



Sismogenèse dans les zones de déformations transitoires

Thomas Reverso

► To cite this version:

Thomas Reverso. Sismogenèse dans les zones de déformations transitoires. Tectonique. Université Grenoble Alpes, 2015. Français. NNT : 2015GREAU034 . tel-01686135

HAL Id: tel-01686135

<https://theses.hal.science/tel-01686135>

Submitted on 17 Jan 2018

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Sciences de la Terre, de l'Univers et de l'Environnement**

Arrêté ministériel : 7 Août 2006

Présentée par

Thomas REVERSO

Thèse dirigée par **David MARSAN**
et codirigée par **Agnès HELMSTETTER**

préparée au sein **Institut des Sciences de la Terre**
et de **Terre Univers Environnement**

Sismogenèse dans les zones de déformations transitoires

soutenue le 16 Décembre 2015 ,
devant le jury composé de :

Jean-Robert GRASSO

Physicien à ISTerre, Université Joseph Fourier, Grenoble, Président

Peter SHEBALIN

Institute of Earthquake Prediction Theory and Mathematical Geophysics, Moscow, Rapporteur

Maximilian WERNER

University of Bristol, Bristol, Rapporteur

Anne DESCHAMPS

DR CNRS à GéoAzur, Nice, Examinatrice

Pascal BERNARD

Physicien du Globe, Institut de Physique du Globe de Paris, Paris, Examineur

David MARSAN

Professeur à ISTerre, Université de Savoie, Chambéry, Directeur de thèse

Agnès HELMSTETTER

CR CNRS à ISTerre, Université Joseph Fourier, Grenoble, Co-Directrice de thèse



“Nous étions les seigneurs de la Création.”

— Red, Les Évadés (1994)

Remerciements

Tout d'abord, je remercie David Marsan de m'avoir proposé ce sujet de thèse et de m'avoir fait confiance à travers ces trois années. Tu as toujours su te rendre disponible pour moi, que ce soit pour mon travail, sur mes doutes et mes capacités. Sans trop m'avancer, je pense avoir été la personne à avoir le plus toqué à ta porte au cours de ces années et pas une fois tu m'as refusé une entrevue. Je remercie ma co-directrice, Agnès Helmstetter, pour son soutien, pour ses remarques et nos discussions. Merci profondément à tous les deux.

Je remercie toutes les personnes qui m'ont permis de réaliser ce travail. Pour commencer, merci aux membres du jury : Anne Deschamps, Pascal Bernard, Jean-Robert Grasso, Peter Shebalin et Maximilian Werner d'avoir bien voulu relire, critiquer et commenter ce travail.

Au sein du laboratoire, je voudrais dire d'abord un grand merci aux personnes de l'administration et plus particulièrement à Fabien et Maxime pour leur gentillesse, leur efficacité, leurs cafés, les discussions du lundi matin (souvent sportives) et également les pertes de temps dans leurs bureaux.

Je remercie les membres de ce si looonnnng couloir Belledone : les techniciens, Pascale, Olivier et Jacques pour leur sympathie de chaque instant ; les permanents, qu'ils soient géologues, géodésiens, physiciens, volcanologues, savoyards, isérois, italiens, moustachus, râleurs, sesquili-naires, etc ...

Je remercie aussi Bill qui est la caution bonne humeur du laboratoire en toute circonstance et dont les nombreuses anecdotes manqueront aux futurs thésards du laboratoire. Je remercie plus particulièrement Jean qui m'a le premier fait confiance dans le laboratoire en me prenant en stage et m'a permis de découvrir les différents membres de l'équipe chambérienne. Merci pour ton flegme et ta gentillesse.

Finalement, comment ne pas remercier les autres thésards ? Que ce soit les plus anciens (Estelle, Fabien), les anciens co-bureaux : Anaïs pour nos craquages et les discussions de 18h, et Aurore pour tes histoires toutes plus délirantes les unes que les autres, les "nouveaux" : Laure, Miss Pousse, Mary-Grace (j'attends le "Bato et al, 201X"), et Marceau ; je garderai pour tous une pensée agréable. Un petit mot aussi à la communauté sud-américaine, toujours souriante et positive durant ces trois années.

Et puis ... Il y a vous deux. Au cours de ces années, j'ai rencontré pas mal de monde, mais c'est vraiment avec vous deux que j'ai connu les meilleurs moments. Toi, Camille, que je remercie d'avoir suffisamment parlé pour nous deux lors de nos discussions, d'avoir été toujours bienveillante et présente, et finalement d'avoir su nous supporter durant ces 3 années. Le "nous", c'est pour toi et moi, poulet. Et toi, Mec, je ne sais pas même pas par quoi commencer : pour nos discussions scientifiques voire métaphysiques (toujours pas compris la dixième dimension ...) ? pour les discussions totalement absurdes ? pour les moments où l'un ou l'autre n'allait pas bien ? pour les films de Bollywood ? pour nos repas light (maitre Sushis) ou absolument pas

(la raclette en cafet') ? pour Morgan Freeman, Chuck Norris et Ron Swanson ? pour les films "saucisses" ? pour les jeux de plateau incompréhensibles (Cthulhu si tu nous regarde) ? ou pour nos nombreuses références communes pop-culture incompréhensibles des autres ? Je te remercie pour tout cela et pour tout le reste que j'ai oublié ...

