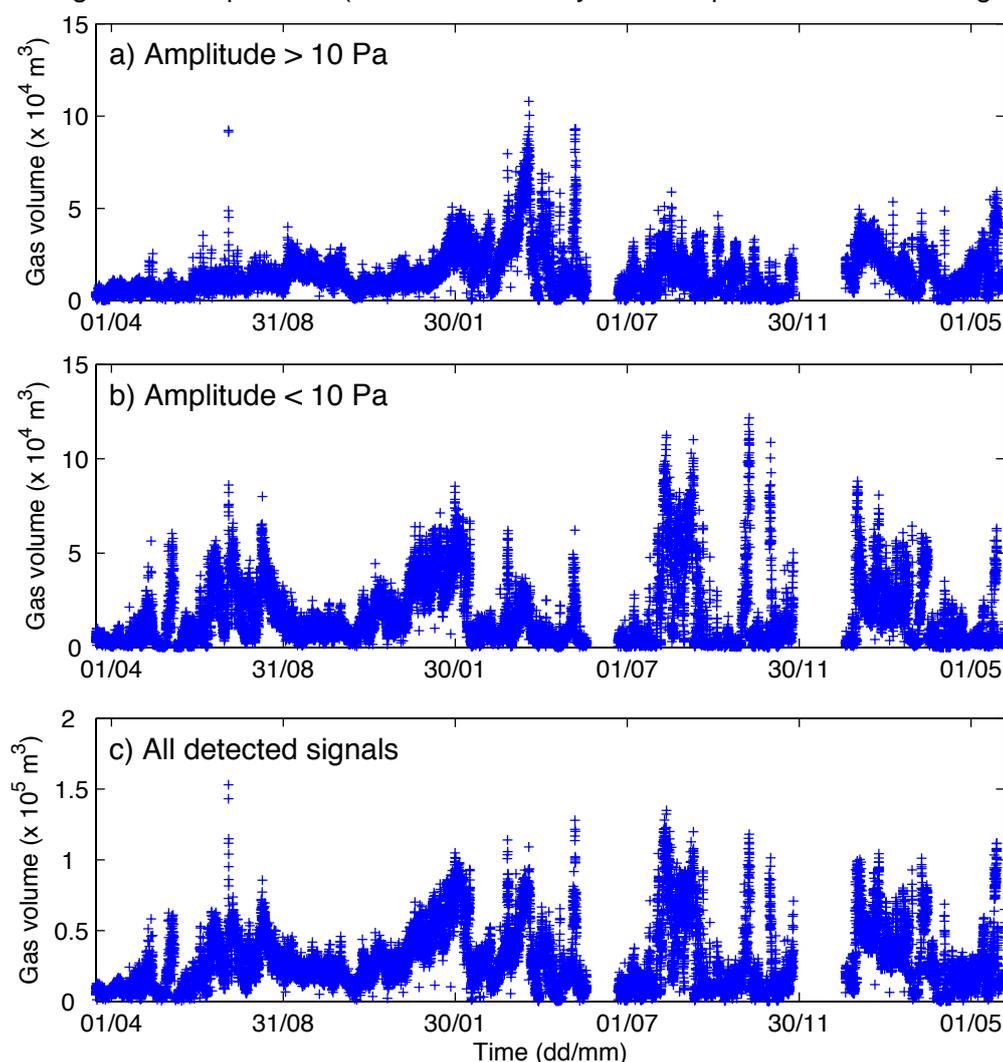


FIGURE 4.19 – Évolution des volumes de gaz totaux par heure associés au dégazage actif. (a) Volumes de gaz totaux par heure calculés à partir des volumes associés aux signaux impulsifs d'amplitude maximale supérieure à 10 Pa. (b) Volumes totaux par heure calculés à partir des volumes par signaux impulsifs d'amplitude inférieure à 10 Pa. (c) Volumes de gaz totaux par heure calculés à partir des volumes associés à l'ensemble des signaux acoustiques détectés.

4.18-a) présente les mêmes particularités que celle des pressions acoustiques des signaux

détectés (fig. 4.9-b), avec notamment la poussée de volume, associée à une poussée de pression acoustique, du 27 Mars au 5 Avril 2010. Les quantités de gaz libérés par explosion dépassent  $4000 \text{ m}^3$  pour certaines explosions détectées sur les données acoustiques de cette période, ce qui correspond aux valeurs maximales de la période de 2009–2011 étudiée. Les volumes associés aux signaux d'amplitude inférieure à 10 Pa sont plus faibles. Ils dépassent rarement  $1500 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  par signal explosif. Des augmentations rapides et de courtes durées se devinent tout au long de la période étudiée.

Le volume de gaz total par heure est déduit des volumes de gaz calculés à partir de chaque signal acoustique détecté (fig. 4.19). L'évolution des volumes de gaz par heure n'est pas la même pour la classe des explosions de forte amplitude (fig. 4.19-a) que pour celle des explosions de faible amplitude (fig. 4.19-b). L'évolution des volumes associés aux fortes explosions a la même tendance que celle des volumes calculés par la puissance acoustique en incluant le signal explosif et inter-explosif, dans les bandes de fréquences supérieures à 0.5 Hz (fig. 4.7). Les variations de volumes de gaz pour chacune des deux classes d'explosions suivent celles du nombre respectif (fig. 4.13).

## 4.5 Etude de l'activité du Yasur sur la période de 2009–2011

Les variations de l'activité explosive du Yasur sont étudiées plus en détail dans cette partie. L'évolution du volume de gaz total par heure, calculé à partir des signaux impulsifs détectés, est observée pour les deux populations de signaux (inférieurs et supérieurs à 10 Pa), et pour quatre périodes d'enregistrement continu. La première série d'enregistrement continue est coupée en deux afin d'améliorer la visualisation des variations de volume. Les quatre périodes sont ainsi : du 18 Mars au 3 Nov. 2009, du 3 Nov. 2009 au 26 Mai 2010, du 22 Juin au 24 Nov. 2010 et enfin du 9 Janv. au 31 Mai 2011. Les volumes de gaz par heure sont sensibles avant tout aux variations du nombre d'événement par heure, et dans une moindre mesure à celles de la pression acoustique des événements.

### 4.5.1 Période du 18 Mars au 3 Novembre 2009

Le volume de gaz par heure associé aux signaux impulsifs d'amplitude maximale supérieure à 10 Pa (fig. 4.20-a) augmente significativement à partir du 11 juin 2009 10:20 (jour 85). Le volume, d'environ  $4300 \text{ m}^3$  à cette date, augmente pour atteindre au maximum  $2.3 \times 10^4 \text{ m}^3$  le 12 Juin 2009 à 02:44, soit une augmentation d'un facteur d'environ 5.4 sur un intervalle de temps d'une durée de 16h24min. La valeur demeure ensuite proche de  $9800 \text{ m}^3$ . Une valeur pic est atteinte le 13 Juil. de 11:00 à 13:00, avec environ  $9.0 \times 10^4 \text{ m}^3$

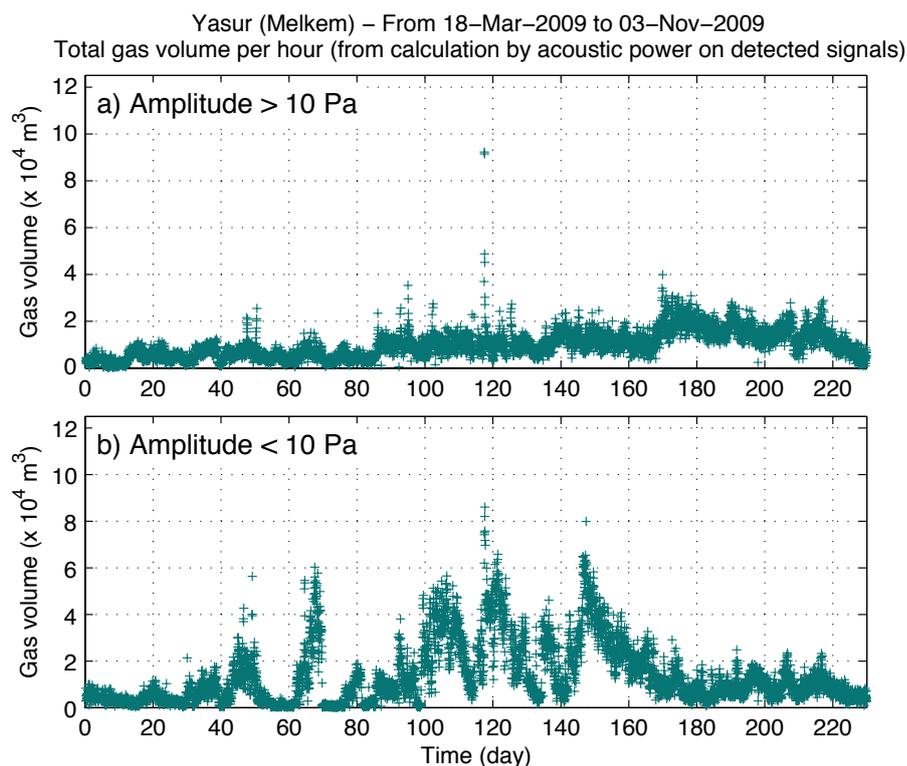


FIGURE 4.20 – Volumes de gaz totaux par heure pour la période du 18 Mars au 3 Novembre 2009, (a) pour la classe des explosions de forte pression acoustique ( $> 10$  Pa), et (b) pour la classe des explosions de faible pression acoustique ( $\leq 10$  Pa).

par heure. Cette augmentation, comme constatée précédemment (fig. 4.13-a et 4.15, respectivement p. 277 et 279), est liée à une augmentation du nombre d'explosions de forte amplitude. Le nombre, initialement de 22 signaux de forte amplitude par heure à 09:10, atteint un maximum de 267 signaux à 11:10 (fig. 4.13-a). Ce pic de volume est également visible sur le graphe de la classe des faibles pressions acoustiques (fig. 4.20-b). Les deux populations de signaux se mettent donc à augmenter simultanément pendant 2 h. Le volume de gaz par heure associé aux fortes explosions est ensuite approximativement de  $1.0 \times 10^4$  m<sup>3</sup> jusqu'au 27 Juil. (jour 131), où il se met à diminuer jusqu'à à peu près 5000 m<sup>3</sup>, puis augmente progressivement jusqu'au 6 Août (jour 141), à des valeurs avoisinant  $1.7 \times 10^4$  m<sup>3</sup>. Les valeurs diminuent ensuite très progressivement jusqu'au 31 Août 2009 (jour 166), jusqu'à 6100 m<sup>3</sup>, soit d'un facteur 2. En plus de la diminution générale, les volumes semblent osciller avec une période de 4–5 jours. Le volume de gaz libéré par les explosions de forte amplitude se met ensuite à augmenter pendant environ 76 h, atteignant au maximum  $4.0 \times 10^4$  m<sup>3</sup> le 3 Sept. à 16:30. Le volume diminue ensuite de façon plus ou moins régulière jusqu'au 3 Nov. 2009.

L'évolution du volume de gaz libéré par les signaux de la classe des faibles amplitudes (fig. 4.20-b) montre des variations plus prononcées que pour la classe des fortes explosions.

Quelques périodes à fort volume se détachent du jour 30 au jour 98, puis des variations de forte amplitude et de plus longue durée se produisent de façon successive du jour 98 au jour 180. La fin de cette période de fluctuations est caractérisée par une décroissance lente et régulière du volume de gaz. Le volume total est ainsi divisé par un facteur 10 en 30 jours, entre le jour 147 et 177. Les caractéristiques des périodes à fort volume de gaz ainsi que des inter-périodes sont reportées dans les graphiques de la figure 4.21. 9 périodes associées à un fort dégazage lié aux signaux acoustiques de faible amplitude, sont repérées au total. Les points associés aux périodes de fort dégazage des jours 61 (3<sup>e</sup>) et 76 (4<sup>e</sup>), respectivement le 18 Mai et le 2 Juin, correspondent aux augmentations du nombre de signaux de faible amplitude montrées en figure 4.16 (p.280) et 4.17 (p.281). La dernière période sélectionnée (jour 141) inclut l'augmentation rapide du volume de gaz à partir du jour 141 (6 Août 23:32), jusqu'au jour 147 (12 Août 05:18), puis sa diminution progressive jusqu'au jour 177.

Les durées des périodes à fort volume correspondant à l'augmentation des signaux de faible amplitude, varient entre 5.1 et 35.3 j (fig. 4.21-a). Cette dernière valeur est associée à la dernière période sélectionnée, incluant la lente décroissance de la quantité de gaz libéré. Le temps de retour, correspondant à l'écart temporel entre les démarrages de deux périodes à fort dégazage successives, est compris entre 7.7 et 20.4 j, avec une moyenne de 13.7 j (fig. 4.21-b). Le volume de gaz total par période varie entre  $1.04 \times 10^6 \text{ m}^3$  et  $1.97 \times 10^7 \text{ m}^3$  (fig. 4.21-c). Les volumes associés aux périodes à faible dégazage sont bornés entre la valeur minimale de  $0.62 \times 10^5 \text{ m}^3$  et maximale de  $5.00 \times 10^5 \text{ m}^3$ . Le volume de gaz moyen par période de fort dégazage est compris entre  $0.82 \times 10^4 \text{ m}^3$  et  $2.91 \times 10^4 \text{ m}^3$ , tandis que celui par inter-période n'excède pas  $0.75 \times 10^4 \text{ m}^3$ . Le flux volumique de gaz des périodes à fort dégazage varie entre  $2.3 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  et  $8.0 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ . Une augmentation du flux, de 2.3 à  $6.5 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ , est visible au cours des trois premières périodes (jour 32, 42 et 61), suivie d'une diminution à environ  $2.6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  pour les deux périodes suivantes (jour 76 et 85). Le flux maximal est ensuite atteint au jour 98, soit au début de la période montrant d'importantes oscillations de volumes successives (fig. 4.20-b, jours 98 à 180). Les périodes à fort volume suivantes sont caractérisées par un flux plus faible, entre  $6.1 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  et  $7.0 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ . La proportion du volume libéré en générant les signaux de faible amplitude, par rapport au volume de gaz total, calculé à partir de l'ensemble des signaux détectés pendant la période considérée, demeure supérieure à 50% pour toutes les périodes. La valeur maximale est de 78%, correspondant à la poussée de volume du jour 61 (le 18 mai, voir fig. 4.16 et 4.17). Les proportions de volume pour les périodes séparant celles à fort dégazage ne dépassent en revanche pas 42%. La valeur minimale, de 17%, correspond à la période qui suit la poussée de volume du jour 61 (c'est-à-dire, du jour 69 à 76). Cette période n'est pas associée à une poussée significative du volume de la classe des fortes explosions

Characteristics of high gas volume periods released by low amplitude events (< 10 Pa) - Initial time: 18-Mar-2009

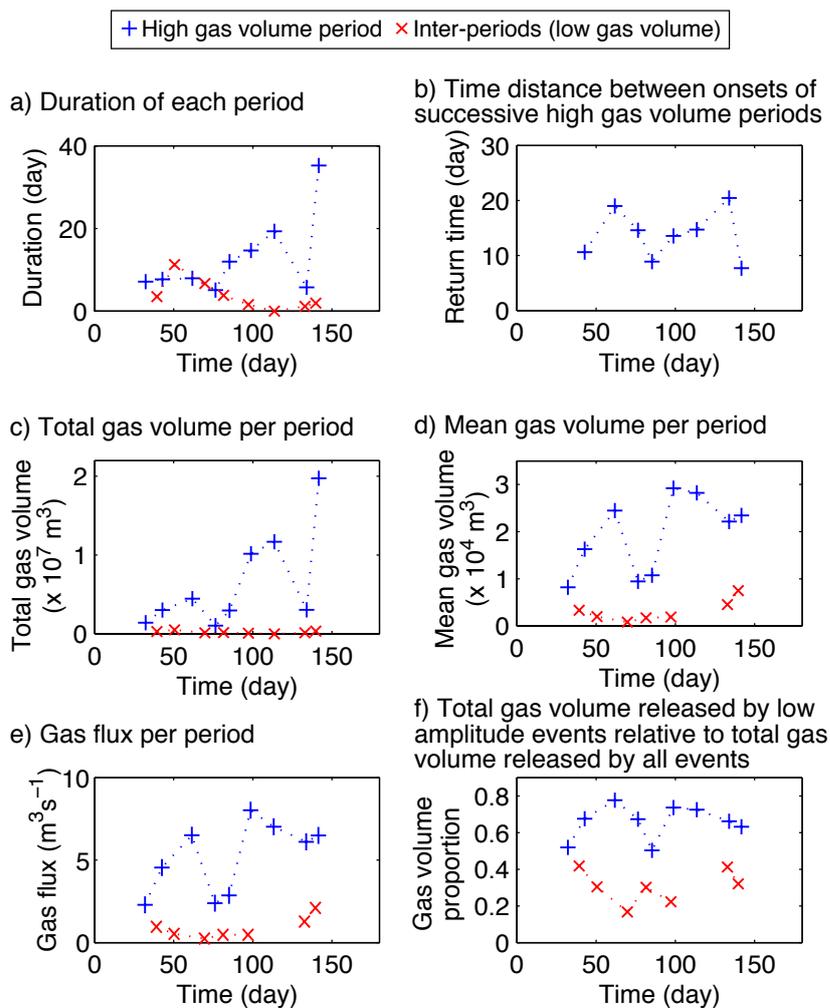


FIGURE 4.21 – Caractéristiques de quelques périodes à fort dégazage par les explosions de faible amplitude. Les caractéristiques des périodes à faible dégazage (inter-période) sont également indiquées. (a) Durée des périodes. (b) Écart de temps entre le démarrage d'une période et de celle qui la précède. (c) Volume de gaz total par période. (d) Volume de gaz moyen par période. (e) Flux volumique de gaz correspondant. (f) Rapport du volume de gaz total par période associé aux signaux de faible amplitude, sur le volume de gaz total associé à l'ensemble des signaux impulsifs détectés.

(fig. 4.20-a), cette faible proportion est plutôt la conséquence du très faible dégazage lié aux explosions de faible amplitude succédant la période à fort dégazage.

La diminution des volumes de gaz associés aux signaux inférieurs à 10 Pa après le jour 160, est suivie d'une augmentation des volumes de gaz de la classe des fortes explosions, vers le jour 170. Les volumes des deux classes diminuent ensuite à la fin de la période étudiée, à partir du jour 220. La figure 4.22 montrant l'évolution des volumes de gaz par jour pour les deux catégories d'explosions, superposés sur le même graphique, permet d'observer plus nettement les variations plus ou moins en phase des volumes des deux populations.

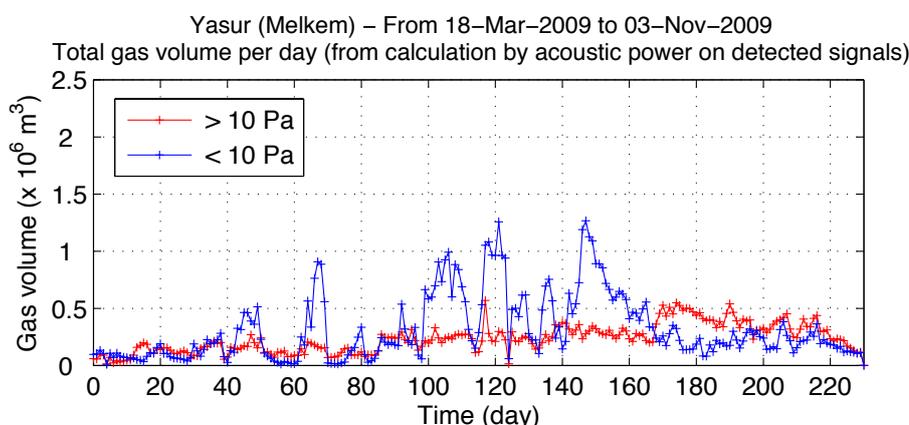


FIGURE 4.22 – Volumes de gaz totaux par jour pour la période du 18 Mars au 3 Novembre 2009, pour les deux classes d'explosions, de forte pression acoustique ( $> 10$  Pa) et de faible pression acoustique ( $\leq 10$  Pa).

#### 4.5.2 Période du 3 Novembre 2009 au 26 Mai 2010

L'évolution du volume de gaz par heure, pour les deux classes d'explosions, est montrée en figure 4.23. Le volume associé à la classe des fortes explosions (fig. 4.23-a) est en lente augmentation du jour 0 (3 Nov. 2009) au jour 67 (9 Janv. 2010). Cette augmentation se fait par pallier, avec des volumes plutôt stables, centrés autour des valeurs moyennes :  $4770 \text{ m}^3$  du jour 0 au jour 5 (8 Nov.),  $8750 \text{ m}^3$  du jour 5 au jour 30 (3 Déc.), et  $1.12 \times 10^4 \text{ m}^3$  du jour 30 au jour 67. Une augmentation importante des volumes se produit du jour 68 au jour 85 (27 Janv.), soit pendant environ 17.5 j. Le volume est augmenté d'un facteur 4.5, en passant d'une valeur par heure d'environ  $1.1 \times 10^4 \text{ m}^3$  à  $5.0 \times 10^4 \text{ m}^3$ . Des fluctuations plus rapides des volumes succèdent à cette augmentation progressive, les valeurs demeurant relativement élevées dans l'ensemble, jusqu'au jour 119 (2 Mars), soit pendant 34 j. Une diminution brutale des volumes a lieu le 2 mars, aux environs de 07:15. Le volume passe alors d'environ  $3.3 \times 10^4 \text{ m}^3$  à  $0.74 \times 10^4 \text{ m}^3$ . Le volume par heure se met à nouveau à augmenter ensuite, du jour 119 au jour 153. Cette augmentation progressive se

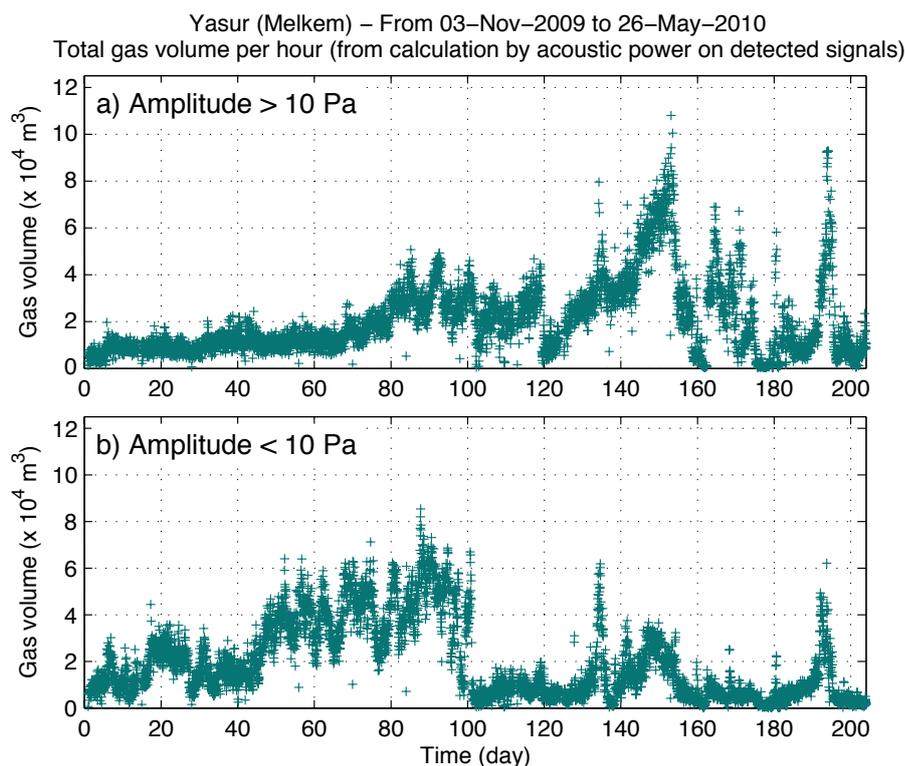


FIGURE 4.23 – Volumes de gaz totaux par heure pour la période du 3 Novembre 2009 au 26 Mai 2010, (a) pour la classe des explosions de forte pression acoustique ( $> 10$  Pa) et (b) pour la classe des explosions de faible pression acoustique ( $\leq 10$  Pa).

fait en deux phases, une première du jour 119 au jour 135 (18 Mars), sur une durée totale de 16.6 j, et la seconde du jour 135 au jour 153 (5 Avr.), soit pendant 17.5 j. La première phase correspond à l'augmentation des valeurs de volumes par heure, de  $0.74 \times 10^4$  m<sup>3</sup> à environ  $3.9 \times 10^4$  m<sup>3</sup>. Un pic de volume est identifié au jour 134, le 17 Mars à 06:10, avec une valeur de  $8.0 \times 10^4$  m<sup>3</sup>. Après cette première augmentation jusqu'au jour 135, le volume diminue légèrement à  $3.0 \times 10^4$  m<sup>3</sup> au jour 137, puis augmente à nouveau au cours de la seconde phase. Il atteint alors la valeur maximale des volumes libérés par heure par les explosions générant des signaux supérieurs à 10 Pa sur l'ensemble de la période 2009–2011 étudiée (fig. 4.19-a), soit  $10.8 \times 10^4$  m<sup>3</sup> le 5 Avr. 2010 vers 05:30. L'explosion dont la pression acoustique est maximale sur la période 2009–2011 se produit pendant cette phase d'augmentation, le 30 Mars 2010 (fig. 4.10). Cette phase correspond à la poussée de pression acoustique, visible très nettement sur le graphe des amplitudes des signaux détectés (fig. 4.9-b), et également à l'origine de la poussée de volume de gaz par signaux (fig. 4.18-a).

Les volumes par heure diminuent ensuite rapidement, en 5 jours, du jour 153 (5 Avr.) au jour 158 (10 Avr.). Le volume est ensuite particulièrement faible pendant 3.7 j, jusqu'au jour 162 (14 Avr.), avec une valeur moyenne de 750 m<sup>3</sup> par heure seulement. Une nouvelle

augmentation importante, très brutale (en 1 h) se produit alors, le 14 Avr. vers 07:00. Le volume maximal atteint est de  $6.9 \times 10^4 \text{ m}^3$  au jour 164. Les volumes fluctuent ensuite, tout en diminuant progressivement jusqu'au 27 Avr. 09:40 (jour 175), soit pendant une durée de 13.1 j. Le volume est ensuite à nouveau particulièrement faible, de l'ordre de  $610 \text{ m}^3$ , jusqu'au jour 179. Un nouveau pic de volume, d'une durée de 1 jour et atteignant la valeur maximale de  $5.9 \times 10^4 \text{ m}^3$  par heure, est ensuite visible. Une autre augmentation importante se produit ensuite à partir du jour 191 (13 Mai), jusqu'au jour 195 (17 Mai). Le volume passe alors d'une valeur d'environ  $1.9 \times 10^4 \text{ m}^3$  au jour 191, à une valeur maximale de  $9.3 \times 10^4 \text{ m}^3$  au jour 193 (15 Mai 18:00), puis diminue pour atteindre  $1.8 \times 10^4 \text{ m}^3$  au jour 195. Le volume par heure demeure ensuite compris entre  $470 \text{ m}^3$  et  $2.6 \times 10^4 \text{ m}^3$ , avec une diminution progressive du jour 195 au jour 201, suivie d'une légère augmentation jusqu'au dernier jour de la période étudiée (jour 204).

Les volumes associés aux signaux inférieurs à 10 Pa ne suivent pas les mêmes variations que les volumes des signaux de plus forte amplitude, hormis deux pics significatifs de volumes simultanés. Le premier se situe entre le 16 et le 19 Mars (jour 133–136). Il correspond à une augmentation d'une valeur de  $1.1 \times 10^4 \text{ m}^3$  au 16 Mars 02:40, à une valeur maximale de  $6.1 \times 10^4 \text{ m}^3$  au 17 Mars 16:40, puis une diminution jusqu'au 19 Mars 08:24, le volume par heure valant alors  $9800 \text{ m}^3$ . Ce pic de volume des faibles amplitudes acoustiques coïncide avec celui des fortes amplitudes du 17 Mars, de 04:40 à 10:30, avec une valeur maximale de  $8.0 \times 10^4 \text{ m}^3$  atteinte à 06:10. Le deuxième pic de volume des faibles pressions acoustiques est celui du 13–17 Mai (jour 191–195), période où un pic de volume associé aux signaux de plus fortes pressions acoustiques apparaît également. Plus précisément, la poussée de volumes par heure associés aux faibles pressions démarre le 13 Mai à 10:30, avec une valeur de  $1.7 \times 10^4 \text{ m}^3$ , atteint  $6.2 \times 10^4 \text{ m}^3$  le 15 Mai à 19:20, puis diminue jusqu'à  $5700 \text{ m}^3$  au 17 Mai 13:00. Cette poussée englobe celle des volumes des fortes pressions acoustiques, débutant le 13 Mai à 16:10 et se terminant le 17 Mai à 10:05. Les volumes associés aux signaux inférieurs à 10 Pa, ont la particularité d'être particulièrement élevés du jour 0 au jour 101, comparés aux volumes associés aux signaux d'amplitude supérieure. Leurs valeurs sont relativement élevées et soutenues du 20 au 29 Nov. 2009 (jour 17 à 26), avec des valeurs comprises entre  $1.2 \times 10^4 \text{ m}^3$  et  $4.4 \times 10^4 \text{ m}^3$  par heure. Une nette augmentation apparaît à partir du jour 43 (16 Déc.), vers 14:15. D'une valeur de  $1.7 \times 10^4 \text{ m}^3$ , le volume par heure augmente de façon régulière jusqu'au jour 48 (21 Déc.), avec une valeur de  $4.0 \times 10^4 \text{ m}^3$  à 11:10. Les volumes sont ensuite particulièrement fluctuants jusqu'au jour 101 (12 Fév.), soit pendant environ 52.9 jours. La majorité des valeurs de volumes demeure dans la gamme  $2.2 \times 10^4 \text{ m}^3$ – $6.6 \times 10^4 \text{ m}^3$  pendant cette période. La valeur maximale est atteinte le 29 Janv. 2010 vers 21:50 avec  $8.5 \times 10^4 \text{ m}^3$ . Les volumes diminuent rapidement : d'une valeur de  $6.7 \times 10^4 \text{ m}^3$  au jour 100

(11 Fév. à 16:40), sa valeur égale  $5220 \text{ m}^3$  au jour 112 (12 Fév. 10:10). Parmi les principales caractéristiques des variations de volumes suivantes, sont à noter l'apparition d'un second pic de volume après celui du 16–19 Mars, suivie d'une augmentation puis d'une décroissance de volumes. En effet, après le pic du 16–19 Mars, les volumes deviennent tout d'abord particulièrement faibles, avec des valeurs comprises jusqu'au 21 Mars entre  $460 \text{ m}^3$  et  $5460 \text{ m}^3$  environ, puis augmentent et atteignent des valeurs particulièrement  elev es pendant une durée approximative de 23 h, du 23 Mars 17:20 (jour 140) au 24 Mars 16:20. La valeur maximale est alors de  $3.7 \times 10^4 \text{ m}^3$ . Le volume diminue ensuite jusqu'à une valeur moyenne de  $1.2 \times 10^4 \text{ m}^3$  au 27 Mars (jour 144), puis montre une augmentation régulière pendant 4.5 jours, jusqu'à environ  $3.7 \times 10^4 \text{ m}^3$  le 31 Mars à 14:50. Une décroissance régulière se produit ensuite pendant 8.6 jours. Le volume a alors une valeur moyenne de  $5160 \text{ m}^3$  au jour 157, soit le 9 Avr. à 05:30.

La figure 4.24 montre les volumes par jour superpos es pour les deux catégories d'explosions. La quasi-simultanéité des pics du 17 Mars et du 15 Mai 2010 y est mise en valeur, ainsi que les oscillations sur plusieurs jours pour le volume des faibles pressions acoustiques lors de la p eriod e à fort dégazage associ e, du jour 43 au jour 101. Le dernier pic important de volume du 13–17 Mai 2010, quasi-simultan e pour les deux classes d'explosions, est légèrement plus en avance pour la classe des faibles pressions acoustiques que pour celles des plus fortes pressions. Le maximum est atteint 1 j plus tôt pour le pic de volume par jour form e par les explosions de faible pression acoustique.

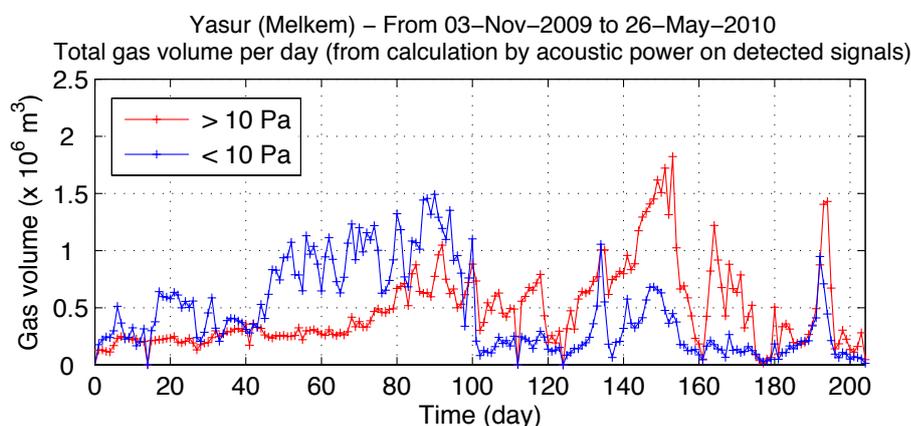


FIGURE 4.24 – Volumes de gaz totaux par jour pour la p eriod e du 3 Novembre 2009 au 26 Mai 2010, pour les deux classes d'explosions, de forte pression acoustique ( $> 10 \text{ Pa}$ ) et de faible pression acoustique ( $\leq 10 \text{ Pa}$ ).

### 4.5.3 P eriod e du 22 Juin au 24 Novembre 2010

La p eriod e de mesure continue du 22 Juin au 24 Nov. 2010 est caractérisée par la survenue de plusieurs p eriod es dont le dégazage associ e aux explosions de pression acous-

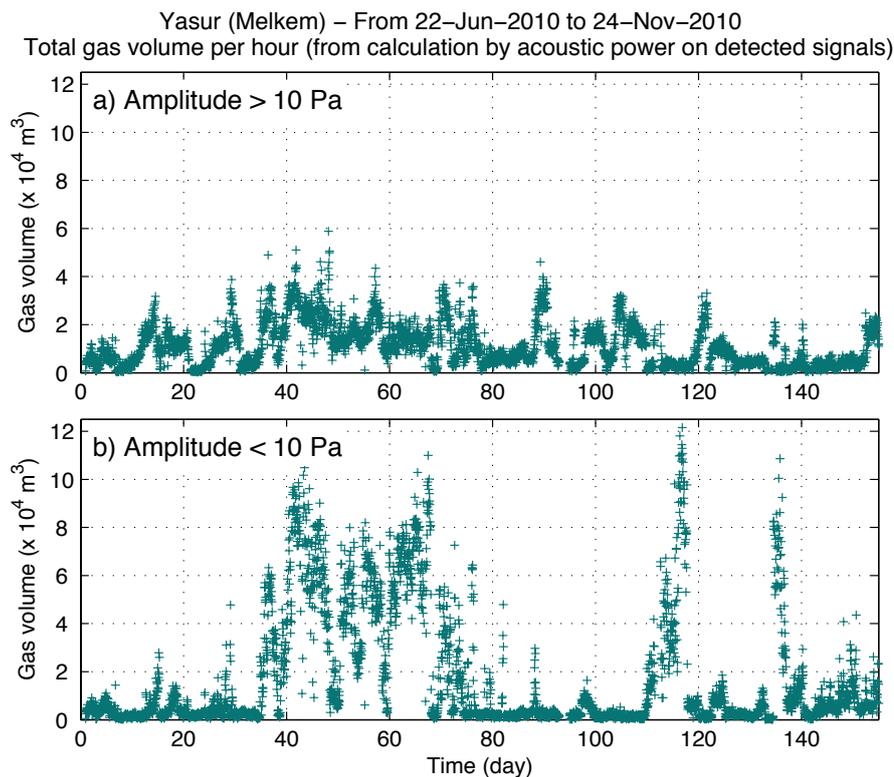


FIGURE 4.25 – Volumes de gaz totaux par heure pour la période du 22 Juin au 24 Novembre 2010, (a) pour la classe des explosions de forte pression acoustique ( $> 10$  Pa) et (b) pour celle des explosions de faible pression acoustique ( $\leq 10$  Pa).

tique inférieure à 10 Pa est particulièrement fort (fig. 4.19 et 4.25). Ces volumes élevés sont dus à un fort nombre de signaux de faible amplitude par heure, comme montré en figure 4.13-b, le volume par signal acoustique n'augmentant pas de façon significative (fig. 4.18-b). Trois intervalles principaux, caractérisés par de forts volumes de gaz, se discernent ainsi sur l'évolution des volumes par heure libérés par les signaux de faible amplitude (fig. 4.25-b) : du jour 34 (26 Jul.) au jour 76 (6 Sept.), du jour 109 (9 Oct.) au jour 117 (17 Oct.), et enfin du jour 134 (3 Nov.) au jour 137 (6 Nov.). Les volumes de gaz en dehors de ces intervalles sont particulièrement faibles comparés à la période du 18 Mars 2009 au 26 Mai 2010 étudiée précédemment (fig. 4.20-b et 4.23-b), mis à part quelques pics de volumes de courte durée.

La première période à fort dégazage par les signaux de faible pression acoustique a une durée de 41.8 jours environ. Cette période s'amorce par une augmentation de volume d'un facteur 30 en seulement 1h40min environ, le volume par heure valant  $860 \text{ m}^3$  le 26 Jul. à 18:34 puis  $2.6 \times 10^4 \text{ m}^3$  à 20:11. Plusieurs variations significatives de volumes sont visibles pendant cette période à fort dégazage, bien que les valeurs demeurent élevées par rapport aux valeurs encadrants cette période à fort volume. Ces variations correspondent à des

augmentations suivies de diminutions des volumes, qui ont lieu successivement du début à la fin de la période. Huit périodes de variations sont identifiées, pendant lesquelles le volume de gaz dépasse  $5.0 \times 10^4 \text{ m}^3$  par h. La durée de ces poussées de volumes, en incluant l'augmentation puis la diminution progressive du volume par heure, varie entre 0.77 et 9.6 j. Les durées des périodes situées entre deux poussées de volume, ces dernières étant caractérisées par un volume plus faible et assez stable pendant plusieurs heures, sont comprises entre 11 et 45 h. Deux périodes sont marquées par des volumes de gaz particulièrement forts : du jour 38 au jour 48 (du 30 Juil. 18:05 au 9 Août 09:20), et du jour 59 à 68 (20 Août 15:00 au 29 Août 02:55). Les volumes maximum par heure de ces deux périodes sont de  $11.2 \times 10^4 \text{ m}^3$  et  $11.0 \times 10^4 \text{ m}^3$ , respectivement le 4 Août 18:10 et le 28 Août 11:10.

La deuxième période à fort dégazage associé aux signaux d'amplitude inférieure à 10 Pa, du jour 109 au jour 117, a une durée d'environ 8.2 j. Le volume de gaz, d'environ  $2030 \text{ m}^3$  par h, au 9 Oct. 15:30, se met à augmenter progressivement, pour atteindre la valeur maximale de  $12.1 \times 10^4 \text{ m}^3$  le 16 Oct. à 20:25, puis diminue jusqu'au 17 Oct. 21:40. La valeur est alors d'environ  $6000 \text{ m}^3$  jusqu'au 20 Oct. 02:00, puis retrouve une valeur particulièrement faible, d'environ  $1310 \text{ m}^3$ .

La dernière période à fort dégazage par les explosions de faible intensité est caractérisée par une augmentation extrêmement brutale du volume par heure le 3 Nov. : le volume passe de  $1060 \text{ m}^3$  à 12:10 à une valeur de  $7.9 \times 10^4 \text{ m}^3$  à 13:10, soit un facteur 74 d'augmentation. Le volume demeure ensuite élevé, supérieur à  $5.0 \times 10^4 \text{ m}^3$ , atteignant sa valeur maximale de  $10.8 \times 10^4 \text{ m}^3$  le 4 Nov. à 20:20. Le volume diminue ensuite très progressivement, jusqu'à  $3680 \text{ m}^3$  le 6 Nov. à 04:10, puis augmente à nouveau mais dans une moindre mesure, pour atteindre  $2.9 \times 10^4 \text{ m}^3$  le 9 Nov. à 05:20. Le volume retrouve une valeur faible à partir du 9 Nov., vers 05:00, soit environ  $2100 \text{ m}^3$ . Cette troisième période de fort dégazage se compose ainsi de deux sous-périodes : une première du 3 au 6 Nov., avec une durée de 2.6 j avec des volumes particulièrement forts, suivie par une seconde aux volumes plus faibles, du 6 au 9 Nov., pendant une durée de 3.4 j.

Les flux de gaz associés aux trois poussées de volume particulièrement importantes, jours 34–76, 109–117 et 134–137, sont respectivement de 11.9, 12.3 et  $14.8 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ . Tandis que les flux associés aux inter-périodes, c'est-à-dire pour les jours 0–34, 76–109, 117–134 et 137–154, sont de 1.0, 0.8, 1.0 et  $2.2 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ . Les volumes sont en effet plus élevés à la fin de la période étudiée, du 6 au 24 Nov. 2010, comparés aux volumes des autres inter-périodes. Les volumes calculés à partir des signaux explosifs de forte amplitude montrent de nombreuses variations (fig. 4.25-a). Deux augmentations successives sont tout d'abord visibles en début de période, la première à partir du jour 7 (29 Juin 2010), et la seconde à partir du jour 24 (16 Juil.). Elles ont la particularité d'avoir un démarrage progressif. La première

correspond ainsi à l'augmentation régulière du volume par heure, d'environ  $1070 \text{ m}^3$  au jour 7, à la valeur maximale de  $3.1 \times 10^4 \text{ m}^3$  au jour 14 (6 Juil.), soit d'un facteur 30. Cette phase d'augmentation a une durée de 6.9 jours. Le volume par heure est ensuite plus faible pendant 1.89, puis retrouve des valeurs assez élevées, autour de  $1.2 \times 10^4 \text{ m}^3$  jusqu'au jour 21 (13 Juil.). Le volume par heure a alors une valeur de  $780 \text{ m}^3$ , proche de celles qui précèdent la phase d'augmentation. La seconde poussée de volume débute 2.8 jours après la fin de la première, soit au jour 24 (16 Juil.). Le volume, de  $2250 \text{ m}^3$  environ, augmente jusqu'à  $3.9 \times 10^4 \text{ m}^3$  au jour 29 (21 Juil.), soit d'un facteur 17 en 5.2 j. Le volume diminue ensuite, pour retrouver une valeur faible à partir du jour 31 (23 Juil.), de  $1365 \text{ m}^3$  environ. La durée totale de cette période à fort volume est de 7.0 j. Ces augmentations progressives correspondent avec celles des pressions acoustiques maximales par signal détecté. Pour mieux visualiser la concordance entre les augmentations de volumes et celles des pressions acoustiques maximales, ces deux mesures sont superposées sur le même graphique (fig. 4.26). Pour simplifier le tracé, les volumes de gaz libérés par les signaux de forte amplitude sont moyennés par jour. La majorité des poussées de volume, s'explique ainsi par l'apparition d'explosions de plus forte amplitude, de façon plus ou moins brutale.