J'ai vraiment passé de très bons moments avec vous tous, et je n'oublierai pas nos soirées Coupe du monde, cinés, astronomie, nos journées randonnées, skis, plages, les barbecs (pluvieux généralement) ...

Plus intimement, je remercie ma famille. Même si cela n'est pas toujours évident pour vous d'appréhender l'univers dans lequel je vis, je vous remercie juste d'avoir toujours été là, et pour moi, c'est le plus important.

Je me devais par finir par toi, Marion. Chaque jour, tu es là, que ce soit pour me guider, me faire rire, me remonter le moral, et me faire avancer dans la vie. Tu es ma soupape de décompression et si j'en suis là aujourd'hui, c'est bien grâce à toi. Depuis une dizaine d'années, tu partages ma vie et je suis heureux et fier d'être avec toi, de ce que nous avons fait, de ce que nous sommes et de ce que nous ferons ensemble !

Résumé

La représentation classique d'un chargement tectonique long-terme à vitesse constante produisant une sismicité récurrente est bousculée depuis plusieurs années par de nouvelles observations. Ainsi, des phénomènes transitoires tels que les séismes lents, i.e., des ruptures se caractérisant par des vitesses très inférieures à des ruptures sismiques, ont été découverts principalement au niveau de l'interface de plusieurs zones de subduction. Les méthodes de détection et d'étude actuelles passent par des mesures géodésiques des déformations en surface afin de déterminer les déplacements sur le plan de faille en profondeur. Cependant, ces données se heurtent à des problèmes de résolutions temporelles ou spatiales, ou encore à une connaissance limitée des structures profondes.

Dans cette thèse, nous proposons de détecter ces épisodes transitoires *via* la sismicité. En effet, l'apparition de ces phénomènes suggère une augmentation locale et temporaire du chargement pouvant amener le plan de faille, si celui-ci se situe dans la zone sismogénique, plus fréquemment au seuil limite de rupture des roches et provoquer ainsi une augmentation du taux de sismicité lié à ce chargement.

Afin d'étudier cette sismicité, nous présentons un modèle statistique permettant de séparer de manière probabiliste la sismicité en deux termes : un terme de sismicité de fond et un terme d'interaction entre les séismes. À partir de cela, nous pouvons déterminer les niveaux d'augmentations de cette sismicité de fond et mettre en avant les épisodes anormaux de sismicité pouvant correspondre à des épisodes transitoires.

Après avoir développé et indiqué les limitations de ce modèle, nous proposons de l'appliquer à deux secteurs en subduction propices à des épisodes de déformation lente : les îles Aléoutiennes et le Japon. Finalement, nous nous intéressons au cas particulier du volcan Kilauea qui dispose également d'épisodes transitoires récurrents et bien caractérisés.

Nous montrons, à travers ces cas d'études, qu'il est possible de relier l'augmentation du taux de sismicité avec des informations sur le forçage asismique lors de ces épisodes de glissement lent.

Ainsi, la détection des épisodes transitoires de déformation par l'utilisation de la sismicité est une voie possible dans l'étude systématique de ces phénomènes.

Mots clés : essais sismiques, glissements lents, déformation crustale, modèle ETAS, couplage sismique, sismicité de fond

Abstract

The classical representation of constant long-term accumulated stress producing earthquakes is greatly affected by new observations. Transient aseismic phenomena such as slow slips, characterized by low rupture velocities, have been discovered in many subduction areas. Detection methods currently use geodetic measurements of ground deformations to determine displacements on the fault plane in depth. However, these geodetic data encounter many problems as spatial and temporary resolution or limited knowledge of structures at depth, as well as decaying resolving power at depth.

In this thesis, we propose another method to detect transient phenomena using seismicity. To do so, we use the fact that these transient episodes increase locally the stress loading on active faults. Episodes of aseismic loading can thus cause changes in seismicity dynamics, if they occur in the proximity of faults close enough to failure.

We here develop, and test, a statistical model based on a probabilistic separation of the seismicity rate in two quantities : a background aseismic rate and a term of earthquakes interaction. With these quantities, we produce a method to calculate increases of background seismicity and to discriminate seismic swarms, i.e., seismic sequences that do not obey usual mainshock-aftershock patterns.

We make use of this method in two subduction areas, in the Aleutian Arc system and in Japan, where transient phenomena occur. We also investigate how this method could be applied in the context of the Kilauea volcano, where SSEs are known to occur.

We show, with these studies, a possible way to relate the seismicity rate of transient episodes with the magnitude of the slow slip. An empirical law is found in the case of the Boso slow slip events, that fully model the activation of the earthquake swarm.