Après les deux augmentations successives de même allure, des jours 7 puis 24, le volume

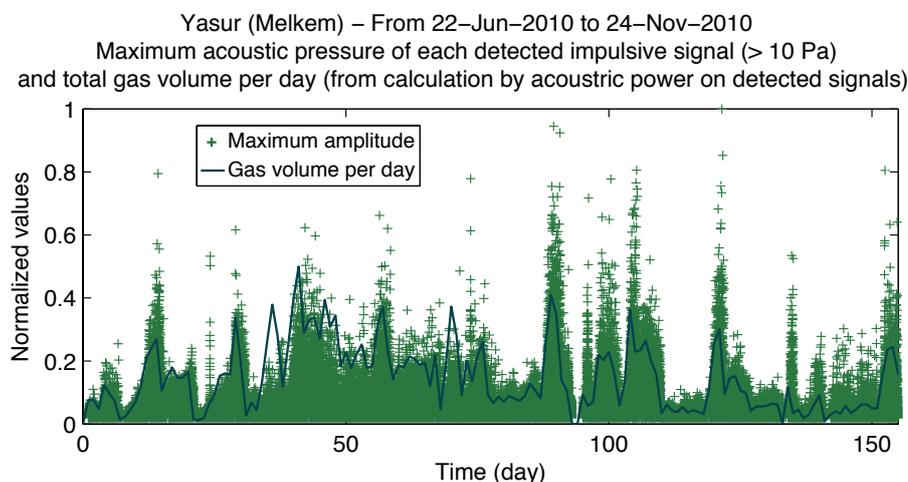


FIGURE 4.26 – Superposition des volumes par jour et des pressions acoustiques maximales par signal impulsif détecté, pour la période du 22 Juin au 24 Novembre 2010. Ces valeurs sont associés aux signaux dont la pression acoustique maximale est supérieure à 10 Pa. Les valeurs de pressions acoustiques maximales par détection sont normalisées par la valeur maximale au cours de la période d'étude, soit 524.6 Pa, tandis que les volumes de gaz par jour sont normalisés par le double de la valeur maximale associée, soit  $1.77 \times 10^6 \text{ m}^3$ .

par heure des signaux de forte amplitude (fig. 4.25-a), augmente à nouveau au jour 34. Une première poussée de volume se discerne du jour 34 (26 Juil.) au jour 38. Elle coïncide

avec celle des volumes libérés par les explosions de plus faible amplitude (fig. 4.25-b). Elle n'est par contre pas liée à une augmentation significative des pressions acoustiques, ces dernières demeurant inférieures à 138 Pa pendant l'intervalle des jours 34 à 38. Juste avant l'augmentation au jour 34, le volume est d'environ  $4170 \text{ m}^3$ . Il atteint ensuite  $3.6 \times 10^4 \text{ m}^3$  au jour 36, en 2.5 j, puis diminue à nouveau jusqu'à  $6050 \text{ m}^3$  au jour 38. Une nouvelle augmentation de volume par heure fait directement suite à cette précédente, le volume augmentant du jour 38 au jour 41 (2 Août), jusqu'à  $5.1 \times 10^4 \text{ m}^3$ , soit pendant une durée plus précise de 3.5 j. Des explosions dont l'amplitude dépasse 150 Pa apparaissent au même moment. Globalement, le volume reste élevé jusqu'au jour 77 (7 Sept), où il retrouve une valeur plus faible autour de  $6000 \text{ m}^3$ . Le volume a tendance à diminuer progressivement pendant cette période de forts volumes, simultanée à celle repérée sur les volumes associés aux faibles pressions acoustiques (fig. 4.25-b). Des poussées locales de volume se produisent toutefois, notamment celle du jour 54 (15 Août) à 58 (19 Août), où le volume augmente de  $1.2 \times 10^4 \text{ m}^3$  à un maximum de  $4.3 \times 10^4 \text{ m}^3$  puis diminue jusqu'à  $1.3 \times 10^4 \text{ m}^3$ . La durée totale de cette poussée, liée à une augmentation des pressions acoustiques (fig. 4.26), est de 4.2 j, celle de la phase de croissance étant de 2.7 j et celle associée à la décroissance de 1.5 j.

Quatre poussées de volumes par heure (fig. 4.25-a) sont ensuite repérées à partir du jour 80. Les temps initiaux de ces poussées sont : le 17 Sept. 20:40 (j. 87), le 27 Sept. 19:17 (j. 97), le 3 Oct. 09:50 (j. 103) et le 19 Oct. 01:20. Les durées séparant les démarrages de ces quatre périodes successives sont ainsi de : 9.9 j, 5.6 j et 15.6 j. Ces augmentations sont plus ou moins brutales, avec des durées entre la valeur initiale de volumes de gaz et la valeur maximale atteinte respectivement de 35 h, 23 h, 20 h et 62 h. Ses valeurs maximales sont de  $4.6 \times 10^4 \text{ m}^3$  pour la première poussée,  $2.0 \times 10^4 \text{ m}^3$  pour la seconde,  $3.1 \times 10^4 \text{ m}^3$  pour la troisième et enfin  $3.3 \times 10^4 \text{ m}^3$  pour la dernière. Les rapports entre le volume initial et le volume maximum par montée sont par ordre d'apparition des périodes de : 8, 4, 6 et 7.5. Les durées totales associées à chaque période, calculées en incluant l'augmentation d'une valeur initiale basse jusqu'à la valeur maximale puis la diminution jusqu'au retour à la valeur initiale faible, sont de : 4.6, 4.4, 6.5 et 8.0 j. Le volume total de gaz libéré au cours de ces périodes à fort dégazage est respectivement de :  $2.2 \times 10^6 \text{ m}^3$ ,  $1.5 \times 10^6 \text{ m}^3$ ,  $2.7 \times 10^6 \text{ m}^3$  et  $2.2 \times 10^6 \text{ m}^3$ . Les volumes totaux sont ainsi du même ordre de grandeur pour les quatre poussées. Ces poussées concernent uniquement les explosions de forte amplitude, elles ne sont pas associées à une augmentation simultanée des volumes calculés sur les signaux inférieurs à 10 Pa.

Comme pour les périodes étudiées précédemment, le graphique montrant la superposition des volumes totaux par jour pour les deux classes d'explosions (fig. 4.27), permet de visualiser plus facilement les possibles interactions entre les deux classes. Ainsi, l'im-

portante augmentation de volume du jour 34 à 76 des faibles pressions acoustiques est simultanée avec celle des signaux de plus forte amplitude. Durant cette période du 26 Juil. au 6 Sept., l'activité est donc particulièrement forte, autant sous forme d'explosions répétées de faibles intensité (*puffing*) que d'explosions vigoureuses. La deuxième période forte associée aux faibles pressions, du jour 109 à 117 (9–17 Oct. 2010) n'est au contraire pas jointe à une augmentation de la quantité de gaz libérée par les explosions de forte intensité. Ce pic de volume des faibles pressions est de plus encadré par deux pics de volumes des fortes pressions acoustiques. La troisième augmentation importante de volume de gaz, du jour 134 à 137, avec un démarrage particulièrement rapide, ne concerne également que les explosions de faible amplitude.

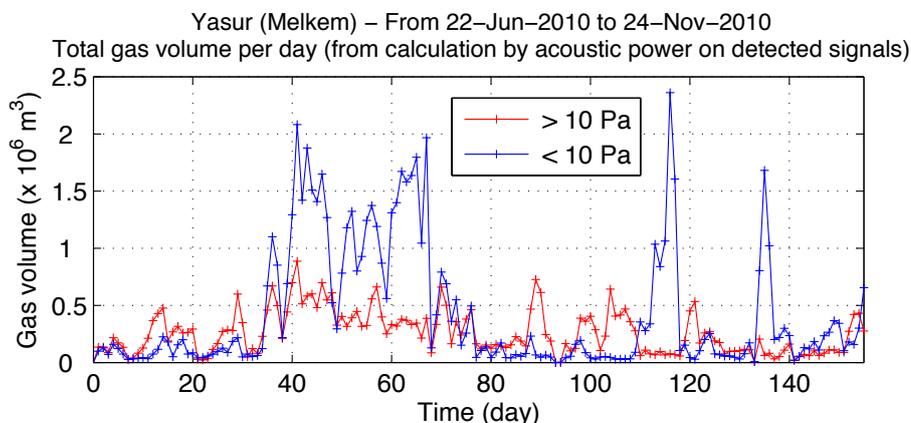


FIGURE 4.27 – Volumes de gaz totaux par jour pour la période du 22 Juin au 24 Novembre 2010, pour les deux classes d'explosions, de forte pression acoustique ( $> 10$  Pa) et de faible pression acoustique ( $\leq 10$  Pa).

#### 4.5.4 Période du 9 Janvier au 31 Mai 2011

Au cours de la dernière période de mesures continues, une nouvelle longue période à fort dégazage par les faibles pressions acoustiques (fig. 4.28-b) se produit. La durée totale de cette période, située entre le 18 Janv. (j. 9) et le 7 Mars 2011 (j. 57), est de 48.2 j. Comme pour les autres périodes de longue durée caractérisées par un fort dégazage par rapport aux valeurs avoisinantes, les volumes de gaz par heure ne sont pas stables pendant cette période, d'importantes fluctuations des volumes se manifestent. Quatre périodes de variations se devinent, correspondant à une augmentation puis diminution des volumes par heure, les volumes étant néanmoins maintenus à des valeurs assez élevées : (1) la plus importante au démarrage, du jour 9 à 22, suivie par (2) du jour 24 à 32, (3) du jour 33 à 41 et (4) du jour 44 à 57. Les durées de ces périodes sont ainsi de : (1) 13.2 j, (2) 7.8 j, (3) 7.7 j et (4) 12.8 j, et les volumes totaux associés de (1)  $10.7 \times 10^6$  m<sup>3</sup>, (2)  $7.0 \times 10^6$  m<sup>3</sup>, (3)  $4.5 \times 10^6$  m<sup>3</sup> et (4)  $8.7 \times 10^6$  m<sup>3</sup>. La période s'initialise par une augmentation du volume,

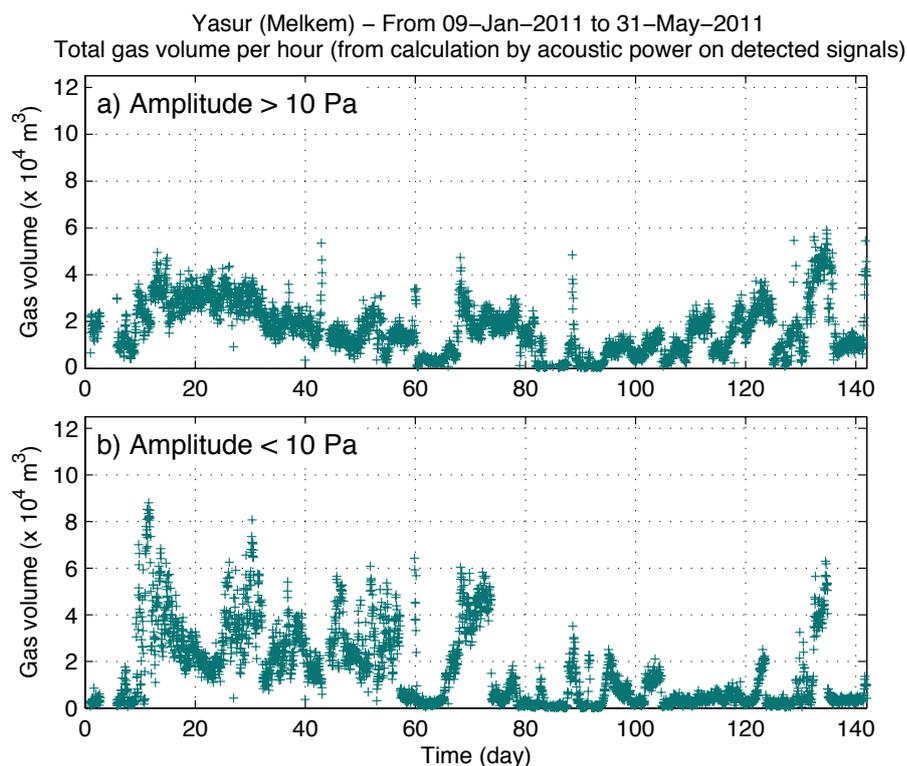


FIGURE 4.28 – Volumes de gaz totaux par heure pour la période du 9 Janv. au 31 Mai 2011, (a) pour la classe des explosions de forte pression acoustique ( $> 10$  Pa) et (b) pour celle des explosions de faible pression acoustique ( $\leq 10$  Pa).

d'une valeur de  $3190 \text{ m}^3$  par heure au j. 9 à la valeur maximale de  $8.8 \times 10^4 \text{ m}^3$  au j. 13, soit d'un facteur 27 en 57 h. Le volume diminue ensuite lentement, pendant 10.8 j, jusqu'à  $1.6 \times 10^4 \text{ m}^3$ , avant la survenue de la deuxième phase locale d'augmentation au j. 24.

Cette première période globale à fort volume libéré par les explosions de faible amplitude est suivie par une seconde augmentation, du jour 65 à 74 (15–24 Mars 2011). Cette phase est caractérisée par une augmentation progressive en 3 j, de  $4500 \text{ m}^3$  à  $6.0 \times 10^4 \text{ m}^3$ . Les volumes par heure demeurent ensuite élevés autour de  $4.5 \times 10^4 \text{ m}^3$  pendant 5.5 j, puis diminuent brutalement en moins de 2 heures pour retrouver une valeur proche de la valeur initiale de  $4500 \text{ m}^3$ . Cette période a une durée totale de 8.6 j et libère un volume total de  $7.2 \times 10^6 \text{ m}^3$ .

Quatre périodes d'augmentation, de plus faible intensité cependant, font suite à cette dernière, dont les démarrages se situent : (1) au j. 87, (2) 93, (3) 101 et (4) 121. Les durées respectives sont de (1) 2.6 j, (2) 5.5 j, (3) 3.3 j et (4) 2.6 j. Les volumes maximaux atteints pour chacune des périodes sont du même ordre de grandeur : (1)  $3.5 \times 10^4 \text{ m}^3$ , (2)  $2.5 \times 10^4 \text{ m}^3$ , (3)  $2.1 \times 10^4 \text{ m}^3$  et (4)  $2.5 \times 10^4 \text{ m}^3$ . Les périodes (2) et (4) ont un démarrage correspondant à une augmentation progressive des volumes jusqu'aux valeurs les plus élevées, respectivement en 32 et 40 h, comparées aux durées d'augmentation plus courtes

pour les périodes (1) et (3), de 11 et 6 h.

Une dernière poussée de volume de gaz due aux événements faiblement explosifs est visible : du j. 128 (17 Mai) à 135 (24 Mai), soit pendant 6.3 j. En 17 h, le volume augmente de  $3400 \text{ m}^3$  à  $5.7 \times 10^4 \text{ m}^3$ . Le volume total libéré est de  $3.3 \times 10^6 \text{ m}^3$ . Comme pour la période du jour 65 à 74, le retour à un faible dégazage se fait de façon brutale, en moins de 2 h.

Le volume libéré par les explosions plus vigoureuses suit l'enveloppe des pressions acoustiques maximales par signaux détectés. L'évolution de ce volume par heure (fig. 4.28-a) est globalement celle d'une augmentation au jour 8 (17 Janv.) puis lente diminution jusqu'au jour 60 (10 Mars), suivie par une période isolée de fort dégazage (j. 67–82) et enfin d'une augmentation progressive des volumes, j. 94 (13 Avr.) à 136 (25 Mai), tout en étant marquée par d'importantes poussées de dégazage.

Pour la première phase à fort volume débutant le j. 8, le volume passe de  $7900 \text{ m}^3$  à  $3.6 \times 10^4 \text{ m}^3$  en 17 h, puis augmente à nouveau jusqu'à  $4.9 \times 10^4 \text{ m}^3$ , 3.5 j après. A la fin de cette phase, au j. 60, le volume diminue rapidement, puis les volumes par heure sont particulièrement faibles pendant 5 j, compris entre 2250 et  $5750 \text{ m}^3$ .

La seconde période particulière à fort dégazage correspond à une augmentation du volume, d'un facteur 8 en 16 h, avec la valeur maximale de  $4.7 \times 10^4 \text{ m}^3$  au jour 68. Les volumes demeurent élevés pendant 14.3 j, puis deviennent faibles, inférieures à  $2000 \text{ m}^3$  par h pendant 4 j.

Les fluctuations de volume libéré par les fortes explosions du jour 94 à 136, soit pendant 41.5 j, sont particulières. Des poussées de volumes se succèdent, dont l'amplitude maximale s'accroît au cours du temps. Les volumes situés entre ces poussées restent élevés. Six poussées sont identifiées. Un ensemble de caractéristiques associées à ces périodes à fort dégazage est présenté dans les graphes de la figure 4.29. L'ordre de grandeur de ces valeurs et leur évolution sont importants à analyser, les poussées successives de volume menant progressivement à une période d'activité intense (la dernière poussée du j. 130). Ces poussées de volume démarrent, par ordre chronologique : (1) au jour 94 (13 Avr.), (2) j. 101 (20 Avr.), (3) j. 109 (28 Avr.), (4) j. 117 (6 Mai), (5) j. 120 (9 Mai) et (6) j. 130 (19 Mai). Les durées de ces hausses temporaires de volume de gaz libéré varient entre 2.7 et 4.9 j, avec un temps de retour (durée entre deux démarrages) compris entre 3.3 et 10.5 j. Le nombre moyen par heure des signaux supérieurs à 10 Pa détectés pendant ces poussées augmentent au cours du temps, en passant d'une valeur de 27 à 97 explosions par heure. La pression acoustique moyenne des explosions supérieures à 10 Pa augmentent progressivement de la 1<sup>re</sup> à la 5<sup>e</sup> poussée, soit de 21 à 51 Pa. Elle est plus faible pour la dernière poussée, avec une valeur de 38 Pa. La pression acoustique maximale détectée par poussée augmente également progressivement, de 105 Pa pour la 1<sup>re</sup> hausse à 340 Pa

Yasur (Melkem) – From 09–Apr–2011 to 29–May–2011  
 Characteristics of high degassing periods (associated with acoustic signals > 10 Pa)

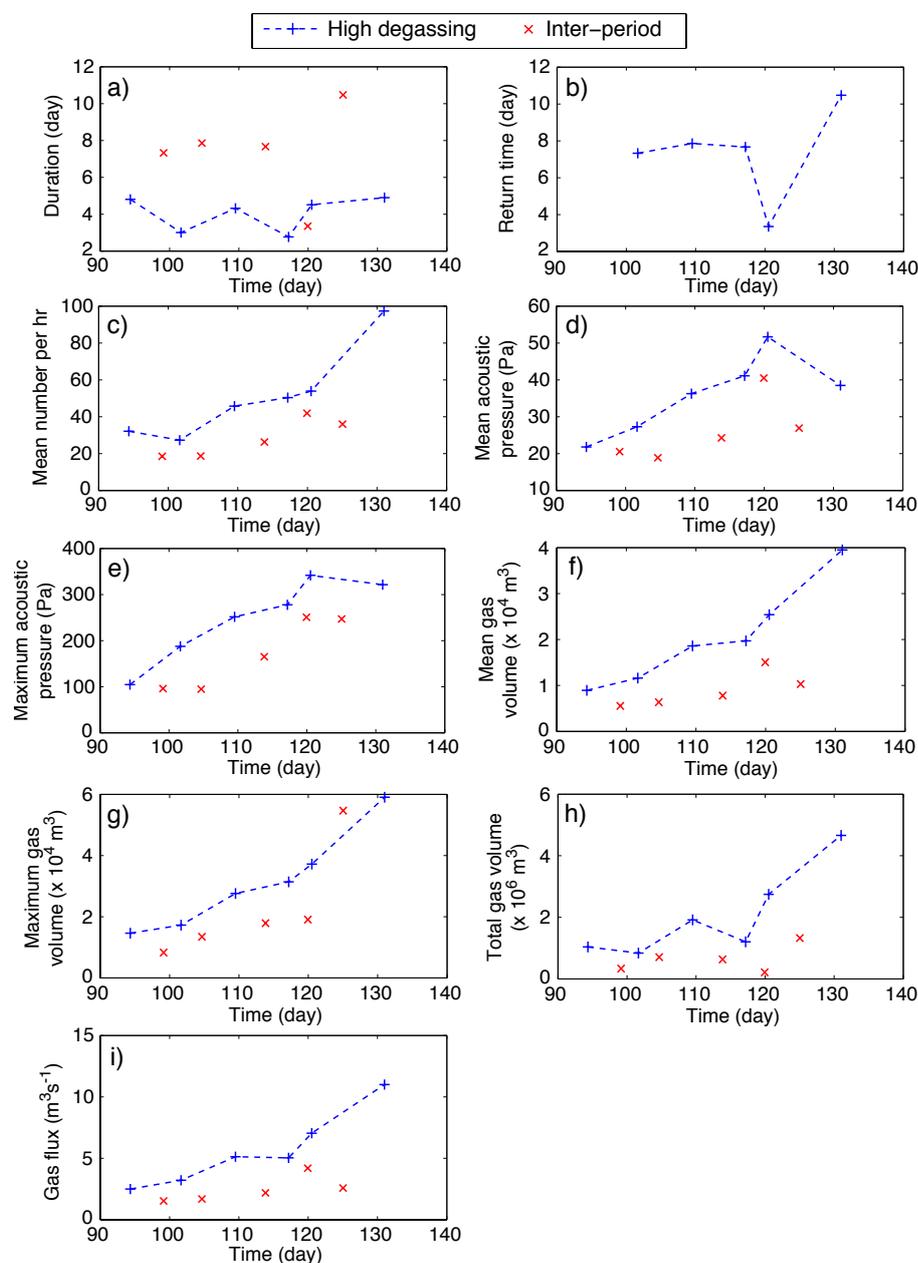


FIGURE 4.29 – Caractéristiques des périodes à fort dégazage repérées entre le 9 Avr. et le 29 Mai 2011, sur les volumes de gaz par heure associés aux explosions de forte pression acoustique ( $> 10 \text{ Pa}$  - voir fig. 4.28-a). Chaque croix représente la valeur mesurée pour la période à fort dégazage (bleue), et pour la période située entre deux périodes de fort dégazage successives (rouge). (a) Durées des périodes; (b) durées entre le démarrage de deux périodes successives; (c) nombre moyen par heure de signaux supérieurs à 10 Pa par période; (d) pression acoustique moyenne calculée à partir de l'ensemble des signaux  $> 10 \text{ Pa}$  détectés au cours de la période; (e) pression acoustique maximale détectée; (f) volume de gaz moyen libéré par les fortes explosions; (g) volume de gaz maximum par heure et par période; (h) volume de gaz total; (i) flux de gaz associé.

pour la 5<sup>e</sup>. Elle est de 320 Pa pour la dernière phase d'augmentation. Le volume de gaz moyen par poussée augmente progressivement, de 8900 m<sup>3</sup> à 3.9 × 10<sup>4</sup> m<sup>3</sup> par heure. Il en est de même pour le volume de gaz total par période, d'une valeur de 8.3 × 10<sup>5</sup> m<sup>3</sup> pour la première augmentation à 46.6 × 10<sup>5</sup> m<sup>3</sup> pour la dernière, ainsi que pour le volume de gaz maximum par heure et par période, passant de 1.4 × 10<sup>4</sup> m<sup>3</sup> à 5.9 × 10<sup>4</sup> m<sup>3</sup>. Le flux de gaz est de 2.5 m<sup>3</sup>s<sup>-1</sup> pour la première période à fort dégazage, et augmente jusqu'à 11.0 m<sup>3</sup>s<sup>-1</sup> pour la dernière.

Hormis pour la 3<sup>e</sup> et 4<sup>e</sup> phases, du j. 109 au j. 119, les augmentations de volumes impliquent également une augmentation des volumes libérés par les signaux inférieurs à 10 Pa. Le volume de gaz total par jour libéré par les deux classes d'explosions est alors du même ordre de grandeur (fig. 4.30). Le dégazage actif durant ces périodes à forts volumes simultanées est donc composé d'un dégazage impliquant des explosions de forte intensité, plus vigoureuses et nombreuses, ainsi qu'un plus grand nombre d'explosions de faible intensité.