Keywords : seismic swarms, slow slip, ETAS model, crustal deformation, seismic coupling, background seismicity

Table des matières

Cadre général	21
I Introduction	25
1 Le déclenchement des séismes.	27
1.1 Mécanismes engendrant un séisme	29
1.1.1 Chargement tectonique long-terme	29
1.1.2 Les phénomènes transitoires	30
1.1.3 L'interaction entre séismes	34
2 La statistique des séismes	37
2.1 Lois d'échelle	38
2.1.1 La loi d'Omori-Utsu	38
2.1.2 La relation de Gutenberg-Richter	39
2.1.3 La loi de productivité	40
2.1.4 Relation entre moment sismique M_0 , déplacement moyen $\bar{D}$ et chute de contrainte $\Delta\sigma$	40
2.1.5 La longueur de rupture d'un séisme	41
2.1.6 Distribution spatiale des répliques	42
2.2 Les différentes méthodes de declustering	43
2.2.1 Introduction : la sismicité, un phénomène poissonien ?	43
2.2.2 La méthode de declustering de Gardner et Knopoff (1974)	44
2.2.3 La méthode de declustering de Reasenbergs (1985)	44
2.2.4 Conclusion	45
II Modèle	47
3 Modèle	49
3.1 Hypothèses principales de travail	50
3.2 Le Modèle ETAS	52
3.2.1 L'influence temporelle $\nu_t(t)$	52
3.2.2 Influence spatiale $\nu_r(x, y)$	53
3.2.3 Influence spatio-temporelle pour un séisme i	55
3.2.4 Optimisation des paramètres ETAS	55
3.2.5 Algorithme de l'hypothèse nulle	58
3.3 Tests de la convergence	59

3.4	Évolution locale du taux de sismicité de fond	62
3.5	Comparaison des modèles	63
3.6	Comparaison avec catalogues synthétiques : Méthode de Monte-Carlo	64
3.7	Exemple : Détection d'un essaim sismique dans un catalogue synthétique	67
3.8	Variante du modèle : cellules spatiales polygonales	68
4	Tests de sensibilité	71
4.1	Test 1 : Évolution de la probabilité de détection selon l'intensité d'une séquence sismique anormale	72
4.2	Test 2 : Évolution de la probabilité de détection selon les paramètres de détection	74
4.3	Test 3 : Influence de la prise en compte de la profondeur des séismes.	77
4.4	Test 4 : Hypothèse de l'isotropie de la sismicité.	79
III	Études de cas	83
5	Cas des îles Aléoutiennes	87
5.1	Présentation	88
5.2	Detection and characterization of transient forcing episodes affecting earthquake activity in the Aleutian Arc system.	90
5.2.1	Abstract	90
5.2.2	Introduction	90
5.2.3	Method	92
5.2.4	Deformation transients in the Aleutian arc system.	95
5.2.5	Discussion	101
5.2.6	Conclusion	108
5.2.7	Acknowledgments	108
5.2.8	Appendix	108
5.2.9	Tests and model limitations	108
6	Cas du Japon	115
6.1	Introduction	116
6.2	Cas de la péninsule de Boso	117
6.2.1	Présentation	117
6.3	Relationship between changes in seismicity and seismic moment for Slow Slip Events in Boso Peninsula, Japan	119
6.3.1	Abstract	119
6.3.2	Introduction	119
6.3.3	Data and Method	120
6.3.4	SSEs characteristics	123
6.3.5	Results and discussion	123
6.3.6	Long-term acceleration	130
6.3.7	Conclusion	131
6.4	Zone de Nankai	133
6.4.1	Données	133
6.4.2	Étude	134
6.4.3	Conclusion	136
7	Cas du Kilauea	139

7.1	Introduction	140
7.2	Données	142
7.3	Étude	144
7.4	Correction de l'effet de distance	146
7.5	Interprétation	149
7.6	Conclusion	149
Conclusions et perspectives		151
Bibliographie		155

Table des figures

1.1	Cycle sismique classique	28
1.2	Cycle sismique dans une zone de subduction	29
1.3	Séisme lent de 1992 sur la faille de San Andreas	31
1.4	Séismes lents des Cascades	32
1.5	Carte des glissements lents	33
1.6	Continuum de glissement	34
1.7	Variations des contraintes de Coulomb après Landers, Joshua Tree et Big Bear	35
2.1	Loi de Gutenberg-Richter au Japon	39
2.2	Rupture elliptique selon Eshelby (1957)	40
2.3	Lois d'échelle	41
3.1	Évolution de l'influence spatiale d'un séisme	53
3.2	Représentation en "damier" de la sismicité de fond	59
3.3	Évolution de la convergence des paramètres ETAS	61
3.4	Estimation du taux de fond sismique à partir de différentes conditions initiales	61
3.5	Définition d'une cellule temps-espace	62
3.6	Méthode de comparaison et niveau de signification entre le modèle H_1 et l'hypothèse nulle H_0	64
3.7	Probabilité d'avoir ΔJ par chance avec différentes valeurs minimales de séismes	66
3.8	Probabilité d'avoir ΔJ par chance en utilisant différents paramètres de détection	66
3.9	Distribution de ΔJ pour un catalogue synthétique contenant une séquence sismique anormale	67
3.10	Probabilité de détection de l'amas sismique par chance et seuils significatifs	68
3.11	Cellule temps-espace polygonale	69
4.1	Variabilité des paramètres ETAS dans les catalogues synthétiques 2D	72
4.2	Distribution de ΔJ en fonction du gain $\mu(x, y, t)/\mu(x, y)$	74
4.3	Catalogue synthétique homogène utilisant les mêmes caractéristiques que le catalogue des îles Aléoutiennes	75

4.4	Distribution du gain de vraisemblance pour le catalogue synthétique des îles Aléoutiennes	76
4.5	Probabilité de détecter un épisode transitoire avec différents paramètres de détection	76
4.6	Distribution des ΔJ pour un catalogue généré en utilisant l'information de profondeur des séismes	78
4.7	Comparaison entre des amas de sismicité anormaux générés avec et sans prise en compte de la profondeur	79
4.8	Séquence de répliques dans une simulation isotrope vs anisotrope	80
4.9	Comparaison de paramètres ETAS : catalogues isotropes vs anisotropes	80
4.10	Comparaison entre des kernels spatiaux isotropes et anisotropes	81
4.11	Distribution du gain ΔJ dans le cas de l'hypothèse nulle de catalogues isotropes et anisotropes	81
5.1	Carte de l'arc Aléoutien	88
5.2	Sismicité de l'arc Aléoutien entre 2004 et 2013	97
5.3	Localisation de la sismicité des îles Aléoutiennes en fonction du temps	98
5.4	Méthode "des plus proches voisins" utilisée pour les îles Aléoutiennes	100
5.5	Schéma expliquant la différenciation entre les amas sismique "normaux" (burst-like) et "anormaux" (swarm-like) d'après la méthode "des plus proches voisins"	100
5.6	Carte de la sismicité pour l'épisode transitoire A1	102
5.7	Carte de la sismicité pour l'épisode transitoire A3	103
5.8	Carte de la sismicité pour l'épisode transitoire A4	103
5.9	Carte de la sismicité pour l'épisode transitoire A7	104
5.10	Carte de la sismicité pour l'épisode transitoire A9	104
5.11	Carte de la sismicité pour l'épisode transitoire A10	105
5.12	Carte et mécanismes au foyer des essaims sismiques détectés	106
5.13	Localisation des épisodes transitoires de l'arc Aléoutien par rapport aux anciens séismes et aux différentes zones de couplage	107
5.14	Catalogue synthétique homogène utilisant les mêmes caractéristiques que le catalogue des îles Aléoutiennes	109
5.15	Distribution du gain de vraisemblance pour le catalogue synthétique des îles Aléoutiennes	110
5.16	Probabilité de détecter un épisode transitoire avec différents paramètres de détection	110
5.17	Probabilité qu'une séquence de répliques soit identifiée comme anormale en fonction de la diminution de la magnitude du choc principal	113
6.1	Sismicité du Japon	116
6.2	La double subduction japonaise	117

6.3	Carte de la sismicité de la péninsule de Boso	121
6.4	Loi de Gutenberg-Richter pour Boso	121
6.5	Évolution de la sismicité de fond $\mu(xyt)$ et nombre cumulé de la sismicité pour la région des SSEs de Boso	124
6.6	Sismicité à Boso et à l'île d'Izu entre 1990 et 1991	125
6.7	Sismicité à Boso et à l'île d'Izu entre juin 1994 et juin 1995	126
6.8	Sismicité à Boso et à l'île d'Izu entre juin 2000 et juin 2001	126
6.9	Comparaison de la magnitude des SSEs vs (A) le nombre de séismes, (B) le gain de sismicité de fond	128
6.10	Évolution du taux de sismicité de fond après un changement brutal du taux de glissement à Boso.	129
6.11	Série temporelle de la sismicité entre 1970 et juin 2014 au niveau de la région des SSEs de Boso	130
6.12	Nombre cumulé de la sismicité inter-SSE de Boso pour différentes magnitudes de complétude	131
6.13	Estimation du déplacement cumulé à Boso en utilisant le taux de fond sismique	132
6.14	Sismicité au niveau de la zone de Nankai	134
6.15	Localisation spatiale et temporelle des anomalies A_{N2} , A_{N5} et A_{N6}	136
6.16	Localisation spatiale et temporelle des anomalies A_{N3} et A_{N4}	136
6.17	Série temporelle des anomalies A_{N1} et A_{N3}	137
6.18	Séries cumulées moyennes de la sismicité pour les épisodes transitoires détectés le long de Shikoku	137
6.19	Localisation spatiale et temporelle des différents SSEs repérés le long de la fosse de Ryukyu	138
7.1	Carte générale d'Hawaï	140
7.2	Carte montrant les différentes structures présentes autour du Kilauea ainsi que le réseau GPS présent.	141
7.3	Carte de la sismicité au niveau du flanc sud du Kilauea	143
7.4	Séries temporelles de la sismicité pour chacun des 11 SSEs du Kilauea	144
7.5	Nombre cumulé de la sismicité pour l'ensemble des 11 SSEs	145
7.6	Modèles de glissement des 11 SSEs du flanc Sud du Kilauea	147
7.7	Schéma du plan de dislocation pour la zone de décollement du Kilauea	147
7.8	Estimation de la valeur relative de contrainte en prenant comme origine le SSE de mai 2000 (correspondant à la distance r minimale).	148
7.9	Estimation de l'augmentation de la sismicité de fond après correction	148