Concernant les autres périodes particulières identifiées à partir des données acoustiques de 2011, la première phase à fort dégazage, caractérisée par un démarrage brutal au jour 9 (18 Janv.), suivi par une lente décroissance jusqu'au j. 57 (7 Mars), est simultanée aux deux populations d'explosions (fig. 4.30). Les variations de volume liées aux signaux de faible pression au cours de cette période ne semblent en revanche pas se produire pour les volumes liés aux signaux de plus forte pression. La phase particulièrement calme, d'une durée de 5 j, qui suit cette période, concerne également les deux classes d'explosions (j. 62–67). La poussée de gaz centrale à la période d'étude de 2011, du j. 67 à 82 pour les volumes des fortes pressions, démarre simultanément à celle des faibles pressions. Cette dernière prend néanmoins fin plus tôt, au jour 74, soit 8 j avant la fin de la phase intense liée aux fortes explosions.

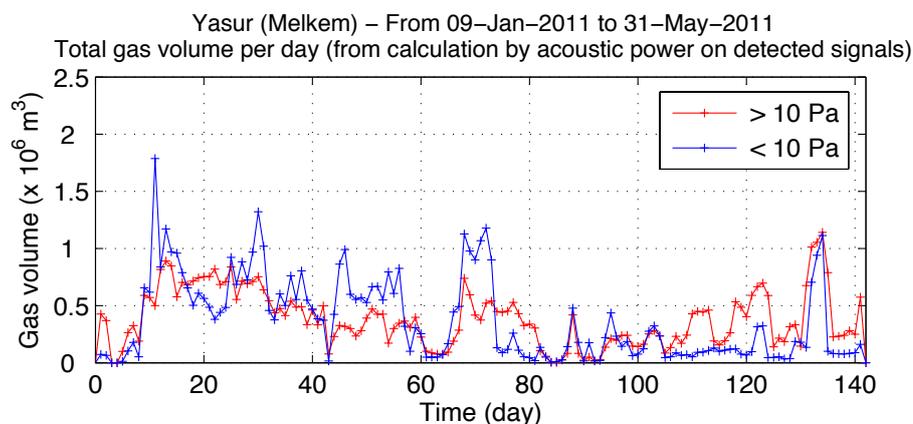


FIGURE 4.30 – Volumes de gaz totaux par jour pour la période du 9 Janvier au 31 Mai 2011, pour les deux classes d'explosions, de forte pression acoustique (> 10 Pa) et de faible pression acoustique (≤ 10 Pa).

### 4.5.5 Tendances globales de l'activité volcanique sur la période 2009–2011

Le suivi détaillé de l'activité volcanique du Yasur pour la période de 2009 à 2011 effectué précédemment, a permis de repérer des périodes plus ou moins longues de fort dégazage. Ces périodes sont associées à de forts volumes de gaz libérés par heure comparés aux valeurs de volume environnantes. Elles s'y détachent remarquablement bien et apparaissent de manière plus ou moins brutales. Ces variations sont davantage fréquentes pour les volumes libérés par la classe des explosions générant des signaux acoustiques inférieurs à 10 Pa. Les amplitudes des variations sont également plus importantes pour cette classe que pour celles associées aux explosions générant des signaux acoustiques supérieurs à 10 Pa. Les variations de volumes des deux classes ne sont pas nécessairement simultanées. L'étude précédente a permis en outre de quantifier les volumes de gaz associés à ces importantes variations. La complexité des variations rend difficile l'étude d'un potentiel comportement cyclique dans la survenue de ces périodes à fort dégazage. Ces dernières peuvent de plus présenter des variations secondaires des volumes de gaz libérés par heure. Pour le moment, une étude plus globale de l'évolution du dégazage en terme de volume, de nombre et d'amplitude des signaux sur la période d'enregistrement de 2009 à 2011 est entreprise.

La figure 4.31 représente l'évolution de l'amplitude maximale trouvée parmi les signaux détectés par jour de données, ainsi que le flux volumique de gaz par jour. Ce flux volumique est calculé à partir du volume de gaz total libéré par jour, obtenu par la méthode basée sur la puissance acoustique des signaux impulsifs détectés (*Woulff and McGetchin, 1976*). Le flux est dissocié pour les deux classes d'explosions. Six périodes associées à un fort flux de la classe des faibles pressions, déjà identifiées et détaillées dans la partie précédente, sont mises en valeur sur les différents graphes (fig. 4.31-C) :

- 1) du 24 Juin au 3 Sept. 2009 (soit une durée de 72 j) : la première période à fort volume de longue durée, caractérisée par des oscillations de volumes secondaires ainsi que par une décroissance progressive du volume de gaz libéré par jour pendant une durée de 1 mois ;
- 2) du 20 Déc. 2009 au 12 Fév. 2010 (54 j), avec un dégazage particulièrement intense et soutenu par les explosions de faible pression acoustique pendant cette période ;
- 3) du 14 Mars au 7 Avr. 2010 (23 j) : le dégazage y est moindre pour la classe des faibles pressions, mais particulièrement élevé pour celle des fortes pressions acoustiques ;
- 4) du 27 Juil. au 1<sup>er</sup> Sept. 2010 (35 j) : la première période à fort dégazage repérée dans la deuxième série d'enregistrement continu de Juin–Nov. 2010 ;
- 5) du 10 au 19 Oct. 2010 (9.5 j) : dégazage particulièrement intense par les explosions

Yasur (Melkem) – From 18-Mar-2009 06:10:26 to 30-May-2011 23:59:14

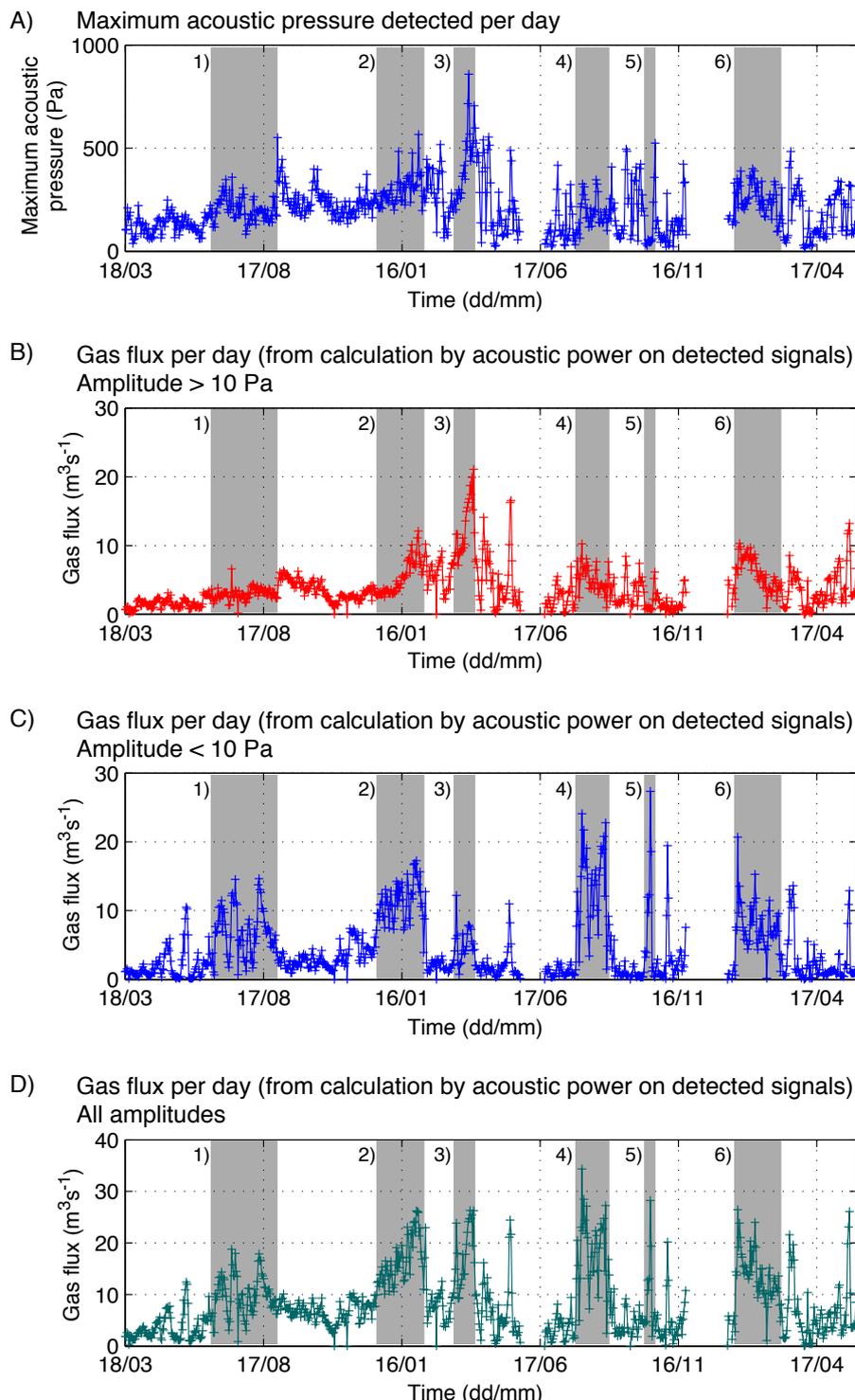


FIGURE 4.31 – (A) Évolution de l'amplitude acoustique maximale détectée par jour. (B) Flux volumique de gaz par jour basé sur le volume de gaz total libéré par les explosions à l'origine d'un signal acoustique supérieur à 10 Pa. (C) Flux volumique de gaz par jour libéré par la classe des explosions générant des signaux inférieurs à 10 Pa. (D) Flux volumique de gaz calculé à partir du volume de gaz libéré par l'ensemble des événement explosifs détectés. Les zones grisées situent les périodes principales caractérisées par un fort dégazage par la classe des faibles pressions acoustiques.

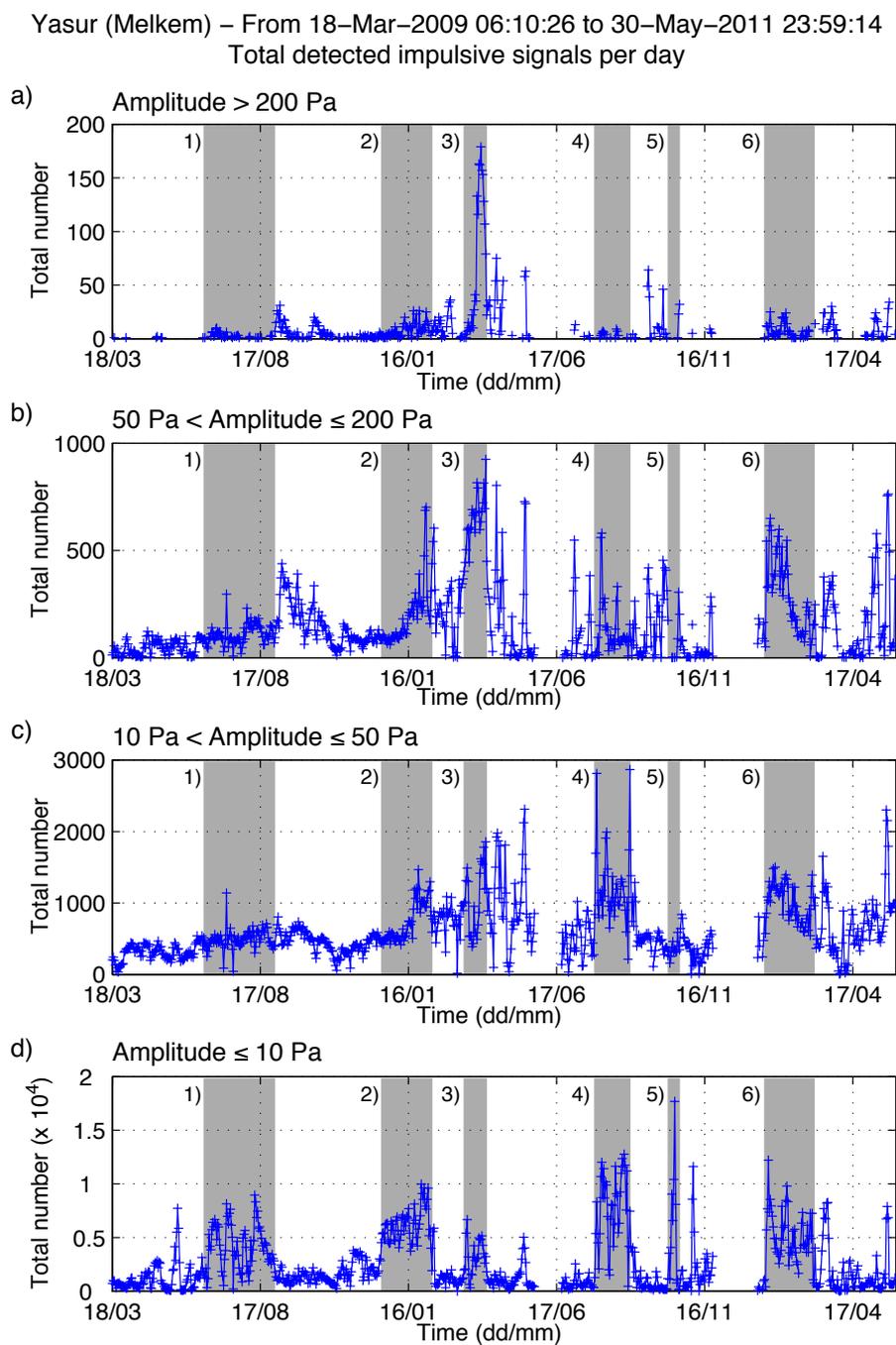


FIGURE 4.32 – Évolution du nombre de signaux acoustiques détectés par jour selon leur pression acoustique maximale : (a) supérieure à 200 Pa, (b) entre 50 et 200 Pa, (c) entre 10 et 50 Pa et (d) inférieure à 10 Pa. Les zones grisées représentent les périodes où le dégazage par les faibles pressions acoustiques (< 10 Pa) est particulièrement soutenu.

d'amplitude inférieure à 10 Pa sur une courte durée ;

- 6) du 16 Janv. au 7 Mars 2011 (50 j) : période à fort dégazage caractérisée par des oscillations secondaires de volumes de gaz par jour et flux associés.

Les zones grisées représentant ces périodes sont reportées sur les graphes du flux de gaz libéré par jour par les plus fortes explosions (fig. 4.31-B), par l'ensemble des explosions (fig. 4.31-D) et les amplitudes acoustiques maximales détectées par jour (fig. 4.31-A). Elles sont également placées sur les graphes d'évolution du nombre de signaux explosifs détectés par jour, montrés en figure 4.32. Sur cette figure, les signaux sont classés par gamme d'amplitude : 0–10 Pa, 10–50 Pa, 50–200 Pa et >200 Pa.

Notre but général est de comprendre le lien entre les deux manifestations de dégazage, par les faibles et fortes explosions, dont les variations ne sont pas toujours simultanées. La période (1) se positionne très nettement à l'avant d'une période d'augmentation des volumes libérés par les fortes explosions, débutant à partir du 3 Sept. 2009 (4.31-B). Les flux de gaz associés commencent à diminuer le 20 Oct. 2009. Cette augmentation du flux de gaz libéré à partir du 3 Sept. est associée à une augmentation de la pression acoustique maximale par jour (4.31-A) ainsi que du nombre d'explosion d'amplitude supérieure à 50 Pa (fig. 4.32). Le nombre d'explosions de faible amplitude ( $\leq 10$  Pa) devient en revanche faible pendant cette période. Le dégazage est donc dominé par les faibles pressions acoustiques du 24 Juin au 3 Sept. 2009, soit par l'expulsion sous forme de bouffées répétées de faible intensité (*puffing*). Des explosions de plus forte intensité apparaissent ensuite à partir du 3 Sept. tandis que le nombre d'explosions inférieures à 10 Pa a diminué.

La période (2) du 20 Déc. 2009 au 12 Fév. 2010, correspond à une intensification du dégazage par l'augmentation du nombre d'explosions générant une faible pression acoustique ( $< 10$  Pa). Cette augmentation est suivie par celle du nombre des explosions générant un signal acoustique supérieur à 10 Pa à partir du 21 Janv. 2010, soit environ 46 j après le démarrage de la période (2). Cette augmentation du nombre des explosions de plus forte intensité se traduit par une augmentation du flux de gaz associé d'un facteur 2, passant de  $5 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  à  $10 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  respectivement le 20 et le 27 Janv. 2010. Contrairement à la période d'augmentation du dégazage par les fortes explosions du 3 Sept. au 20 Oct. 2009 à la suite de la période (1), cette augmentation à partir du 21 Janv. n'est pas associée à une diminution du nombre d'explosion de faible intensité. Ce dernier demeure au contraire relativement élevé jusqu'au 12 Fév. comme pour le nombre des explosions de plus forte amplitude (fig. 4.32). La diminution du nombre des faibles pressions (fig. 4.32-d), et du flux de gaz associé (fig. 4.31-C), est relativement brutale à partir du 12 Fév. 2010. Elle l'est un peu moins pour les plus fortes pressions acoustiques (fig. 4.32-a à c). Il en résulte un flux de gaz par jour associé à l'ensemble des détections généralement inférieur à  $10 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  du 12 Fév. au 14 Mars 2010, soit jusqu'au démarrage de la période à fort dégazage

n°3 (fig. 4.31-D).

La période (3) correspond à l'activité la plus vigoureuse révélée dans les données enregistrées entre 2009 et 2011. Le flux de gaz libéré par la classe des fortes explosions est maximal, dépassant  $20 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  au 5 Avr. 2010 (fig. 4.31-B). L'amplitude acoustique maximale des signaux détectés par jour atteint également des valeurs maximales pour la période 2009–2011. Le nombre de signaux dont l'amplitude dépasse 200 Pa est de même particulièrement élevé par rapport à la totalité de la période étudiée (fig. 4.32-a). Il dépasse 100 explosions par jour entre le 27 Mars et le 4 Avr. 2010, soit une moyenne de 4 à 8 explosions par heure pendant cet intervalle de temps. Le maximum de nombre d'explosions par jour générant des signaux supérieurs à 200 Pa est atteint le 31 Mars avec 180 explosions. Ce pic de nombre des signaux supérieurs à 200 Pa est englobé dans un pic de nombre des signaux dont l'amplitude est comprise entre 50 et 200 Pa (fig. 4.32-b). Le nombre de signaux détectés par jour et d'amplitude inférieur à 50 Pa est relativement élevé pendant la période (3) par rapport aux valeurs avoisinantes (fig. 4.32-c et d). Le flux de gaz par jour associé à l'ensemble des signaux n'est en revanche pas le plus élevé de la période d'étude 2009–2011 (fig. 4.31-D). Cette phase de Mars–Avr. 2010 d'explosivité élevée, est précédée par une lente augmentation des pressions acoustiques maximales détectées par jour, de Mars 2009 à début Mars 2010 (fig. 4.31-A). La pression acoustique maximale moyenne est ainsi d'environ 130 Pa de Mars à Juin 2009, et de 320 Pa du 1<sup>er</sup> Janv. au 1<sup>er</sup> Mars 2010. Au 3 Mars 2010, la pression acoustique maximale diminue cependant à 75 Pa en 2 j seulement, avant de se mettre à augmenter progressivement mais rapidement jusqu'à la pression acoustique maximale correspondant à l'explosion de 859 Pa du 30 Mars 2010.

La période (4) de fin Juil. à début Sept. 2010 est une période à fort dégazage, surtout par les explosions générant des pressions acoustiques inférieures à 50 Pa à 500 m de distance (fig. 4.32). Elle n'est pas directement suivie d'une augmentation significative du nombre d'explosions de plus forte amplitude ou de la pression acoustique maximale détectée par jour (fig. 4.31-A). Le pic particulier du flux de gaz de la période (5) du 10 au 19 Oct. 2010, correspondant comme vu précédemment à une période de *puffing* très intense (fig. 4.14), est suivi par un pic de pression acoustique maximale significatif (fig. 4.31-A) d'une durée de 3 jours. Le flux de gaz associé aux explosions supérieures à 10 Pa forme également un pic juste après la période (5) mais les valeurs atteintes ne sont pas particulièrement fortes comparées à celles des pics de flux avoisinants (fig. 4.31-B). La période (6) correspond à un dégazage relativement élevé, avec un nombre d'explosion élevé pour la gamme de 0 à 200 Pa (fig. 4.32).

## 4.6 Discussion

Statistiquement, les signaux inférieurs à 10 Pa constituent 77% de la totalité des détections. La visualisation des périodes caractérisées par un nombre élevé de signaux détectés a permis de relier ces signaux au phénomène de *puffing*, observé sur le terrain (mission de Juil. 2009), et tel qu'étudié au Stromboli (*Ripepe and Gordeev, 1999; Ripepe and Marchetti, 2002*). Ces signaux sont en effet caractérisés au Yasur par une intermitte- tence parfois particulièrement faible ( $< 1$  s) (fig. 4.14 et 4.17). Ils correspondent chacun à une explosion libérant un volume moyen de  $150 \text{ m}^3$ . L'évolution temporelle du nombre de ces explosions de faible intensité montre des variations rapides qui semblent parfois indépendantes de celui des explosions d'amplitude supérieure (fig. 4.13). Les explosions générant des signaux de plus forte amplitude sont associées à l'éclatement de bulles de gaz davantage surpressurisées, et libérant en moyenne par explosion un volume de gaz 3 fois plus important que celui associé aux signaux de faible pression. Au total,  $5.3 \times 10^8 \text{ m}^3$  de gaz a été libéré en considérant les 731 j de mesures réparties en trois périodes de mesures continues, avec  $2.8 \times 10^8 \text{ m}^3$  associé au dégazage par les explosions de faible intensité et  $2.4 \times 10^8 \text{ m}^3$  par celles plus vigoureuses. La coupure sélectionnée de 10 Pa, selon l'histogramme général des pressions acoustiques maximales détectées, n'est probablement pas toujours exacte, et certains signaux d'amplitude légèrement supérieure peuvent être générés par le phénomène de *puffing*. La période d'augmentation du dégazage par les explosions produisant des signaux acoustiques inférieurs à 10 Pa, de Juil.-Sept. 2010 (n°4) est par exemple également associée à une augmentation des signaux de la bande d'amplitude supérieure, 10–50 Pa (fig. 4.32-c). Les variations du nombre d'événements d'amplitude comprise entre 10 et 50 Pa ne suivent cependant généralement pas celles des signaux de plus faible amplitude.

Les apparitions des régimes à fort dégazage par les faibles pressions acoustiques n° 1, 2 et 5 (fig. 4.31) sont suivies par une augmentation du dégazage par les explosions de plus forte pression acoustique. L'augmentation du dégazage par les faibles pressions acous- tiques précurseur à celui des plus fortes pressions peut s'expliquer par une augmentation du flux de gaz dans le réservoir. Ce dernier a pour conséquence une augmentation de la proportion de bulle dans le conduit, et en parallèle, une augmentation de la hauteur de la couche de mousse s'accumulant au toit du réservoir. L'augmentation de la proportion de bulles dans le conduit entraîne sous certaines conditions une instabilité se traduisant par le rassemblement des petites bulles de gaz, formant des zones plus concentrées de bulles de gaz séparées par des zones avec du liquide appauvri en bulles de gaz (fig. 4.33). Ces couches de bulles sont alors espacées par une certaine longueur d'onde dépendant des propriétés du liquide, du gaz et du rayon des bulles (*Manga, 1996*). La coalescence de ces couches de bulle lors de leur remontée pourrait être à l'origine du phénomène de *puffing*.