Liste des tableaux

2.1	Tableau indiquant l'influence spatio-temporelle après un séisme de magnitude M , pour la Californie, d'après Gardner et Knopoff (1974).	44
3.1	Estimation des paramètres ETAS après convergence issue d'une inversion EM	60
3.2	Estimation des paramètres ETAS après convergence issue d'une inversion classique	60
3.3	Détection de l'amas de l'essaim sismique	67
4.1	Caractéristiques de détection d'un essaim sismique anormal quand celui-ci diminue en intensité. Le rapport $\mu(x, y, t)/\mu(x, y)$ représente le gain du taux de fond durant l'amas de sismicité.	73
4.2	Estimation des paramètres ETAS avec une analyse pour des catalogues 2D et un catalogue 3D	77
5.1	Épisodes transitoires détectés par Holtkamp et Brudzinski (2011) dans les îles Aléoutiennes	96
5.2	Séquences sismiques anormales détectées pour $\mathcal{L} = 30$ km et $\tau = 1$ jour	96
5.3	Séquences sismiques anormales détectées pour $\mathcal{L} = 50$ km et $\tau = 1$ jour	98
5.4	Probabilités que les 6 épisodes transitoires soient anormales en fonction des paramètres de détection $\mathcal{L}$ et τ	98
5.5	Caractéristiques des épisodes transitoires en utilisant la méthode des plus proches voisins	101
5.6	Tableau des différentes caractéristiques du transitoire T2 pour différents paramètres de détection	112
6.1	Caractéristiques des SSEs de la péninsule de Boso	123
6.2	Amas sismiques détectés en utilisant les paramètres de détection $\mathcal{L}=40$ km et $\tau=10$ jour à Boso	127
6.3	Caractéristiques des séquences de sismicité anormale détectées à Nankai	135
7.1	Tableau récapitulatif des caractéristiques des 11 SSEs du Kilauea	142
7.2	Tableau des augmentations de sismicité de fond pour les 11 SSEs du Kilauea	146

Cadre général

Dans la nature, un des phénomènes les plus puissants et les plus fascinants est certainement le tremblement de terre.

Ces phénomènes, meurtriers et responsables de très importantes destructions, ponctuent l'histoire humaine.

En 1755, à Lisbonne, un séisme estimé entre 8.5 et 9 sur l'échelle de Richter et son tsunami, rasa totalement la ville. Ceci éveilla les consciences et permit de mettre en place l'une des premières études scientifiques sur les effets des secousses sismiques en examinant et quantifiant les dommages provoqués par cette catastrophe. C'est suite à ce séisme que John Michell (1724-1793) suggéra que des ondes se propageaient dans la Terre à partir d'une rupture dans la croûte terrestre. La sismologie moderne était née. Aux États-Unis, l'exemple historique le plus marquant est certainement le séisme de San Francisco en 1906. L'évènement provoqua un glissement de 4 m sur plus de 400 km de long, détruisant 28 000 immeubles, et libéra une énergie supérieure à 500 fois l'énergie de la bombe nucléaire d'Hiroshima. Un demi-siècle plus tard, le plus gros séisme jamais recensé apparut au Chili. Celui-ci, d'une magnitude de 9.5, était équivalent à l'explosion d'une bombe de 2000 mégatonnes (la plus grosse bombe atomique jamais construite, la Tsar Bomba, faisant 58 mégatonnes). Il fit rompre la surface du globe sur plus de 800 km, avec un glissement de 21 m, et engendra éruptions volcaniques, des glissements de terrain et un tsunami atteignant 25 m de haut par endroit. Plus récemment, le séisme de Tohoku-Oki en 2011 ($M_w=9.0$) au Japon a marqué le monde entier. Le séisme du Japon est un exemple parfait des problèmes liés aux risques sismiques puisque les constructions parasismiques ont parfaitement résisté à la puissance du séisme, mais certaines constructions, comme par exemple les digues érigées pour éviter une possible immersion des villes, n'étaient pas suffisantes pour une secousse de magnitude 9 (elles l'étaient par contre pour une magnitude $M_w=8$, ce que les scientifiques avaient estimé pour cet endroit).

A défaut de pouvoir lutter contre ces phénomènes, certains sismologues cherchent à mieux les comprendre.

Une de leurs étapes passe par l'étude du déclenchement sismique et par conséquent sur le chargement des failles sismogènes. Or, le paradigme classique d'un chargement tectonique à vitesse constante produisant une récurrence sismique est bousculé depuis plusieurs années par de nouvelles observations.

En effet, les mesures géodésiques (GPS, InSAR, extensomètres, inclinomètres) ont montré des phénomènes de glissements plus lents que pour des séismes, mais tout aussi important en terme d'énergie libérée, sur l'ensemble du globe. Le problème de ces données est qu'elles ne mesurent que les déplacements en surface. Par conséquent, les représentations de ces phénomènes en profondeur passent par des modèles d'inversions se heurtant à des problèmes de résolutions temporelles ou spatiales, ou encore par une connaissance limitée des structures profondes.

Une des alternatives est alors de détecter l'apparition de ces mouvements lents transitoires à travers l'évolution du taux de sismicité liée à ces phénomènes. Ainsi, avec le développement instrumental depuis le XX^{ième} siècle, la quantité d'information provenant des catalogues sismiques a été de plus en plus complète et précise.

L'objectif des scientifiques travaillant dans ce domaine est alors de caractériser la sismicité dans deux grands domaines.

Dans le premier cas, ce sont les chargements tectoniques long-termes ou épisodiques qui génèrent la sismicité. Ces séismes sont dits "de fond" et correspondent à la part de sismicité spontanée et indépendante de toute sismicité passée. La seconde partie déclenchant la sismicité est liée aux phénomènes d'interactions entre les séismes. Cette sismicité dépend de l'influence spatiale et temporelle des séismes antérieurs. Cette dernière composante a l'avantage de pouvoir être estimée en utilisant des lois phénoménologiques.

Des modèles d'occurrence de la sismicité basés sur cette séparation existent. Les plus simples de ces modèles séparent la sismicité de manière binaire, les plus complexes expriment la probabilité que chaque événement soit "de fond", mais tous reposent sur une paramétrisation souvent subjective effectuée par l'opérateur. De plus, dans les modèles les plus évolués, ceux-ci considèrent la part liée au chargement tectonique comme étant dépendante soit du temps, soit de l'espace.

L'étape suivante de ces modèles d'occurrence est donc de détecter les épisodes d'augmentation de la sismicité de fond en les reliant à des augmentations du taux de forçage tectonique lors d'épisodes transitoires.

Le travail présenté ici va dans ce sens.

L'objectif de cette thèse est de détecter les variations de la sismicité de fond en temps et en espace à partir des données de catalogues de sismicité. Ainsi, le modèle développé ici permet de déterminer et quantifier la part de la sismicité déclenchée de manière asismique. Ce modèle fait ressortir les amas de sismicité ne pouvant pas s'expliquer par les lois de déclenchement sismique connues.

A partir de là, nous faisons le lien entre les déformations transitoires et nos amas anormaux de sismicité.

Ce manuscrit est organisé de la manière suivante : dans une première partie, les chapitres se consacrent à faire un point sur les différents principes nécessaires à la compréhension de cette

thèse. Dans cette optique, le premier chapitre énonce succinctement les différents mécanismes générant la sismicité, et le second introduit les lois d'échelle spécifiques qui sont nécessaires à l'élaboration de la méthode présentée ici. Finalement, cette première partie s'achève sur une présentation des premières méthodes de séparation de la sismicité.

Dans la seconde partie, la démarche et le modèle développés durant cette thèse sont décrits. Le modèle se base sur un modèle ETAS ("Epidemic-Type Aftershock Sequence") dans lequel l'évolution de la sismicité de fond s'effectue en temps et en espace. Le chapitre suivant conclut cette partie en se consacrant à plusieurs tests de sensibilité permettant de définir les limites de validité du modèle.

La troisième partie s'attache à l'application du modèle sur différents cas d'études présentant des épisodes transitoires de déformation. Dans le premier cas, je me focalise sur les îles Aléoutiennes qui est une zone où la sismicité associée est principalement située au niveau du plan de subduction, et qui présente des épisodes transitoires. Ce premier travail a fait l'objet d'une publication à *Earth and Planetary Science Letters*.

Dans la zone d'étude suivante, je m'intéresse au Japon. Cette partie du monde, tectoniquement unique, est le siège d'une multitude d'épisodes transitoires. Tout d'abord, je me concentre sur les Slow Slip Events ("SSEs") se déroulant à la péninsule de Boso, où les nombreuses études géodésiques sur le glissement nous permettent de mettre à jour une relation entre l'augmentation de la sismicité de fond et l'énergie relâchée au cours de ces SSEs. Puis, je me concentre sur la zone de Nankai et j'essaie de détecter des amas de sismicité pouvant s'expliquer par des phénomènes transitoires. Dans ce cas, je ne détecte pas d'anomalie de sismicité au niveau de secteurs tels que Shikoku, zone où de nombreux épisodes transitoires profonds et de SSEs se déroulent. Par contre, je détecte des anomalies sismiques au large de l'île de Kyushu.