Les explosions davantage surpressurisées pourraient par la suite être formées lorsque la couche de mousse située au toit du réservoir sous-jacent atteint son épaisseur critique de coalescence (*Jaupart and Vergnolle, 1989*).

Une augmentation de l'activité volcanique du Yasur a été reportée pour la période de

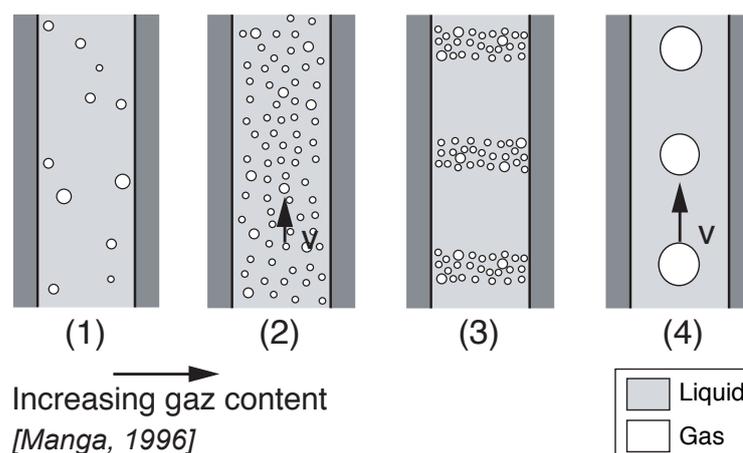


FIGURE 4.33 – Instabilité de Manga (1996) dans le conduit magmatique. Lorsque la proportion de petites bulles de gaz, exsolvées lors de la remontée du magma dans le réservoir sous-jacent, devient importante (2), l'écoulement s'organise sous forme de couche de bulles de gaz (3). Les bulles de ces couches peuvent par la suite coalescer entre elles. La faible profondeur de coalescence et le caractère progressif de cette dernière expliquent la nature peu surpressurisée des bulles à l'origine du dégazage générant de faibles pressions acoustiques. L'intermittence faible correspond à une longueur d'onde faible entre les couches de bulles.

Mars–Mai 2010 (BGVN 35 :06), avec des bombes éjectées en dehors de la zone sommitale. Cette activité de forte intensité est bien visible à partir du traitement des données acoustiques, des explosions de forte amplitude étant détectées en grand nombre pendant cette période. La pression acoustique maximale détectée par jour de données (fig. 4.31-A) semble augmenter progressivement avant cette phase d'activité vigoureuse, de Mars 2009 à Mars 2010. Cependant, une diminution d'une durée inférieure à 1 mois se produit juste avant la phase de Mars–Mai 2010.

Plusieurs échelles de temps des variations du flux de gaz en surface ont été mises en valeur, de quelques jours à plusieurs mois. Ces variations peuvent indiquer un flux de magma non constant en base du réservoir, et/ou un transfert non direct des bulles de gaz jusqu'à la surface. La dynamique éruptive du volcan Yasur est complexe et son étude nécessite des enregistrements en continu supplémentaires afin de pouvoir éventuellement observer des comportements reproductibles et d'en obtenir les ordres de grandeur statistiques.

## 4.7 Conclusion

Le suivi en continu de l'activité strombolienne permanente du volcan Yasur par la station microbarométrique située à 500 m des événements actifs permet d'analyser très finement les variations de l'activité en terme de volume de gaz libéré par les événements explosifs, de nombre d'explosion, et de magnitude de ces explosions. Ce traitement de données préparatoire, effectué sur une durée totale de 2 ans de données, révèle de nombreuses périodes particulières, où le dégazage actif augmente, traduisant une augmentation de flux de gaz dans le réservoir magmatique sous-jacent. L'augmentation du volume de gaz est progressive ou brutale. Chacune de ces périodes devrait être étudiée plus en détail et utilisée pour contraindre un modèle de formation de mousse et d'écoulement de bulle de gaz dans le conduit appliqué spécifiquement au Yasur, appuyé par l'apport de mesures complémentaires (sismiques, flux par spectrométrie, chimiques...).

# Conclusion générale

Les signaux acoustiques produits par le couplage entre les processus magmatiques de surface, liés au dégazage actif, et l'atmosphère, ont l'avantage de se propager relativement sans déformation. Les caractéristiques de la forme d'onde reflètent directement celles de la source acoustique, contrairement aux signaux sismiques. Des informations sur la physique de l'éruption peuvent ainsi être extraites de la forme d'onde des signaux enregistrés à proximité de la source. Le suivi acoustique du dégazage actif sur les volcans basaltiques permet de surcroît d'étudier les variations de l'activité éruptive, liées avec plus ou moins d'inertie aux processus magmatiques du réservoir. Le traitement des données acoustiques enregistrées à proximité des cratères des volcans Yasur et Ambrym a montré que ces volcans étaient particulièrement actifs. Les manifestations éruptives d'Ambrym, riches et régulières (lacs de lave, activité strombolienne à vulcanienne), concentrées au niveau de deux centres éruptifs principaux, les cratères Benbow et Marum distants de 3 km, font de ce complexe volcanique un objet d'étude particulièrement intéressant. La localisation et l'analyse des sources acoustiques associées au dégazage actif par le mini-réseau infrasonore d'Ambrym ont permis de proposer une ébauche de modèle, pour le moment plutôt qualitatif, quand à la géométrie du réservoir sous-jacent et à la dynamique interne. La présence d'un unique réservoir sous les deux édifices, d'avantage étendu à l'Est de Marum et avec un toit légèrement incliné, en pente ascendante vers Benbow, est une configuration possible. Elle favorise l'accumulation d'une mousse à la limite de la stabilité alimentant le conduit principal de Marum et d'une mousse plus stable alimentant Benbow, expliquant l'occurrence d'explosions de forte intensité majoritairement au niveau de l'édifice du Marum. La détectabilité du mini-réseau acoustique, installée à plus de 3 km des événements actifs, est fonction des conditions météorologiques, principalement du profil de vent. La comparaison des détections des données du mini-réseau par rapport aux détections des données enregistrées à moins de 200 m d'un événement actif lors d'une mission en Juillet 2009, a permis de montrer les limites de la station. L'activité, alors faible mais continue au niveau de Benbow, n'a pas été détectée de manière constante sur le mini-réseau. Néanmoins, la détection même partielle par le mini-réseau permet un suivi de l'évolution de l'activité éruptive sur les deux cratères. Les phases d'activité intense sont détectées efficacement et

de façon continue, comme en Octobre 2008 sur Benbow, en Nov.-Déc. 2008 sur les deux cratères et en Janv.-Fév. 2010 sur Marum, de même que les explosions stromboliennes isolées ou sous forme de phase de courte durée. L'analyse du contenu fréquentiel des stacks des détections obtenues par la méthode PMCC, puis la détection des signaux impulsifs par le programme mis au point au cours de cette thèse, permettent d'apporter des informations sur la source de dégazage en surface et sur la nature de l'activité éruptive. Des études plus approfondies sont à envisager afin de contraindre d'avantage la dynamique interne du réservoir, notamment à partir de l'analyse parallèle des données d'un capteur sismique large-bande, installé depuis 2009 au niveau du mini-réseau. Quelques améliorations de la méthode de traitement des données du mini-réseau sont à prévoir, tel que le filtrage des données des trois voies selon la bande de fréquence de détection pour chaque détection continue. Une nouvelle version du logiciel PMCC (CEA-DASE) éditée récemment permettra de plus de s'affranchir de l'effet de la non simultanité de l'enregistrement des fichiers horaires des données des trois voies du mini-réseau.

Le suivi acoustique de l'activité strombolienne à vulcanienne permanente du Yasur, en conduit ouvert, permet d'étudier finement les variations de la quantité de gaz libérée au cours du temps, liées aux processus de coalescence dans le conduit et dans le réservoir magmatique. Les données acoustiques de ce volcan, enregistrées à 500 m du cratère, permettent de suivre de façon précise le nombre et l'amplitude des explosions. Des fluctuations de l'activité existent à plusieurs échelles de temps. Seules les variations de l'activité pour la période de 2009–2011 ont été pour le moment repérées et quantifiées. Le dégazage par l'intermédiaire des bouffées de gaz de faible amplitude est aussi important que celui s'effectuant sous forme d'explosions plus vigoureuses et moins nombreuses. Des études plus approfondies des variations à court et long termes, sont à prévoir afin de contraindre davantage la dynamique de dégazage du système d'alimentation magmatique.

L'ensemble des estimations de volumes seront par ailleurs à confirmer sur d'autres périodes d'enregistrements par des mesures complémentaires (mesures de flux de gaz par spectrométrie par exemple).

Tous les traitements des longues séries temporelles de données acoustiques ont été entièrement automatisés par des programmes développés au cours de cette thèse. Ces programmes sont adaptés au traitement des données enregistrées sur un seul capteur acoustique. Ils permettent entre autre l'analyse fréquentielle, le filtrage, les calculs de puissance acoustique, la détection des signaux impulsifs et la manipulation des résultats des détections (stacks, graphes d'évolution temporelle des caractéristiques des détections, sélection de groupes de signaux selon leur fréquence, amplitude ou forme). Les choix des paramètres spécifiques au calcul choisis sont demandés à l'utilisateur avant l'exécution automatique. Un ensemble de programmes a également été conçu pour le post-traitement

---

des détections du mini-réseau acoustique d'Ambrym (tri, stack des détections continues, graphes d'évolution temporelle des paramètres PMCC et des volumes de gaz, etc.). La détection des signaux impulsifs permet d'étudier plus particulièrement le dégazage actif, en quantifiant le nombre, l'amplitude, et le volume de gaz correspondant. L'algorithme privilégié pour la détection automatique des signaux acoustiques s'appuie sur le calcul du profil STA/LTA à partir de la décomposition en ondelette des données, au niveau approprié. Cette dernière permet d'augmenter le rapport signal sur bruit associé aux signaux impulsifs, et donc la sensibilité du détecteur STA/LTA.



# Appendices



# Annexe A

## Description des programmes et des principales fonctions utilisées

Les deux programmes principaux développés au cours de la thèse, *signal\_proc* et *detec-tion\_explo*, ainsi que quelques fonctions développées pour faciliter l'écriture des programmes de traitement automatique, sont présentés dans cet annexe. Ces programmes permettent d'effectuer tout un ensemble de calculs dédiés au traitement des données acoustiques et sismiques enregistrées sur un capteur.

### A.1 Les principaux programmes de traitement automatique

Les programmes ont été conçus afin de pouvoir traiter les données acoustiques en général. L'utilisateur est invité à choisir le calcul à effectuer en début de programme, les paramètres du calcul, ainsi que les données à utiliser. Ces programmes sont adaptés au traitement d'une série temporelle de données. Tous les résultats et les figures de résultats sont générées et enregistrées automatiquement dans un dossier créé spécialement par le programme et spécifique au calcul demandé.

Les données géophysiques, sont mises au format Matlab au préalable et formatés de telle sorte qu'elles contiennent un vecteur temporel et un ou plusieurs vecteurs de données. Les noms des différents vecteurs débute par des lettres particulières afin que ces vecteurs soient reconnus lors du chargement des données. Les vecteurs de données utilisés dans cette thèse sont par exemple définis par un nom de variable commençant par la lettre "x" et le vecteur temporel par la lettre "t". Nos données contiennent une variable supplémentaire, *init*, correspondant au temps initial du vecteur de données précis à la milliseconde près.

### A.1.1 signal\_proc.m : traitement général des données

Le programme `signal_proc` est principalement utilisé pour étudier le contenu fréquentiel des données, pour calculer les puissances acoustiques, vitesses et volumes associés et pour filtrer les données. Lors du lancement du programme, la liste des choix présentée en figure A.1 est proposée au niveau de la fenêtre de commande Matlab. Après chaque choix de calcul, un menu d'options spécifique au choix est présenté et les paramètres de calculs demandés. Les fonctionnalités les plus utilisées du programme sont détaillées par la suite. Il s'agit principalement des calculs : (1) Spectre en fréquence; (2) Spectrogramme; (3) Puissance, vitesse et volume; (4) Visualisation des données brutes et (5) Filtrage des données.

L'utilisateur sélectionne les matrices de données sur lesquelles le calcul est à effectuer. Il peut

```

-----
< BASIC SIGNAL PROCESSING >
-----

Toutes les figures generees par ce programme seront
enregistrees automatiquement.

Choix du format des figures :

    eps          -> 1
    jpeg         -> 2
                -> 2

-----

Choix du type de calcul
-----

Spectre en frequence          -> 1
Spectrogramme                -> 2
Puissance, vitesse et volume -> 3
Detection/puissance acoustique -> 4
Deplacement reduit           -> 5
Visualiser les donnees brutes -> 6
Filtrer les donnees          -> 7
Corriger les donnees         -> 8
Calculer les LTA              -> 9
Calculs sur de nouvelles donnees -> 10
Quitter                       -> 11

-----
-> |

```

FIGURE A.1 – Capture écran de la fenêtre de commande Matlab au lancement du programme `signal_proc.m`.

s'agir de la totalité des données ou d'une partie. Le calcul s'effectue alors de façon automatique sur l'ensemble des données sélectionnées.

### A.1.1.1 Spectre en fréquence

Les spectres sont calculées par l'algorithme FFT (Fast Fourier Transform), implémenté dans la fonction `fft` de Matlab (Signal Processing Toolbox). Deux choix sont possibles après avoir sélectionné ce calcul : calculer le spectre stacké ou bien le spectre total. Le premier correspond à un spectre moyen, c'est-à-dire à la somme de plusieurs spectres calculés sur des portions de données de longueur fixe, divisée par le nombre de portion. Les paramètres à choisir sont alors la longueur élémentaire des portions (`sps_lg`, en seconde), et le nombre de portions consécutives à moyenner (`sps_n`). Un spectre moyen représente donc le contenu fréquentiel moyen d'une partie des données de durée  $sps\_n \times sps\_lg$  secondes. L'utilisateur peut décider de générer :

- autant de spectres moyens que la durée totale du vecteur donnée le permet. Par exemple, si les données ont une durée de 1h et que l'on souhaite obtenir les spectres moyens caractérisés par  $sps\_n = 10$  et  $sps\_lg = 60s$ , le nombre total de spectres moyens calculés sera de  $\frac{3600}{10 \times 60} = 10$  ;
- les spectres moyens d'une section particulière des données (limitée par un temps initial et un temps final) ;
- un nombre fixe de spectres moyens, calculés à partir du temps initial désiré (par exemple, sortir 4 spectres moyens à partir du temps égal à 100 s).

Ces paramètres sont appliqués aux calculs effectués en boucle sur chaque matrice de données. Ils sont ajustés automatiquement dans le cas où la durée de la donnée ne permet pas de calculer les spectres moyens.

Le spectre total est le spectre directement calculé sur toute la durée de la donnée ou bien sur un intervalle de temps prédéfini.

Les résultats (figures et vecteurs) sont enregistrées dans le dossier `Spectrum_*` (\* indiquant un nombre : voir la fonction `make_dir` dans la partie B).

L'amplitude des spectres est exprimée en unité géophysique, soit en Pa pour les données acoustiques.

### A.1.1.2 Spectrogramme

Le spectrogramme est une représentation temps-fréquence du signal : il permet de suivre l'évolution du contenu fréquentiel du signal au cours du temps. Il s'obtient par calcul de la transformée de Fourier au niveau d'une fenêtre de longueur fixe qui se déplace sur le signal. La fonction `specgram` de la Signal Processing Toolbox de Matlab effectue cette transformée de Fourier fenêtrée.

Les paramètres à renseigner au niveau du programme `signal_proc` pour l'exécution de ce calcul sont :

- la résolution temporelle  $Dt$  en seconde (c'est-à-dire la longueur de la fenêtre glissante, ou

- du pixel du spectrogramme), qui est inversement proportionnel à la résolution fréquentielle ;
- le pourcentage de recouvrement *pourc*, qui définit la longueur du déplacement entre deux fenêtres de calcul consécutives ;
- les bornes de fréquence inférieure et supérieure utilisées pour afficher en plus du spectrogramme total un agrandissement de ce dernier entre les bornes choisies.

La fenêtre de Hanning est utilisée comme fenêtre glissante pour les calculs des FFT, de longueur  $nwind = fe \times Dt$  points,  $fe$  étant la fréquence d'échantillonnage du signal. Le déplacement de la fenêtre a une longueur de  $\frac{pourc}{100} \times nwind$  points. L'amplitude du contenu fréquentiel retournée par *specgram* est convertie en Décibel, correspondant au niveau de pression acoustique normalisé par la pression de référence (au seuil d'audibilité) égale à  $2 \times 10^{-5}$  Pa. La figure représentant l'intensité de la fréquence en fonction du temps est ensuite créée par la fonction *imagesc* de Matlab. L'image est composée de blocs-unité ou pixels de longueur  $Dt$  s et d'hauteur  $1/Dt$  Hz, colorés selon une échelle de couleur qui indique l'intensité en dB. L'ensemble des figures et des vecteurs de résultat est enregistré dans le dossier *Spectrog\_\**.

### A.1.1.3 Puissance, vitesse et volume

Il s'agit du calcul de la puissance acoustique sur fenêtre glissante, à partir duquel sont issus ceux de la vitesse puis du volume selon les formules établies par *Woulff and McGetchin* (1976). L'utilisateur choisit en début de programme le type de source acoustique considéré (monopôle, dipôle ou quadripôle), la distance source-captteur, le rayon de la source, la constante du calcul,  $K$  si sa valeur par défaut ne convient pas, la densité de l'air et la vitesse du son. La longueur de la fenêtre glissante sur laquelle est effectuée le calcul est également choisie en seconde. L'intérêt de ce calcul est d'obtenir les variations du volume de gaz à partir de longues séries temporelles de mesures acoustiques. Il est important de bien choisir la longueur de la fenêtre glissante (une valeur de volume obtenu par fenêtre), telles que les fluctuations plus ou moins périodiques du volume de gaz - liées aux variations de l'activité volcanique - soient mises en valeur sur les graphes représentant les résultats sur toute la durée des enregistrements continus. Le calcul peut être réalisé dans différentes bandes de fréquences choisies par l'utilisateur.

La puissance acoustique est calculée à partir de la densité spectrale du signal, en considérant l'égalité de Parseval. La vitesse de gaz est obtenue à partir de la puissance acoustique totale selon la formule associée au type de source acoustique considérée, établie par *Woulff and McGetchin* (1976) et *Vergniolle et al.* (2004), puis le volume déduit de la vitesse. Ces calculs sont effectués par une sous-fonction *calc\_pacou*, qui peut être utilisée dans d'autres programmes et notamment pour estimer le volume de gaz des signaux impulsifs détectés dans les données. Ces résultats sont stockés dans un vecteur global. Une fois les calculs effectués sur l'ensemble des matrices de données de la série temporelle sélectionnée, les graphes de résultats sont édités et enregistrés, ainsi que le vecteur contenant tous les résultats, et le vecteur temporel associé.

#### A.1.1.4 Détection sur puissance acoustique

Cette fonctionnalité permet de repérer et de caractériser les périodes à puissance acoustique élevée, sur les résultats de calcul de puissance par fenêtre glissante obtenus avec le choix décrit précédemment. La méthode est une simple détection par seuil : les points de puissance acoustique dépassant un certain seuil sont recherchés. Ce calcul est utile pour l'étude de la dynamique éruptive : l'activité volcanique peut être marquée par des périodes de fort dégazage, d'occurrences plus ou moins cycliques, et repérables sur la puissance acoustique. Il peut aussi permettre de repérer les périodes de données bruitées, par exemple contenant des pics électroniques.

Lors de l'exécution de ce calcul, l'utilisateur sélectionne tout d'abord la donnée Matlab contenant les résultats de puissance acoustique (dont le nom commence par `pwvelvol_*`). Il peut choisir d'effectuer la détection sur la puissance acoustique totale ou bien par bande de fréquence. La figure puissance acoustique en fonction du temps correspondante est ensuite tracée. La valeur du seuil minimal (en W) à utiliser pour la détection des périodes fortes de puissance acoustique est alors demandée.

Tous les points supérieurs à ce seuil sont trouvés. Les points consécutifs supérieurs au seuil sont rassemblés : les périodes de forte puissance acoustique sont ainsi définies. La durée de chaque période, la puissance acoustique maximale, ainsi que l'intervalle de temps qui la sépare de la période précédente (l'intermittence) sont calculées et reportées sur des graphes. L'ensemble des vecteurs résultats correspondant et les figures sont enregistrés dans un dossier (`Detc_on_Acpow_*`).

#### A.1.1.5 Visualiser les données brutes

Cette option sert à visualiser les données géophysiques. L'utilisateur choisit une partie ou l'ensemble des données acoustiques (ou sismiques...) parmi les données repérées automatiquement dans le dossier courant. La visualisation peut se faire par fenêtre glissante (sans recouvrement), dont la longueur temporelle est choisie, ou bien sur la totalité du vecteur de données contenu dans chaque matrice. Les figures représentant ces données sont générées successivement et enregistrées dans un dossier `Fig_Data`. Il est possible de choisir au préalable le mode de visualisation des figures, trois choix sont proposés :

- contrôle manuel du défilement : après un maximum de 30 figures générées, un message s'affiche sur la fenêtre de commande Matlab, invitant l'utilisateur à appuyer sur une touche pour fermer la totalité des figures avant de poursuivre la visualisation des données suivantes. Avant de décider de continuer, l'utilisateur peut observer les figures et zoomer sur les données. Un nombre maximal de figure pouvant être généré est imposé pour éviter que l'application Matlab ne quitte inopinément.
- fermeture automatique : l'ensemble des figures est fermé automatiquement quand le nombre maximal de figure est atteint ;
- mode invisible : la figure sur laquelle sont tracées les données est mise en mode invisible (par la commande Matlab : `set(gcf,'visible','on')`). Elle n'est pas affichée à l'écran, mais

est bien enregistrée au format voulu (jpeg, eps) dans le dossier Fig\_Data.

### A.1.1.6 Filtrer les données

Les données acoustiques sont généralement filtrées, notamment avant d'effectuer la détection automatique des signaux explosifs. Le but est d'enlever l'éventuel offset présent dans les données, les variations basses fréquences de la pression atmosphérique, et le bruit haute fréquence pouvant perturber le signal explosif. Le filtre utilisé est un filtre passe-bande Butterworth d'ordre 3. Un exemple de réponse en fréquence de ce filtre est montré en figure A.2. Ce filtre est créé par la fonction `butter` de la Signal Processing Toolbox de Matlab. Le filtre est passe-bande. Pour limi-

Frequency response of order 3 bandpass digital Butterworth filter

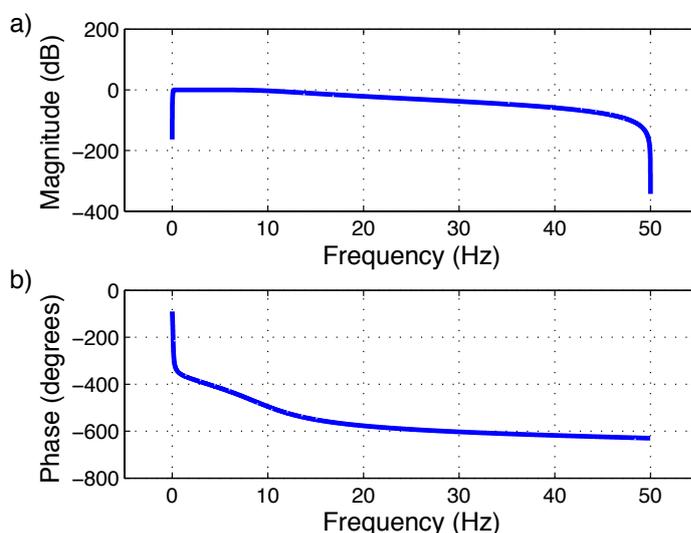


FIGURE A.2 – Réponse fréquentielle du filtre Butterworth d'ordre 3, pour une bande passante de 0.1 – 10 Hz et une fréquence d'échantillonnage de 100 Hz. La qualité du filtre est vérifiée sur ces graphes : la réponse est plate et vaut 0 dB au niveau de la magnitude dans l'intervalle de fréquence 0.1 – 10 Hz. Les fréquences de part et d'autre de cet intervalle seront atténuées. La phase varie de -300 à -500 degrés dans l'intervalle des fréquences passe-bande.

ter les effets de bord, du signal est ajouté de part et d'autre du vecteur de données. Ces parties ajoutées correspondent au miroir des extrémités des données, sur une longueur correspondant à 10 fois la longueur d'onde maximale calculée à partir de la fréquence inférieure de coupure. Pour ne pas produire de déphasage, la première version filtrée du signal (obtenue via la fonction `filter` de Matlab) est inversée (le dernier point devient le première, l'avant dernier le second, etc). Cette version est filtrée à nouveau, puis le signal obtenu est remis dans le bon sens.

Au lancement de ce calcul, les paramètres à choisir sont le nombre de bande de fréquence, les valeurs de chaque bande de fréquence, et la liste des données à filtrer. Chaque donnée est ensuite filtrée selon les différentes bandes de fréquence. L'ensemble des versions filtrées de la donnée brute est enregistrée dans une matrice de donnée unique (dans le dossier `Filtered_Data`), dont le

nom est celui de la donnée brute auquel est ajouté le suffixe ‘\_fbd’. La variable fbd correspondant à un tableau à deux colonnes contenant les différentes bandes de fréquences est également enregistrée dans cette donnée Matlab. Une indication ajoutée au niveau du nom des vecteurs des données filtrées permet de retrouver la bande de fréquence correspondante (ex. : suffixe ‘\_bd3’ pour le vecteur de donnée filtrée entre fbd(3,1) et fbd(3,2)). La figure représentant la donnée brute et les données filtrées dans les différentes bandes de fréquence est enregistrée dans le dossier Filtered\_Data/Fig si l’utilisateur choisit de générer les figures.

### A.1.2 `detection_explo.m` : détection des signaux impulsifs et traitements des détections

Le programme de détection contient tout un ensemble de choix permettant de détecter les signaux impulsifs selon différentes méthodes (STA/LTA appliqué sur la décomposition en ondelette, cross-corrélation ou manuelle), et d’effectuer les calculs annexes à partir des détections. Un aperçu des choix est montré en figure A.3.

```

-----
DETECTION
&
OPERATIONS SUR LES DETECTIONS
-----

CHOIX
---

Detecter les explosions -> 1
Detecter et supprimer des signaux parasites -> 2
Calculer les LTA (decomposition ondelette) -> 3
Visualiser les explosions detectees -> 4
Trier manuellement les detections -> 5
Appliquer des criteres de selection -> 6
Afficher les graphes-bilans -> 7
Calculer le volume (Woulff et McGetchin) -> 8
Calculer le volume (Johnson) -> 9
Stacker les detections -> 10
Stacker les fft des detections -> 11
-----
-> |

```

FIGURE A.3 – Capture écran de la fenêtre de commande Matlab au lancement du programme `detection_explo.m`.

#### A.1.2.1 Détection des signaux impulsifs

L’utilisateur choisit la méthode de détection ainsi que le jeu de données dans lesquelles les signaux sont à détecter.

La méthode de détection manuelle consiste à sélectionner manuellement les signaux impulsifs, à l'aide de la souris, sur une figure où les données sont représentées sur une durée définie au préalable par l'utilisateur. Une fois que l'ensemble des signaux de la fenêtre sont repérés manuellement, un clic en dehors des limites du signal permet de visualiser la partie suivante des données et de sélectionner les signaux éventuels. L'utilisateur indique également avant le lancement de la détection manuelle la fréquence minimale des signaux à détecter. Cette fréquence est utilisée pour définir une fenêtre de temps de durée maximum sur laquelle le pic positif d'amplitude maximal est recherché autour du clic effectué par l'utilisateur. Les pics positif et négatif associé sont recherchés, et leur index est stocké dans un vecteur rassemblant la totalité des index détectés et associés à chaque matrice de données. Les résultats sont enregistrés avec un nom comportant celui de la matrice de données. La matrice d'index pourra ainsi être associée à la matrice de données et repérée automatiquement pour effectuer des calculs à partir de ces détections (volume de gaz par signaux impulsifs, moyennage des caractéristiques des détections par fenêtre de temps...). L'ensemble des matrices de résultats associées à la série temporelle de données, est placé dans un dossier *Detc\_man* créé lors de l'exécution de la détection.

Lors du choix de détection par cross-corrélation, la matrice contenant le signal de référence est à choisir parmi l'ensemble des matrices repérées dans le dossier courant, ainsi que le seuil de détection. Comme pour la détection manuelle, l'ensemble des index permettant de localiser les impulsions positives et négatives des signaux détectés sont enregistrés pour chaque matrice de données traitées, au fur et à mesure de l'exécution automatique de la détection sur l'ensemble des matrices de données de la série temporelle sélectionnée au préalable. Le dossier contenant ces résultats a un nom du type *Detc\_ccor* avec le seuil de détection ajouté au nom.

Les choix demandés pour la détection basée sur la décomposition en ondelette ont été détaillés dans le chapitre 1. Les matrices contenant les localisations des détections sont sauveées dans un dossier dont le nom contient des informations sur la méthode utilisée (LTA fixe ou variable), les bornes de fréquences des signaux à détecter, ainsi que le seuil. Pour le cas de la détection avec un LTA fixe, la valeur de ce dernier peut être calculé par le choix numéro 3 du programme *detection\_explo*. Lors de ce choix, l'utilisateur choisit les bornes inférieures et supérieures de fréquence permettant de définir les niveaux de décomposition en ondelette, ainsi que la longueur de la fenêtre de calcul de la valeur moyenne de l'amplitude des versions décomposées des données (par exemple, 4 h). Un graphique contenant l'ensemble des valeurs LTA calculées pour les différents niveaux de décomposition et pour la série temporelle est édité en fin de calcul, ce qui permet de repérer les périodes à fort ou faible niveau LTA par rapport à la valeur moyenne calculée sur toute la période.

Ces trois méthodes de détection peuvent aussi être utilisées pour repérer des signaux correspondant à du bruit et perturbant les données, comme par exemple des pics électroniques. Les données sont alors mises à zéros au niveau de la détection sur une fenêtre de temps d'une durée définie par l'utilisateur, de part et d'autre de la détection.

### A.1.2.2 Tri des détections

Cette option permet d'ôter les mauvaises détections parmi l'ensemble des détections contenues dans les matrices d'index. L'utilisateur choisit les matrices à corriger, ainsi que les longueurs temporelles des données pour la visualisation. Une fenêtre de longueur courte est utilisée pour la visualisation rapprochée de chaque signal détecté, tandis qu'une fenêtre plus longue, placée sous la fenêtre montrant le signal impulsif détecté, permet de situer cette détection sur une partie des données de durée plus importante, avec les autres détections éventuelles présentes dans cette partie des données, signalées par une croix particulière. La fenêtre courte peut être par exemple de 5 s pour visualiser la forme d'onde détectée d'une fréquence de 2 Hz par exemple, et la fenêtre longue de 200 s pour avoir une idée du bruit environnant et de l'aspect du signal détecté par rapport aux signaux avoisinants. Pour chaque signal impulsif visualisé, l'utilisateur choisit de le conserver dans le vecteur d'index trié ou de le rejeter en entrant respectivement 1 ou 0 sur la fenêtre de commande. Une fois le choix effectué, le signal associé à la détection suivante est montré, et la fenêtre de visualisation de longue durée est décalée afin de positionner la détection à examiner au centre de la fenêtre. Pour chaque matrice de donnée, le vecteur associé contenant les index triés est enregistré, de telle sorte que ces matrices puissent être à nouveau utilisées par le programme de calcul automatique pour les diverses opérations de traitement des détections (calculs de volumes de gaz, stacks des signaux, etc.).

### A.1.2.3 Visualisation des détections

Cette fonctionnalité (choix 4 du programme) permet de visualiser les détections trouvées par le programme, quelque soit la méthode utilisée. Les matrices d'index détectés sont placées avec les matrices de données correspondantes dans le dossier d'exécution du programme. L'utilisateur choisit les données pour lesquelles il souhaite voir le résultat de la détection. Plusieurs types de visualisation sont proposés : visualisation sur tout le vecteur de données, par fenêtre glissante sur les données avec la longueur désirée ou bien par signal détectée. Le maximum de l'impulsion positive détecté est signalé par une croix sur les données visualisées. La méthode de détection est repérée de façon automatique par le programme, à partir du nom de la matrice de détection. Une variable contenue dans la matrice de détection contient également tous les paramètres utilisés pour obtenir la détection. Dans le cas d'une détection par ondelette, les décompositions en ondelette sont également affichées et placées sous la figure représentant les données, ainsi que le rapport STA/LTA associé et le seuil de détection. Dans le cas d'une détection par cross-corrélation, les coefficients de cross-corrélation en fonction du temps sont affichés en parallèle de la figure des données avec les croix indiquant les signaux détectés. Le défilement des figures peut se faire de façon automatique, ou manuelle pour permettre d'effectuer des agrandissements à la main. Dans tous les cas, l'ensemble des figures générés lors de la visualisation des détections est enregistré dans un dossier spécifique.

#### A.1.2.4 Sélection des détections selon des critères particuliers

Certains signaux impulsifs peuvent être repérés dans les matrices de détections, selon différents critères, et les indices correspondants stockés dans un vecteur pour former une nouvelle matrice de détection. Les critères de sélection concernent l'amplitude, la forme et la fréquence. L'utilisateur peut par exemple choisir de ne sélectionner que les signaux impulsifs d'une détection dont l'amplitude est inférieure à la valeur désirée, ou bien supérieure, ou encore comprise dans un intervalle d'amplitude. Il est également possible de ne sélectionner que les explosions de plus forte amplitude par tranche de temps. D'autres critères de sélection concernent l'écart temporel entre l'impulsion positive et négative associée, ou encore la forme du signal (rapport entre le pic positif et négatif). Une combinaison de ces critères de recherche peut être choisie. Cette fonctionnalité est utile pour pouvoir étudier les différentes classes de signaux. Les matrices de détections sélectionnées selon les critères désirés sont en effet utilisables par la suite pour effectuer tous les traitements annexes des détections (stacks des formes d'onde, calculs des volumes de gaz, etc.). Les graphes représentant l'évolution temporelle des caractéristiques des détections sélectionnées (voir partie suivante) sont générés de façon automatique une fois que la sélection des détections de l'ensemble de la série temporelle a été effectuée.

#### A.1.2.5 Affichage des graphes de résultats

Les graphes représentant les caractéristiques des détections de l'ensemble d'une série temporelle sont édités et enregistrés. Ces résultats concernent : le nombre de détection par tranche de temps choisi par l'utilisateur, l'amplitude des pics positifs détectés sur l'ensemble de la période, celles des pics négatifs et l'amplitude pic-à-pic, ainsi que les moyennes correspondantes par tranche de temps. Les autres paramètres affichés sur les graphes généraux sont entre autres l'écart temporel pour chaque signal, entre les pics positif et négatif détectés, celui entre le démarrage de l'impulsion et la fin de la partie positive de l'oscillation, la durée entre deux événements successifs. Les histogrammes des différentes caractéristiques sont également édités. La matrice rassemblant l'ensemble des vecteurs de valeur ayant permis d'obtenir les graphes généraux est enregistrée dans le même dossier que les graphes-bilan.

#### A.1.2.6 Calcul du volume de gaz à partir des signaux acoustiques détectés

Le calcul du volume de gaz peut être effectué à partir de la puissance acoustique (*Woulff and McGetchin*, 1976) ou bien du modèle de *Johnson* (2003). Quatre choix concernant la méthode de localisation du démarrage sont proposés : par l'enveloppe de Hilbert (avec modification des seuils de localisation si désiré), par la dérivée seconde, par la méthode mixte (voir chapitre 1), ou bien manuellement à l'aide de la souris, pour chaque détection. Trois volumes de gaz sont calculés pour chaque détection : le premier en considérant uniquement la partie positive du signal, le second est effectué du démarrage au minimum de l'impulsion négative, et le troisième jusqu'à la fin de l'oscillation monopolaire supposée. Pour le calcul du volume par la puissance acoustique, un volume de gaz est également calculé sur la partie définie comme la coda dipolaire du signal.

Une fois les calculs sur l'ensemble des signaux de la série temporelle de données effectués, des graphes présentant l'ensemble des résultats ainsi que le moyennage des résultats par fenêtre temporelle de longueur choisie au préalable sont édités et enregistrés.

### A.1.2.7 Les stacks des signaux impulsifs et des spectres fréquentiels des signaux

Les signaux détectés sur l'ensemble d'une série temporelle peuvent être stackés. Différents choix sont proposés : (1) obtenir le stack incluant la totalité des détections de la série temporelle (2) un stack par tranches de temps (par exemple, par heure de données), (3) un stack par tranche de temps avec les explosions de plus forte amplitude sélectionnées. L'utilisateur choisit la longueur de signal qui sera moyennée, à savoir la durée qui précède le pic positif détecté et la durée qui le suit. Il peut également choisir de générer ou non les figures de superposition des signaux impulsifs. Au final, l'ensemble des matrices de stacks, contenant un vecteur temporel et de pression acoustique, est enregistré dans un dossier spécifique, ainsi qu'une matrice de détection, contenant les index des pics positif et négatif du stack. Ces données (signal stacké et détection associée) peuvent ainsi être utilisées afin de calculer par exemple le volume de gaz associé au signal moyen.

Une autre fonctionnalité concerne le stack des spectres fréquentiels calculés sur chaque signal impulsif détecté. L'utilisateur choisit la durée de la fenêtre temporelle contenant le signal impulsif, sur laquelle sera effectuée la FFT. Les stacks peuvent être calculés pour l'ensemble des détections, ou bien par tranche de temps (un spectre stacké correspondant à l'ensemble des spectres calculés sur chaque détection par heure de données par exemple). L'ensemble des résultats (vecteurs et figures) est enregistré dans un dossier spécifique.

## A.2 Les fonctions

Cette partie donne une description des fonctions les plus utilisées pour le traitement des données acoustiques. Ces fonctions sont stockées dans le dossier SigP-Detc\_Toolbox. Elles sont souvent appelées par les programmes principaux de traitement automatique développés au cours de cette thèse (tels que `signal_proc`, `detection_explosion`, `detc_event`, `bubble_fit`).

### A.2.1 Opérations générales sur les dossiers et les données

Les fonctions répertoriées dans ce paragraphe ont été créées afin de faciliter l'écriture des programmes qui traitent de façon automatique les données. Dans l'ensemble des programmes automatiques, les opérations suivantes sont exécutées : la sélection des séries de données à traiter (`select_data.m`), le chargement des vecteurs de données (`load_data.m`) et la création d'un dossier de destination pour l'enregistrement des résultats (`make_dir.m`). La fonction `find_dir` a été créée plus spécifiquement pour les programmes de lecture des données brutes.

**MAKE\_DIR** Crée un nouveau dossier, avec possibilité de rajouter un numéro à la suite du nom du dossier dans le cas où ce nom de dossier existe déjà dans le dossier courant. Cette fonction est utilisée pour créer les dossiers dans lesquels sont stockés les résultats des calculs automatiques (matrices de résultats, figures). Elle permet de ne pas écraser les dossiers qui auraient déjà pu être créés. Par exemple, lorsque l'on choisit de filtrer pour la première fois un ensemble de données à l'aide du programme principal `signal_proc`, un dossier `Filtered_data.1` est créé dans le répertoire courant. Les données filtrées sont stockées au format matlab dans ce dossier ainsi que les figures associées. Si l'on souhaite à nouveau filtrer les données brutes dans le même répertoire courant, avec par exemple une nouvelle bande de fréquence, les données filtrées seront sauvées dans un nouveau dossier `Filtered_data.2`.

*nomdos=make\_dir(debdos,new)*

`debdos` est le nom du dossier à créer (ex. : `Filtered_data`). Pour rajouter à ce nom un suffixe correspondant à un tiret bas suivi du numéro consécutif à ceux des dossiers préexistants (ou le numéro 1 si le dossier commençant par `debnom` n'a pas encore été créé), `new` doit avoir la valeur 1. Un dossier avec le nom `debnom` sans rajout est créé si `new` vaut 0. `nomdos` est le nom final du dossier créé. `debnom` peut être un chemin d'accès complet si le dossier est à créer en dehors du dossier courant d'où est exécuté la commande.

**SELECT\_DATA** Etablit la liste de l'ensemble des données du dossier courant qui sont à utiliser pour le traitement automatique. Le type de matrice à charger dépend du calcul demandé lors de l'exécution des programmes automatiques (`signal_proc`, `detection_explosion...`). Il peut s'agir par exemple des matrices de données contenant le signal (brut ou filtré), des résultats de la détection (les index des explosions détectées), ou des modèles synthétiques. La fonction cherche les matrices correspondantes, en présente la liste sur la fenêtre de commande Matlab, puis crée la liste des noms des matrices à utiliser en fonction du choix de l'utilisateur. Cette liste sera utilisée dans le programme principal pour effectuer les chargements successifs des données.

*[liste\_mat,ok]=select\_data(typmat,nlistyp,ordre)*

La variable `typmat` est une chaîne de caractère qui indique le type de matrice à rechercher dans le dossier courant. Elle vaut '\*' (le caractère étoile) si les matrices à sélectionner sont les données géophysiques (acoustiques, sismiques, etc.) brutes ou filtrées. En plus des traitements effectués directement sur les données brutes ou filtrées, des post-traitements sur les résultats peuvent être opérés par les programmes principaux (par exemple, visualisation, tri des détections, affichage des résultats de toute une série temporelle sur un graphe unique, etc.). Les noms des matrices de résultats créées par les programmes automatiques ont un préfixe particulier propre au type de calcul dont elles sont issues, notamment :

- 'detc' pour les résultats de la détection (méthode des ondelettes);
- 'ccor' pour ceux de la cross-correlation;

- 'modl' associé aux résultats de l'ajustement automatique modèle-donnée ;
- 'pwvelvol' pour les matrices contenant les puissances acoustiques et vitesses, volumes associés ;
- 'bil' pour désigner les matrices comprenant l'ensemble des vecteurs de résultats globaux d'une détection effectuée sur toute une série temporelle de données (évolution du nombre de détection par tranche de temps sur une série temporelle de données par exemple).

Le préfixe `typmat` permet ainsi de repérer le type de données que l'on souhaite traiter. `nlistyp` est le nom de la matrice qui contient tous les préfixes possibles des noms des résultats générés par les programmes automatiques. Ces noms sont stockés dans une cellule. Cette variable se trouve dans le dossier `SigP-Detc_Toolbox` sous le nom `listyp.mat`. Toutes les données au format Matlab présentes dans le dossier courant et dont le nom ne commence pas par ces préfixes sont considérées comme des données géophysiques. Le dernier argument, `ordre`, indique si la liste des données est à ranger par ordre chronologique. Il vaut 0 si l'option de classement n'est pas utile (classement par ordre alphabétique), 1 sinon. Une fois les données repérées, la liste des noms correspondant est affichée à l'écran et l'utilisateur peut alors choisir d'effectuer le traitement sur toutes les données ou une partie seulement. `liste_mat` contient au final la liste des données à utiliser, sous forme d'une structure. L'indicateur `ok` vaut 0 si les données recherchées sont absentes du dossier, et 1 dans le cas contraire.

**LOAD\_DATA** Charge les vecteurs temps et signal contenus dans une matrice de données. Toutes les données provenant de nos différentes stations d'acquisition sont transformées et sauvegardées en données Matlab. Chacune de ces données contient au minimum un vecteur temps et un vecteur signal, dont les noms commencent par un `t` et un `x` respectivement. Ces noms sont généralement suivis par les trois premières lettres identifiant la provenance des données puis par la date du début de l'enregistrement. Par exemple les données de la station acoustique du Yasur `YAS_060510_0900.mat` contiennent les variables `t_YAS_060510_0900` pour le vecteur temps et `x_YAS_060510_0900` pour le vecteur pression acoustique associé, enregistré à partir du 10 Juin 2009 09:00.