Finalement, je m'éloigne des contextes de subduction et je termine mes études de cas par une quantification des SSEs se déroulant le long du flanc sud du Kilauea, sur l'île d'Hawaï. Nous montrons ici que la détection des SSEs par la sismicité est plus complexe et plusieurs mécanismes existent pour expliquer l'occurrence de ces déformations lentes.

Cette thèse se termine par une mise en perspective des résultats présentés ainsi que des possibilités d'évolutions de la méthode développée, comme par la création de modèles hybrides couplant des modèles de sismicité statistique et des modèles mécaniques.

Première partie

Introduction

Chapitre 1

Le déclenchement des séismes.

Sommaire

1.1 Mécanismes engendrant un séisme	29
1.1.1 Chargement tectonique long-terme	29
1.1.1.1 La cas d'une zone de subduction	29
1.1.1.2 Notion de couplage sismique	30
1.1.2 Les phénomènes transitoires	30
1.1.2.1 Les séismes lents	30
1.1.2.2 Les migrations de fluides	32
1.1.2.3 Le continuum de glissement	33
1.1.3 L'interaction entre séismes	34

Le déclenchement des ruptures sismiques est un mécanisme complexe. Cependant, ce sont les mêmes mécanismes qui génèrent des ruptures millimétriques à celles plurikilométriques.

Ainsi, durant la **phase inter-sismique**, un chargement (i.e., une accumulation de forces) s'effectue au niveau d'aspérités présentes sur la partie superficielle de la faille qui reste bloquée alors que la partie inférieure glisse de manière asismique. Au bout d'un certain temps, au niveau d'une aspérité, le seuil de résistance des roches σ_c est atteint, la roche rompt brutalement et le glissement s'initie au niveau de ce point : c'est le **séisme**. Ce glissement se propage le long d'une portion du plan de faille à très grande vitesse (environ 3 km par seconde) et libère une partie des forces qui se sont accumulées au cours du temps. Cette phase, appelée la **phase co-sismique**, se traduit par une chute de contrainte $\Delta\sigma$ ("stress drop" en anglais). Dès que l'énergie libérée devient trop faible pour propager la rupture, le glissement s'arrête, et les aspérités de la faille recommencent à accumuler des contraintes jusqu'au prochain séisme.

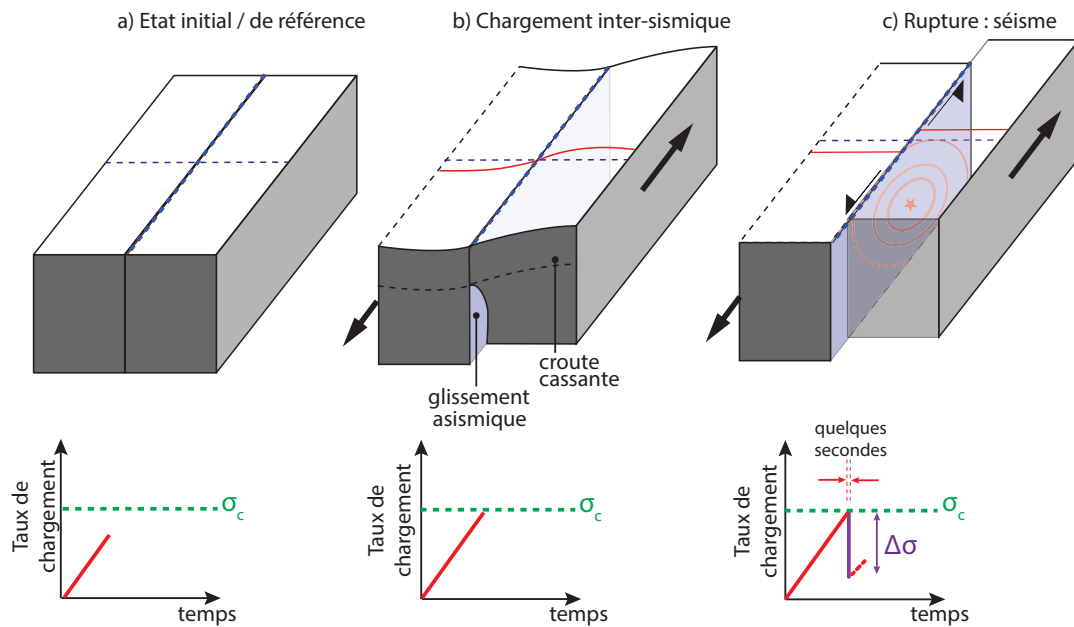


FIGURE 1.1 – Schéma simplifié d'un cycle sismique classique. Le plan de faille (bleu) est repéré en surface. Au cours du temps, les forces en présences produisent un déplacement (déplacement inter-sismique) affectant la zone et une portion de la faille, mais celle-ci reste bloquée au niveau de la croûte cassante. Lorsque les forces sont trop importantes, le séisme se produit (étoile rouge) et se propage le long de la faille, produisant un déplacement le long de la faille (déplacement co-sismique) accommodant celui en profondeur.