$[vect\_t, vect\_x, ffiltd, init, initms] = load\_data(nommat, debt, debx, v)$

La fonction retourne les vecteurs temps `vect_t` et signal `vect_x` contenus dans la matrice de donnée qui a pour nom `nommat`, et dont les noms commencent par la lettre ou le début de chaîne de caractère `debt` pour le vecteur temps et `debx` pour le vecteur signal. Elle est utilisée dans tous les programmes de traitement automatique des données acoustiques, sismiques ou radiométriques. Dans le cas où plusieurs voies auraient été enregistrées au niveau de la station d'acquisition et selon la méthode utilisée pour transformer les données au format Matlab, la matrice de données peut contenir soit plusieurs vecteurs de signal, soit une variable sous forme d'un tableau ou bien d'une cellule. L'argument `v` est le numéro qui permet de choisir la voie à charger (c'est-à-dire le numéro du vecteur commençant par `debx` ou bien le numéro de la colonne du tableau de cellule). En addition des vecteurs `vect_t` et `vect_x`, les variables `ffiltd`, `init` et `initms` sont retournées :

- `ffltbd` est une matrice à deux colonnes enregistrées avec les données dans le cas où ces dernières ont été filtrées (par le programme `signal_proc.m`). Elle indique la ou les bandes de fréquences utilisées pour le filtrage passe-bande. Cette variable n'existe pas à l'intérieur des données brutes. La fonction `load_data` retourne alors la valeur 0.
- `init` est une variable renseignant précisément de la date de début d'enregistrement des données. Il s'agit d'un nombre calculé par la fonction `datenum` de Matlab, qui permet de retrouver la date à la seconde près via la fonction `datestr` de Matlab. La date du 28 Mai 2009 à 00 :20 :03 est par exemple codée par le nombre `7.33921e+05` (par la commande `datenum(2009,5,28,0,20,3)`). La valeur `init` est un indicateur temporel précieux pour le traitement de nos longues séries de données. Le vecteur temps `vect_t` est en effet généralement en seconde, en partant de 0s pour le premier point de mesure de la donnée : il ne donne pas d'indication sur la date. Dans le traitement successif d'un grand nombre de matrices de données et dans le but d'obtenir des graphes globaux de résultats, la variable `init` est utilisée pour construire le vecteur temps global. Les pannes éventuelles sont ainsi prises en compte. La fonction Matlab `datetick` permet par la suite d'afficher la date précise au niveau du label de l'axe temporel.
- `initms` est une indication supplémentaire à la date donnée par `init` : il s'agit du nombre de millisecondes à ajouter à `init` pour avoir la date précise du début de l'enregistrement de la matrice de donnée. Certaines versions de Matlab ne prennent en effet pas en compte les millisecondes lors de la transformation de la date par `datenum`. Cette précision à la milliseconde près nous est nécessaire notamment pour traitement des données du mini-réseau acoustique d'Ambrym, pour calculer les déphasages entre les données des trois microbaromètres.

Les variables `init` et `initms` valent 0 si elles sont absentes de la donnée Matlab.

## A.2.2 Opérations sur les figures

Les résultats des traitements des données acoustiques sont généralement représentés sur une figure. Les fonctions suivantes permettent de générer les figures avec un aspect modifié par rapport à celui des figures par défaut Matlab, et de les enregistrer.

**MAKE\_FIG** Crée une figure Matlab. Les différents paramètres d'entrée de la fonction permettent de contrôler la taille de la figure, la taille de la police utilisée pour les labels des axes et du titre.

*make\_fig(dim,cor,tit,xlab,xunit,ylab,yunit)*

Le premier paramètre d'entrée `dim` est une chaîne de caractère indiquant la dimension souhaitée de la figure : 'normal' ou 'large'. Dans le cas 'large', la figure a les dimensions d'un rectangle de dimension 20x7 cm. Ce format est utile pour l'affichage des résultats globaux, obtenus sur une longue série temporelle de données. Sinon la figure a les dimensions Matlab par défaut (13x10

cm). La variable `cor` désigne la taille de la police à utiliser pour le titre et les labels des axes (légendes et valeurs numériques). Le titre de la figure est renseigné par la variable `tit` (qui peut être une cellule à plusieurs colonnes si l'on souhaite écrire le titre sur plusieurs lignes). `xlab` et `ylab` sont respectivement la légende de l'axe des abscisses et celle de l'axe des ordonnées (ex. : 'time', 'acoustic pressure'), et `xunit` et `yunit` les unités associées (valant un vecteur vide s'il n'y en a pas). Les unités (ex. : 's' pour seconde, 'Pa' pour Pascal) sont ajoutées à la suite du nom des axes, entre parenthèse. En derniers petits détails, précisons que `xlab` et `ylab` sont mis en lettres majuscules et que les tirets bas contenus dans le titre sont remplacés par des traits d'union (matlab affiche le caractère suivant le tiret bas comme un indice). Un exemple d'une figure générée par la fonction est donné en figure A.4. La figure ainsi mise en forme par `make_fig` est prête à être utilisée pour le tracé.

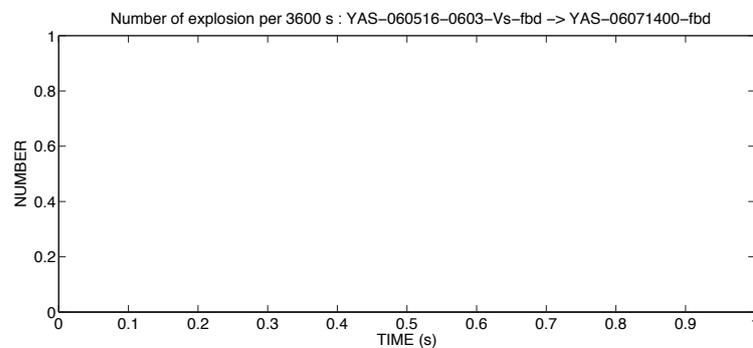


FIGURE A.4 – Exemple de figure créée par la fonction `make_fig` : `make_fig('large',16,titnb,'time','s','number',')`, avec le paramètre : `titnb='Number of explosion per 3600 s : YAS_060516_0603_Vs_fbd -> YAS_06071400_fbd'` (la figure n'est pas en taille réelle sur ce document).

**VERIF\_LABEL** Vérifie si les labels des axes sont exprimés à la puissance de 10, et rajoute à l'étiquette des labels la valeur de la puissance de 10 correspondante si tel est le cas. Selon les valeurs atteintes par les points du tracé de la figure, une valeur à la puissance de 10 est rajoutée par défaut à l'extrémité de l'axe des coordonnées par Matlab. La fonction retrouve la valeur de l'exposant correspondant, et l'ajoute au niveau de la légende de l'axe, avant la valeur de l'unité (ex. : VOLUME ( $m^3$ ) devient VOLUME ( $\times 10^6 m^3$ ) si les volumes atteignent cet ordre de grandeur).

**SAVE\_FIG** Enregistre la figure Matlab selon le format, le nom et le dossier de destination voulus.

`save_fig(format,nomdos,deblog,nomdat)`

L'argument `format` est le nom du format de la figure (ex. : 'jpeg', 'eps') et `nomdos` celui du dossier de destination (ou du chemin à partir du dossier courant). `deblog` et `nomdat` composent le

nom de la figure : `debf` est le préfixe du nom, qui indique le type de résultat représenté sur la figure (ex. : `'detc'` pour les figures représentant les résultats issus de la détection automatique des explosions effectuée par le programme `detection_explosion`, `'filt'` pour les figures des données filtrées par `signal_proc`). `nomdat` correspond généralement au nom des données utilisées pour obtenir les résultats affichés sur la figure (dans le cas d'un traitement de plusieurs matrices de données à la suite, il s'agit du nom de la première donnée suivi de celui de la dernière de la série). Avant l'enregistrement par la fonction `print` de Matlab, la propriété `'PaperPositionMode'` de la figure est mise à la valeur `'auto'`, ce qui permet d'ajuster la taille de la partie de la figure qui est enregistrée à la totalité de la figure, dans le cas où ses dimensions ne sont pas celles par défaut de Matlab.

### A.2.3 Analyse de la forme d'onde du signal

Les fonctions qui suivent sont utilisées dans l'analyse automatique de la forme d'onde du signal acoustique explosif. Elles permettent de localiser l'excès de pression initial (la première vibration d'onde associée à l'événement explosif), ainsi que les extrema d'amplitude qui l'entourent. Ces valeurs sont utilisées pour caractériser le signal acoustique et le classer parmi un choix de forme d'onde répondant à des critères prédéfinis. Afin de trouver les vrais extrema d'amplitude (les « creux » et les « bosses » du signal vibratoire), la recherche des index caractéristiques se fait non pas en recherchant directement l'index `extremum` sur une fenêtre de longueur fixée (à l'aide des fonctions Matlab `min` et `max`), mais de façon progressive, en comparant point après point l'amplitude du vecteur d'onde par rapport aux points voisins : les points des parties concaves et convexes d'amplitude absolue maximale sont ainsi repérés dans la partie positive ou négative contiguë à l'index de recherche de départ.

**FIND\_EXTREMA** Trouve les index des extrema d'amplitude d'une forme d'onde contenue dans les données, autour d'un index du vecteur de données indiqué en argument d'entrée de la fonction. La forme d'onde attendue est caractérisée par un pic d'amplitude positif suivi par un pic négatif - par exemple la forme d'onde acoustique générée lors d'une explosion strombolienne. Cette fonction est principalement utilisée par le programme de détection automatique `detection_explosion`. L'index du point de départ correspond à un point appartenant au signal explosif dont on cherche les extrema. La fonction `find_extrema` vérifie en comparant l'amplitude des points entourant l'index de départ, s'il est situé au niveau d'un `extremum`, puis cherche le pic de signe opposé associé.

*[ipmax,ipmin,ntronc]=find\_extrema(xd,idet,mode)*

La recherche des index des pics positif (`ipmax`) et négatif (`ipmin`) s'effectue à partir du point situé à l'index `idet` du vecteur de donnée `xd`. Dans le cas général, `idet` doit être un index situé dans la partie du vecteur qui représente le signal explosif. Dans le cas du programme `detection_explosion`, ce point est choisi comme étant la valeur maximale de l'amplitude absolue, au

niveau de la fenêtre de recherche qui contient potentiellement un signal explosif d'après les critères de détection. La fonction recherche les extrema situés à proximité de ce point, en testant les valeurs d'amplitude de trois points consécutifs qui balayent le signal de part et d'autre du point de départ. Un pic maximum est déclaré lorsque l'amplitude du point central est supérieure aux valeurs des deux points qui l'entourent (partie convexe de l'onde), le pic minimal est trouvé lorsque le point central est d'amplitude plus faible que les deux points voisins (partie concave). L'extremum positif retenu au final est celui dont l'amplitude est la plus forte au niveau de la partie positive de l'onde. Certaines formes d'ondes acoustiques produites par les explosions stromboliennes présentent à la suite du pic maximum, deux pics négatifs successifs (cas des formes d'ondes des données acoustiques générées par l'activité de Benbow de Juillet 2009 par exemple). L'option mode permet de choisir de retourner l'index du pic d'amplitude négative la plus élevée situé après le pic positif (mode=0), ou bien de retourner le premier pic négatif rencontré juste après le pic positif (mode=1). La fonction calcule également ntronc : le nombre de fois qu'une partie concave ou convexe est rencontrée lors de la recherche des extrema autour du point de départ idet. Cette valeur donne une idée de la qualité du signal détecté, la forme d'onde pouvant être plus ou moins bruitée par la présence d'oscillations hautes fréquences.

**FIND\_FIRSTPEAK** Vérifie au niveau de la forme d'onde acoustique d'un signal explosif si les pics détectés (le pic positif et le pic négatif associé) sont les premiers pics générés par l'événement explosif ; retourne les index des vrais premiers pics et des pics qui les suivent.

*[ipmax,ipmin,ipmaxav,ipminav,newpic]=find\_firstpeak(xd,ipmax,ipmin,pourc,nper)*

Si les extrema d'amplitude situés juste à l'avant des pics repérés par les index ipmax et ipmin dans le vecteur de données xd, ont une valeur supérieure à pourc\*xd(ipmax) pour le pic maximum et pourc\*xd(ipmin) pour le pic minimum, les pics avant sont considérés comme vrais premiers pics de l'événement explosif. Cette vérification est nécessaire dans le programme de détection automatique detection\_explosion, par exemple dans le cas où la forme d'onde est de type résonateur de Helmholtz : la première période d'oscillation est souvent suivie par une oscillation d'amplitude plus élevée. Les deux pics détectés correspondent dans un premier temps au pic d'amplitude absolue maximale contenu dans la fenêtre de recherche utilisée par la détection, et au pic de signe opposé directement associé (trouvé par find\_extrema). Il peut donc s'agir de pics secondaires selon la longueur de la fenêtre de recherche. La recherche des extrema situés à l'avant des pics initiaux se fait de la même façon que dans la fonction find\_extrema : l'amplitude de chaque point est comparée à celle des deux points qui l'entoure. L'extremum négatif (ipminav) précédant le pic d'amplitude maximum d'index ipmax est cherché dans la partie négative de l'onde située à l'avant du point ipmax, puis le pic positif associé (ipmaxav) est recherché dans la partie positive qui précède le pic négatif. L'amplitude en valeur absolue de ces extrema est comparée à celle des pics initiaux. Si les valeurs xd(ipminav) et xd(ipmaxav) sont supérieures respectivement à xd(ipmin) et xd(ipmax), ils sont déclarés comme premiers pics du signal vibratoire, et deviennent les nouveaux index ipmax et ipmin. newpic qui vaut 0 initialement prend

dans ce cas la valeur de 1. L'opération est alors de nouveau effectuée pour vérifier si ces index correspondent bien à la première vibration de l'onde analysée.  $nper$  permet de définir la longueur maximale de la fenêtre de recherche des pics antérieurs, valant ainsi :  $nper \times (ipmin - ipmax) \times fe$  secondes ( $fe$  étant la fréquence d'échantillonnage). La recherche des extrema (des bosses et des creux) se fait ainsi entre les index  $ipmax - nper \times (ipmin - ipmax)$  et  $ipmax$ . La figure A.5 montre un exemple des résultats apportés par les fonctions d'analyse de forme `find_extrema` et `find_firstpeak`.

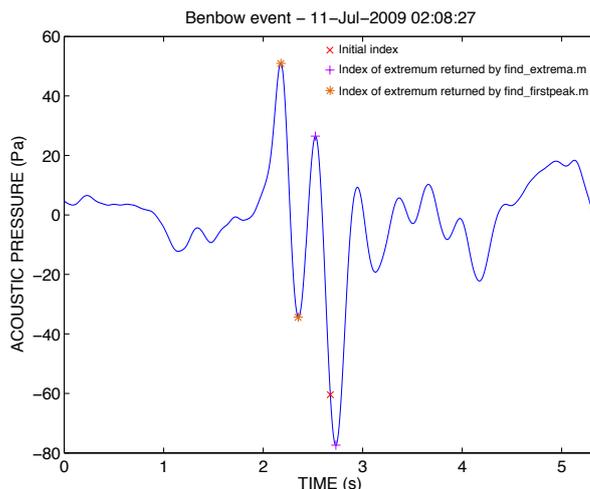


FIGURE A.5 – Illustration des résultats retournés par les fonctions `find_extrema` et `find_firstpeak` sur un signal explosif généré au niveau d'un événement du cratère de Benbow (Ambrym, Vanuatu). A partir de l'index de départ (signalé par la croix rouge), les deux index des pics extremum situés de part et d'autre sont trouvés par `find_extrema`. La fonction `find_firstpeak` utilisée avec pour paramètres d'entrées les index des extrema retournés par `find_extrema`, et un rapport pourcentage valant 0.40, permet de localiser la première vibration de l'onde.

**FIND\_NEXTPEAK** Trouve les index des pics d'amplitude positif et négatif situés à la suite de l'index d'un pic négatif. Dans le cas d'une forme d'onde générée par la vibration d'une bulle, les pics qui suivent la première oscillation correspondent soit à une seconde oscillation générée par le mouvement de la bulle avant qu'elle n'éclate, soit aux premières oscillations liées la coda haute-fréquence produit par le jet de gaz et de fragment de lave. Dans le cas d'une forme d'onde de type résonateur de Helmholtz, ces pics sont souvent d'amplitude plus élevée que ceux de la première oscillation.

$[ipmaxap, ipminap] = \text{find\_nextpeak}(xd, ipmin)$

Nous indiquons en entrée de la fonction l'index du pic négatif principal (de la première oscillation)  $ipmin$ , ainsi que le nom du vecteur de données. Les index  $ipmaxap$  et  $ipminap$  qui correspondent respectivement à l'index du pic positif qui succède au pic négatif primaire et à l'index du pic négatif qui le suit, sont retournés. Ils sont trouvés avec la même méthode que celle utilisée pour les fonctions `find_extrema` et `find_firstpeak`. Les valeurs des amplitudes de ces pics

secondaires sont utilisées comme critère de classement de la forme d'onde (vibration de bulle ou Helmholtz).

**LOCATE\_WAVEBOUND** Localise de façon automatique les limites de la forme d'onde impulsive. Les critères de localisation sont adaptés a une forme d'onde acoustique de type vibration de bulle, c'est-à-dire caractérisée par un pic impulsif d'amplitude positive suivi par un pic négatif.

*ibound=locate\_wavebound(t,x,imax,imin,mod,hbthr,fig,dosfig,nomfig)*

Retourne les limites dans le vecteur *ibound*, avec *ibound*(1) le démarrage de l'onde, *ibound*(2) la fin de l'onde, correspondant a la fin de la première oscillation considérée comme monopolaire, et *ibound*(3) l'index localisant la fin de la coda. La forme d'onde est définie par le vecteur temps *t* et amplitude *x*, ainsi que par son premier pic maximum situé à l'index *imax* (au temps *t(imax)*), et le pic minimum succédant le pic maximum, situé a l'index *imin*. L'argument d'entrée *mod* désigne la méthode à utiliser pour la localisation automatique :

- MOD=1 : localisation par des seuils empiriques sur l'enveloppe normalisée du signal, calculée a partir de la transformée de Hilbert. Le démarrage est localisé par le premier point de l'enveloppe dépassant le seuil empirique *hbthr*(1), situé juste avant le pic d'amplitude maximum du signal (index *imax*). La fin est définie comme le premier point de l'enveloppe passant sous le deuxième seuil empirique *hbthr*(2), et trouvé juste après le temps du pic minimum du signal. Dans le cas d'un signal de type vibration de bulle, la fin recherchée est celle de la partie monopolaire. La fonction retourne également un troisième index, correspondant à la fin supposée de la coda du signal (cf. partie dipolaire se trouvant après la partie monopolaire). Cet index est trouvé lorsque l'enveloppe normalisée passe sous le 3ème seuil *hbthr*(3).
- MOD=2 : utilisation de la dérivée seconde de l'enveloppe du signal pour repérer les changements de pentes de l'enveloppe correspondant avec le démarrage et la fin du signal impulsif. Le démarrage est supposé correspondre avec le dernier minimum local de la dérivée seconde situé juste avant le pic maximum du signal. La fin de la première partie oscillante (monopolaire) est détectée au niveau du premier maximum local de la dérivée seconde situé après le pic minimum du signal. La détermination des limites du signal par cette méthode est particulièrement efficace pour les signaux lisses (ne contenant pas de perturbations hautes fréquences auxquelles la dérivée seconde est sensible).
- MOD=3 : méthode mixte et adaptée initialement à la localisation des limites des signaux acoustiques produits par les explosions stromboliennes de Marum. Ces signaux n'étant pas parfaitement lisses et pouvant présenter un offset négatif au démarrage, les limites retournées par les deux méthodes précédentes ne sont pas toujours correctes. Les extrema locaux de la dérivée seconde de l'enveloppe sont utilisés en premier lieu pour trouver le démarrage et fin. Des modifications des valeurs de ces index de démarrage et fin interviennent par la suite suivant certaines conditions.

Les conditions associées à la méthode mixte sont les suivantes pour la localisation du démarrage :

- a) si l'enveloppe de Hilbert présente un minimum local situé après celui de la dérivée seconde, on prend comme démarrage l'index de ce minimum local ;
- b) dans le cas où le démarrage trouvé par le dernier minimum de la dérivée seconde situé avant le pic maximum du signal, se trouve au niveau d'une pente négative sur le signal acoustique, l'index est avancé jusqu'à ce que la pente redevienne positive (ce qui est supposé correspondre avec le démarrage du signal impulsif). Cette correction est nécessaire notamment pour les signaux affectés par un filtrage effectué avec une fréquence de coupure trop proche de celle du signal (pouvant créer un offset artificiel négatif avant le démarrage).
- c) La seconde vérification concerne la distance entre le démarrage et le pic maximum du signal. Si cette distance est trop grande par rapport à un facteur fois la distance entre le pic maximum et le pic minimum du signal (équivalent à la demi-période), et si la valeur de l'enveloppe normalisée de Hilbert au niveau de ce démarrage est faible, on considère que ce démarrage est faux, trop en avance par rapport au vrai démarrage. Dans ce cas, un critère sur la valeur de l'enveloppe normalisée du signal est utilisé. Le point situé devant le pic maximum du signal et dont la valeur associée de l'enveloppe dépasse le seuil `hbthr(1)` est considéré comme le bon démarrage.

Pour la localisation de la fin de la partie monopolaire, ces deux principes sont appliqués :

- a) Si l'index de fin se trouve sur une pente positive au niveau du signal, il est augmenté jusqu'à ce que la pente change de signe (cet endroit correspond généralement avec le changement de fréquence, soit l'apparition de hautes fréquences dues à l'éclatement de la bulle). Si l'index correspondant est néanmoins situé trop loin du premier index, on ne garde pas ce nouvel index mais on conserve le premier index.
- b) Dans le cas où l'index de fin est situé très près du pic minimum (ce qui peut être dû à la survenue de perturbations hautes fréquences dans le signal), on considère que le maximum local de la dérivée seconde utilisé pour repérer cet index n'est pas le bon. Le maximum suivant de la dérivée seconde est alors recherché. Si la durée entre l'index du signal correspondant et le pic minimum du signal n'est pas trop importante (ne dépasse pas un facteur fois la demi-période), on conserve cet index.

#### A.2.4 Calculs de cross-corrélation

Les calculs des coefficients de cross-corrélation nous sont utiles pour localiser dans une donnée des signaux particuliers (détection), ou pour mettre en phase des signaux.

**CROSSCOR** Calcule les coefficients de cross-corrélation entre deux vecteurs, un vecteur de donnée et un vecteur de signal de référence, et renvoie l'index du vecteur de donnée pour lequel le coefficient de cross-corrélation est maximal.

$[icov, co] = crosscor(xd, xm, thr)$

Cette fonction est utilisée par le programme `bubble_fit` afin de trouver le décalage temporel qui permet de superposer au mieux l'onde synthétique au signal acoustique. Elle nécessite donc en arguments d'entrée, le vecteur de donnée (`xd`), le vecteur de signal recherché dans la donnée (`xm`), ainsi qu'un seuil minimal sur la valeur du coefficient de cross-corrélation (`thr`). Ce dernier nous permet de faire un premier tri sur les ondes synthétiques testées : dans le cas où le coefficient de cross-corrélation maximum est inférieur à ce seuil, les valeurs retournées (l'index `icov` et la valeur du coefficient correspondant `co`) sont mises à zéro. Le calcul des coefficients de cross-corrélations est fait à partir des fonctions `xcorr` et `xcov` de la toolbox Signal Processing Matlab. `xcorr` permet dans un premier temps d'isoler la partie du vecteur de donnée correspondant le mieux au vecteur modèle, puis `xcov` d'obtenir la valeur du coefficient de cross-corrélation normalisé associé. La fréquence d'échantillonnage de `xd` et `xm` doit être identique.

**CROSSCOR\_MR** Met en phase les signaux provenant de trois capteurs d'un réseau instrumental à l'aide des calculs de cross-corrélation.

$[xt0, xt1, xt2, co1, co2, vi] = \text{crosscor\_mr}(x0, x1, x2)$

`x0`, `x1` et `x2` sont les trois vecteurs de données, dont le signal produit par un même événement n'apparaît pas simultanément sur les données mais avec un décalage temporel. La fonction retourne la partie correspondante à chaque vecteur, `xt0`, `xt1` et `xt2`, telle que les signaux contenus dans ces nouveaux vecteurs soient en phase. Un premier calcul des coefficients de cross-corrélation effectué par la fonction `xcov` (Signal Processing Toolbox) permet de retrouver le déphasage entre les données `x0` et `x1` (en cherchant le coefficient maximum), puis un second celui entre `x0` et `x2`. La partie qui n'est pas en phase est retirée de chaque vecteur. On obtient trois vecteurs de la même taille, `xt0`, `xt1` et `xt2`. Les coefficients de cross-corrélation normalisés sont alors calculés. `co1` est la valeur du coefficient de corrélation entre `xt0` et `xt1` ; et `co2` celui entre `xt0` et `xt2`. `vi` est un indice valant 1, 2 ou 3 qui permet de savoir sur quel vecteur de données (`x0`, `x1` ou `x2`) le signal est le plus en avance par rapport aux deux autres. C'est à partir des vecteurs retournés par cette fonction que les stacks des événements acoustiques détectés sur les données du mini-réseau d'Ambrym sont calculés, dans le programme `detc_event`.



# Bibliographie

- Antier, K., A. Le Pichon, S. Vergnolle, C. Zielinski, and M. Lardy (2007), Multiyear validation of the NRL-G2S wind fields using infrasound from Yasur, *J. Geophys. Res.*, *112(D23)*, D23,110, doi :10.1029/2007JD008462.
- Aubert de la Rüe, E. (1956), La géologie des Nouvelles-Hébrides, *J. Soc. Océanistes*, *12*, 63–98.
- Bani, P. (2006), *Caractérisation et suivi du dégazage des principaux édifices volcaniques de l'arc insulaire du Vanuatu par télédétection*, 209 pp., Ph.D. Thesis, Université de la Nouvelle-Calédonie.
- Bani, P., and M. Lardy (2007), Sulphur dioxide emission rates from Yasur volcano, Vanuatu archipelago, *Geophys. Res. Lett.*, *34*, L20,309, doi :10.1029/2007GL030411.
- Bani, P., et al. (2009), Surge in sulphur and halogen degassing from Ambrym volcano, Vanuatu, *Bull. Volc.*, *71*, 1159–1168, doi :10.1007/s00445-009-0293-7.
- Beaglehole, J. e. (1961), *The journal of Captain James Cook on his voyage of discovery : II. The voyage of the Resolution and Adventure 1772-1775*, Hakluyt Soc. Extra Ser. 36 : Cambridge University Press.
- Bergeot, N., M. Bouin, M. Diament, B. Pelletier, M. Régnier, and S. Calmant (2009), Horizontal and vertical interseismic velocity fields in the Vanuatu subduction zone from GPS measurements : Evidence for a central Vanuatu locked zone, *J. Geophys. Res.*, *114*, B06,405, doi :10.1029/2007JB005249.
- BGVN (2011), *Bulletin of the Global Volcanism Network (from 1968 to 2011)*, Smithsonian, <http://www.volcano.si.edu/reports/bulletin/>.
- Blackburn, E., L. Wilson, and R. Sparks (1976), Mechanics and dynamics of strombolian activity, *J. Geol. Soc. Lond.*, *132*, 429–440.
- Blot, C. (1976), Volcanisme et sismicité dans les arcs insulaires : prévision de ces phénomènes, *Paris : ORSTOM. Géophysique*, *13*, 206 pp.

- Bouche, E. (2008), *Étude expérimentale de la convection par les bulles et ses applications pour la cyclicité éruptive du volcan Erta Ale*, 190 pp., Ph.D. Thesis, Institut de Physique du Globe de Paris.
- Buckingham, M., and M. Garcés (1996), Canonical model of volcano acoustics, *J. Geophys. Res.*, *101*, 8129–8151.
- Bulletin of Volcanic Eruptions (1990), Annual report of the world volcanic eruptions from 1961 to 1990 (Annual supplement), *Bull. Volc.*, 1-52.
- Burton, M., P. Allard, F. Murè, and C. Oppenheimer (1996), FTIR remote sensing of fractional magma degassing at Mt. Etna, Sicily, *Geology Society, London, Special Publications*, *213*, 281–293.
- Cansi, Y. (1995), An automatic seismic event processing for detection and location : The P.M.C.C. method, *Geophys. Res. Lett.*, *22(9)*, 1021–1024.
- Carney, J., and A. MacFarlane (1979), Geology of Tanna, Aneityum, Futuna and Aniwa (report), *New Hebrides Government Geol Survey*, pp. 5–29.
- Carniel, R., M. Di Cecca, and D. Rouland (2003), Ambrym, Vanuatu (July-August 2000) : spectral and dynamic transitions on the hours-to-days timescale, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *128*, 1–13.
- Chen, J., F. Taylor, R. Edwards, H. Cheng, and G. Burr (1995), Recent emerged reef terraces of the Yenkahe resurgent block, Tanna, Vanuatu : implications for volcanic, landslide and tsunami hazards, *J Geol*, *103*, 577–590.
- Chouet, B., N. Hamisevicz, and T. McGetchin (1974), Photoballistics of volcanic jet activity at Stromboli, Italy, *J. Geophys. Res.*, *79*, 4961–4975, doi :10.1029/1999GL900400.
- Chouet, B., G. Saccorotti, P. Dawson, M. Martini, R. Scarpa, G. De Luca, G. Milana, and M. Cattaneo (1999), Broadband measurements of the sources of explosions at Stromboli Volcano, Italy, *Geophys. Res. Lett.*, *26(13)*, 1937–1940, doi :10.1029/1999GL900400.
- Daubechies, I. (1988), Orthonormal bases of compactly supported wavelets, *Comm. on Pur and Applied Math.*, *XLI*, 909–996.
- Dugas, F., J. Dubois, A. Lapouille, R. Louat, and C. Ravenne (1977), Structural characteristics and tectonics of an active island arc : the New Hebrides, *Geodynamics in South-West pacific*, pp. 79–90.

- Dupont, A. (2010), *Étude du son produit par la Soufrière de Guadeloupe et le Piton de la Fournaise : implications pour la dynamique éruptive et la surveillance volcanique*, 385 pp., Ph.D. Thesis, Institut de Physique du Globe de Paris.
- Eissen, J., C. Blot, and R. Louat (1991), Chronology of the historic volcanic activity of New Hebrides island arc from 1595 to 1991, *Rapport scientifiques et techniques, ORSTOM. Sciences de la Terre, Géologie-géophysique*, 2, 69 pp.
- Firstov, P., and N. Kravchenko (1996), Estimation of the amount of explosive gas released in volcanic eruptions using air waves, *Volcanol. Seismol.*, 17, 547–560.
- Ford, R. (1970), *Introduction to Acoustics*, 154 pp., Elsevier, New-York.
- Garcés, M., and R. Hansen (1998), Waveform analysis of seismoacoustic signals radiated during the Fall 1996 eruption of Pavlof volcano, Alaska, *Geophys. Res. Lett.*, 25(7), 1051–1054.
- Garcés, M., and S. McNutt (1997), Theory of the airborne sound field generated in a resonant magma conduit, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 78, 155–178.
- Garcés, M., M. Hagerty, and Y. Schwartz (1998), Magma acoustics and time-varying melt properties at Arenal Volcano, Costa Rica, *Geophys. Res. Lett.*, 25(3), 2293–2296.
- Garcés, M., M. Iguchi, K. Ishihara, M. Morrissey, Y. Sudo, and T. Tsutsui (1999), Infrasonic precursors to a vulcanian eruption at Sakurajima Volcano, Japan, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 2537–2540.
- Garcés, M., A. Harris, C. Hetzer, J. Johnson, S. Rowland, E. Marchetti, and P. Okubo (2003), Infrasonic tremor observed at Kilauea Volcano, Hawai'i, *Geophys. Res. Lett.*, 30, 2023, doi :10.1029/2003GL018038.
- Giberti, G., C. Jaupart, and G. Sartoris (1992), Steady-state operation of Stromboli volcano, Italy : constraints on the feeding system, *Bull. Volc.*, 54, 535–541.
- Goerke, V., J. Young, and R. Cook (1965), Infrasonic observations of the May 16, 1963, volcanic explosion on the island of Bali, *J. Geophys. Res.*, 70(24), 6017–6022.
- Gorshkov, G. (1960), Determination of the explosion energy in some volcanoes according to barographs, *Bull. Volc.*, 23, 141–144.
- Gorshkov, G., and Y. Dubik (1970), Gigantic directed blast of Shiveluch volcano (Kamchatka), *Bull. Volc.*, 34, 261–288.

- Grosmann, A., and J. Morlet (1984), Decomposition of hardy functions into square integrable wavelets of constant shape, *SIAM Journal of Mathematical Analysis*, pp. 723–736.
- Hagerty, M., S. Schwartz, M. Garcés, and M. Protti (2000), Analysis of seismic and acoustic observations at Arenal Volcano, Costa Rica, 1995-1997, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *101*, 27–65.
- Hamaguchi, H., N. Zana, K. Tanaka, M. Kasahara, M. Mishina, S. Ueki, K. Sawa-sawa, and K. Tachibana (1982), Observations of Volcanic Earthquakes and Tremors at Volcanoes Nyiragongo and Nyamuragira in the Western Rift Valley of Africa, *Tohoku Geophys. Journ.*, *29*(1), 41–56.
- Harris, A., and M. Ripepe (2007), Synergy of multiple geophysical approaches to unravel explosive eruption conduit and source dynamics – A case study from Stromboli, *Chemie der Erde*, *67*, 1–35.
- James, M., S. Lane, L. Wilson, and S. Corder (2009), Degassing at low magma-viscosity volcanoes : Quantifying the transition between passive bubble-burst and Strombolian eruption, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *180*, 81–88, doi :10.1016/j.jvolgeores.2008.09.002.
- Jaupart, C., and S. Vergnolle (1989), The generation and collapse of a foam layer at the roof of a basaltic magma chamber, *J. Fluid Mech.*, *203*, 347–380.
- Johnson, J. (2003), Generation and propagation of infrasonic airwaves from volcanic explosions, *Geophys. Res. Lett.*, *121*, 1–14.
- Johnson, J. (2005), Vent mapping and source location variability at Stromboli mapped with small-aperture infrasound array, *Bull. Volc.*, *67*, 1–14.
- Johnson, J., and R. Aster (2005), Relative partitioning of acoustic and seismic energy during Strombolian eruptions, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *148*, 334–354.
- Johnson, J., R. Aster, M. Ruiz, S. Malone, P. McChesney, J. Lees, and P. Kyle (2003), Interpretation and utility of infrasonic records from erupting volcanoes, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *121*, 15–63.
- Johnson, J., R. Aster, and P. Kyle (2004), Volcanic eruptions observed with infrasound, *Geophys. Res. Lett.*, *31*, L14,604.
- Johnson, J., R. Aster, P. Kyle, and B. McIntosh (2008), Acoustic source characterization of impulsive Strombolian eruptions from the Mount Erebus lava lake, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *177*(3), 673–686, doi :doi:10.1016/j.jvolgeores.2008.06.028.

- Jones, J., R. Carniel, A. Harris, and S. Malone (2008), Infrasonic tracking of large bubble bursts and ash venting at Erebus Volcano, Antarctica, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *153*, 64–79.
- Le Pichon, A., J. Guérin, E. Blanc, and D. Raymond (2002), Trail in the atmosphere of the 29 December 2000 meteor as recorded in Tahiti : Characteristics and trajectory reconstitution, *J. Geophys. Res.*, *107*, 4709–4919, doi :10.1029/2001JD001283.
- Le Pichon, A., V. Maurer, D. Raymond, and O. Hyvernaud (2004), Infrasound from ocean waves observed in Tahiti, *Geophys. Res. Lett.*, *31*, L19,103, doi :10.1029/2004GL020676.
- Lees, J., E. Gordeev, and M. Ripepe (2004), Explosions and periodic tremor at karymsky volcano, Kamchatka, Russia, *Geophys. J. Int.*, *158*, 1151–1167.
- Legrand, D., D. Rouland, M. Frogneux, R. Carniel, D. Charley, G. Roult, and C. Robin (2005), Interpretation of very long period tremors at Ambrym volcano, Vanuatu, as quasi-static displacement field related to two distinct magmatic sources, *Geophys. Res. Lett.*, *32*, L06,314, doi :10.1029/2004GL021968.
- Leighton, T. (1994), *The acoustic bubble*, 613 pp., Academic press, London.
- Lighthill, J. (1978), *Waves in fluids*, 616 pp., Cambridge University Press, UK.
- Louat, R., M. Hamburger, and M. Monzier (1988), Shallow and intermediate depth seismicity in the New Hebrides Arcs : constraints on the subduction process, in *Geology and offshore resources of Pacific island arcs - Vanuatu Region*, edited by H. Greene and F. Wong, no. 8 in Earth Sci. Ser., pp. 329–356, Circum-Pac. Counc. for Energy and Min. Resour., Menlo Park, Calif.
- MacCall, G., R. Lemaitre, A. Malahoff, G. Robinson, and P. Stephenson (1970), The geology and geophysics of the Ambrym Caldera, New Hebrides, *Bull. Volc.*, *34*, 681–696.
- MacFarlane, A., J. Carney, and H. Crawford, A.J. and Greene (1988), Vanuatu - a review of the onshore geology, in *Geology and offshore resources of Pacific island arcs - Vanuatu Region*, edited by H. Greene and F. Wong, no. 8 in Earth Sci. Ser., pp. 45–91, Circum-Pac. Counc. for Energy and Min. Resour., Menlo Park, Calif.
- Mallat, S. G. (1989), A theory for multi-resolution signal decomposition : The wavelet representation, *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, *11*(7), 674–693.

- Manga, M. (1996), Waves of bubbles in basaltic magmas and lavas, *J. Geophys. Res.*, (B8)101, 17,457–17,465.
- Mauk, F. (1959), Utilization of seismically recorded infrasonic-acoustic signals to monitor volcanic explosion : the El Chichon sequence 1982 - a case study, *J. Geophys. Res.*, (B12)88, 10,385–10,401.
- McGreger, A., and J. Lees (2004), Vent discrimination at Stromboli Volcano, Italy, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 137, 169–185.
- Mitchell, A., and A. Warden (1971), Geological evolution of the New Hebrides island arc, *J. Geol. Soc.*, 127, 501–529, doi :10.1144/gsjgs.127.5.0501.
- Nabyl, A., J. Dorel, and M. Lardy (1997), A comparative study of low-frequency seismic signals recorded at Stromboli volcano, Italy, and at Yasur volcano, Vanuatu, *New Zealand J. of Geol. and Geophysics*, 40, 549–558.
- Nakagawa, M., R. Takahashi, Y. Nishimura, and J. Kuduon (2006), Sequence and magma plumbing system of simultaneous 1994 eruption episode of two post-caldera volcanoes, Vulcan and Tavurvur, at Rabaul caldera, Papua New Guinea, *AGU fall meeting, San Francisco*.
- Oppenheimer, C., P. Bani, J. Calkins, M. Burton, and G. Sawyer (2006), Rapid FTIR sensing of volcanic gases released by Strombolian explosions at Yasur volcano, Vanuatu, *Appl. Phys. B - Lasers and Optics*, 85, 453–460, doi :10.1007/s00340-006-2353-4.
- O' Reilly, P. (1956), Chronologie des Nouvelles-Hébrides, *J. Soc. Océanistes, Cinquante-naire du Condominium des Nouvelles-Hébrides*, 12, 6–61.
- Parfitt, E., and L. Wilson (1995), Explosive volcanic eruptions : IX. The transition between Hawaiian-style lava fountaining and Strombolian explosive activity, *Geophys. J. Int.*, 121, 226–232.
- Perret, F. A. (1950), Volcanological observations, *Carnegie Inst. Wash. Publ.*, 549, 162 pp.
- Picard, C., M. Monzier, J.-P. Eissen, and C. Robin (1995), Concomitant evolution of tectonic environment and magma geochemistry, Ambrym volcano (Vanuatu, New Hebrides arc), *Geol. Soc. Special Publication*, 81, 135–154.
- Richards, A. (1963), Volcanic sounds : investigation and analysis, *J. Geophys. Res.*, 28(3), 919–928.

- Ripepe, M., and E. Gordeev (1999), Gas bubble dynamics model for shallow volcanic tremor at Stromboli, *J. Geophys. Res.*, *104(B5)*, 10,639–10,654.
- Ripepe, M., and E. Marchetti (2002), Array tracking of infrasonic sources at Stromboli volcano, *Geophys. Res. Lett.*, *29(22)*, 2076, doi :10.1029/2002GL015452.
- Ripepe, M., M. Coltelli, E. Privitera, S. Gresta, and D. Piccinini (2001), Seismic and infrasonic evidences for an impulsive source of the shallow volcanic tremor at Mt. Etna, Italy, *Geophys. Res. Lett.*, *28(6)*, 1071–1074.
- Ripepe, M., A. Harris, and R. Carniel (2002), Thermal, seismic and infrasonic evidences of variable degassing rates at Stromboli volcano, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *118*, 285–297.
- Ripepe, M., E. Marchetti, and G. Olivieri (2007), Infrasonic monitoring at Stromboli volcano during the 2003 effusive eruption : insights on the explosive and degassing process of an open conduit system, *J. Geophys. Res.*, *112*, B09,207, doi :10.1029/2006JB004613.
- Robin, C., J.-P. Eissen, and M. Monzier (1993), Giant tuff cone and 12-km-wide associated caldera at Ambrym Volcano (Vanuatu, New Hebrides Arc), *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *55*, 225–238.
- Robin, C., J.-P. Eissen, and M. Monzier (1994), Ignimbrites of basaltic andesite and andesite compositions from Tanna, New Hebrides Arc, *Bull. Volc.*, *56*, 10–22.
- Rosi, M., A. Bertagnini, and P. Landi (2000), Onset of the persistent activity at Stromboli volcano (Italy), *Bull. Volc.*, *62*, 294–300.
- Settle, M. (1978), Volcanic eruption clouds and thermal power output of explosive eruptions, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *3*, 309–324.
- Sparks, R. (1978), The dynamics of bubble formation and growth in magmas : A review and analysis, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *3*, 1–37.
- Spiel, D. (1992), Acoustical measurements of air bubbles bursting at a water surface : Bursting bubbles as Helmholtz resonators, *J. Geophys. Res.*, *97*, 11,443–11,452.
- Tahira, M., M. Nomura, Y. Sawada, and K. Kamo (1996), Infrasonic and Acoustic-Gravity Waves Generated by the Mount Pinatubo Eruption of June 15, 1991, pp. 601–613.
- Vanderkulk, W., F. Rosen, and S. Lorenz (1965), Large aperture seismic array signal processing study, *IBM Final report, ARPA Contract number SD-296*.

- Vergnolle, S., and G. Brandeis (1994), Origin of the sound generated by Strombolian explosions, *Geophys. Res. Lett.*, *21*, 1959–1962.
- Vergnolle, S., and G. Brandeis (1996), Strombolian explosions : A large bubble breaking at the surface of a lava column as a source of sound, *J. Geophys. Res.*, *B9(101)*, 20,433–20,448.
- Vergnolle, S., and J. Caplan-Auerbach (2004), Acoustic measurements of the 1999 basaltic eruption of Shishaldin volcano, Alaska : 2. Precursor to the Subplinian activity, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *137*, 135–151.
- Vergnolle, S., and C. Jaupart (1986), Separated two-phase flow and basaltic eruptions, *J. Geophys. Res.*, *B12(91)*, 12,842–12,848.
- Vergnolle, S., and C. Jaupart (1990), Dynamics of degassing at Kilauea volcano, Hawaii, *J. Geophys. Res.*, *B3(95)*, 2793–2809, doi :10.1029/JB095iB03p02793.
- Vergnolle, S., and M. Ripepe (2008), From Strombolian explosions to fire fountains at Etna volcano (Italy) : What do we learn by acoustic measurements ?, *Geol. Soc. London*, *307*, 103–124.
- Vergnolle, S., G. Brandeis, and J.-C. Mareschal (1996), Strombolian explosions, 2. Eruption dynamics determined from acoustic measurements., *J. Geophys. Res.*, *B9(101)*, 20,449–20,466.
- Vergnolle, S., M. Boichu, and J. Caplan-Auerbach (2004), Acoustic measurements of the 1999 basaltic eruption of Shishaldin volcano, Alaska : 1. Origin of Strombolian activity, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *137*, 109–134.
- Wallis, G. (1969), *One Dimensional Two-Phase Flows*, 408 pp., Mc Graw Hill, New York.
- Weill, A., G. Brandeis, S. Vergnolle, F. Baudin, J. Bilbille, J.-F. Fevre, B. Piron, and X. Hill (1992), Acoustic sounder measurements of the vertical velocity of volcanic jets at Stromboli volcano, *Geophys. Res. Lett.*, *19(23)*, 2357–2360.
- Wilcox, R. (1947), Activity of Paricutin volcano from September 18 to November 30, 1946, *Trans. Amer. Geophys. Union*, *28(4)*, 567–572.
- Willis, M., M. Garcés, C. Hetzer, and S. Businger (2004), Infrasonic observations of open ocean swells in the Pacific : Deciphering the song of the sea, *Geophys. Res. Lett.*, *31*, L19,303, doi :10.1029/2004GL020684.

- Wilson, L., and J. Head (1981), Ascent and eruption of basaltic magma on the Earth and Moon, *J. Geophys. Res.*, *86*, 2971–3001.
- Woulff, G., and T. McGetchin (1976), Acoustic noise from volcanoes : Theory and experiments, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, *45*, 601–616.
- Wright, R., L. Flynn, H. Garbeil, A. Harris, and E. Pilger (2002), Automated volcanic eruption detection using MODIS, *Remote Sensing of Environment*, *82*, 135–155.
- Wright, R., L. Flynn, H. Garbeil, A. Harris, and E. Pilger (2004), MODVOLC : near-real-time thermal monitoring of global volcanism, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, *135*, 29–49.
- Yamasato, H. (1998), Nature of infrasonic pulse accompanying low frequency earthquake at Unzen Volcano, Japan, *Bull. Volcanol. Soc. Jpn.*, *43*, 1–13.