L'origine du chargement amenant la roche au seuil limite de rupture peut être diverse. Cependant, on peut résumer cela en trois grands types de processus : le **chargement tectonique long-terme**, les **phénomènes transitoires**, et le **déclenchement par les séismes antérieurs**.

1.1 Mécanismes engendrant un séisme

1.1.1 Chargement tectonique long-terme

Pour bien comprendre le chargement tectonique long-terme, nous nous intéressons à une zone de subduction qui représente le cadre tectonique principal de cette thèse.

1.1.1.1 La cas d'une zone de subduction

Au niveau d'une zone de subduction, une plaque tectonique dense et ancienne plonge sous une plaque moins dense. Le contact entre ces deux plaques est appelé le plan de subduction et c'est à cet endroit que les forces tectoniques liées à la convergence de la subduction s'accumulent : c'est le **chargement tectonique**. Lors d'un séisme inter-plaque, la plaque supérieure se détend ce qui peut engendrer des dégâts importants et provoquer des tsunamis si la fosse ("trench") de la subduction est atteinte par le déplacement co-sismique (voir Figure 1.2).

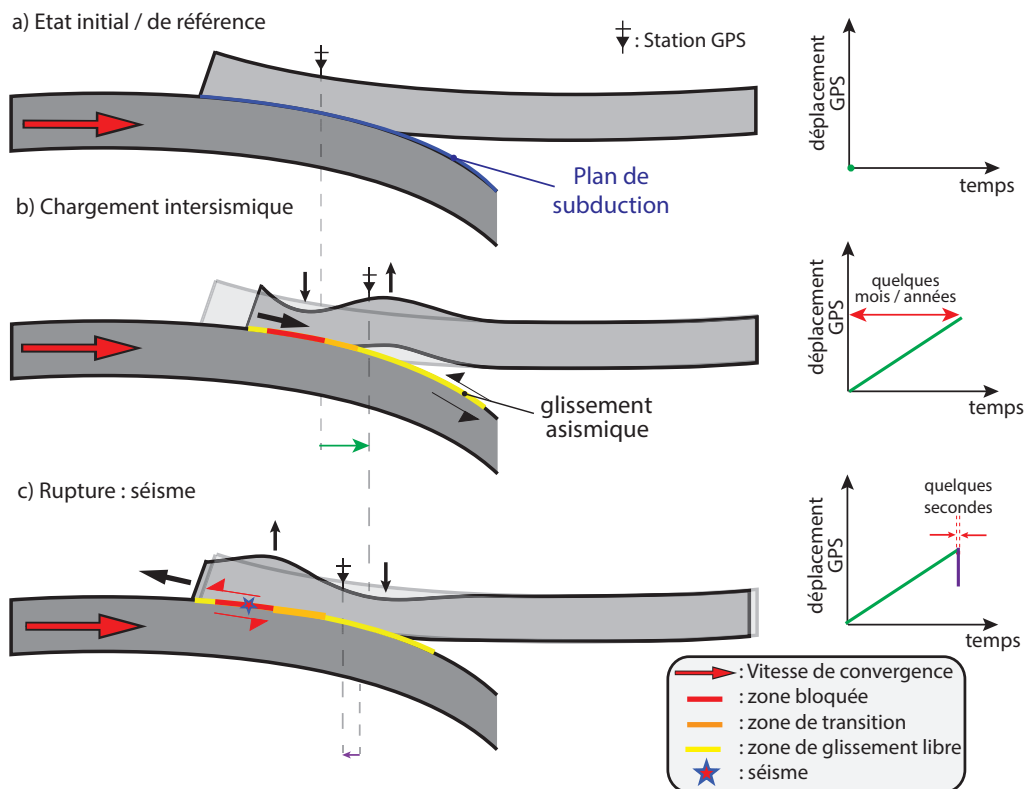


FIGURE 1.2 — Schéma d'un cycle sismique au niveau d'une zone de subduction. Le plan de faille est assimilé au plan de subduction. Durant le cycle inter-sismique, la plaque plongeante déforme la plaque supérieure. Ces déformations peuvent être observées par mesures géodésiques (des stations GPS, par exemple). Lors d'un séisme, la plaque supérieure se détend et produit un déplacement opposé observable.

Cette libération d'énergie peut se produire en quelques secondes pour des séismes de faible

magnitude, ou atteindre plusieurs minutes pour les plus importants. Par exemple, le séisme de Tohoku-Oki du 11 mars 2011 a généré une rupture sur le plan de subduction sur plus de 400 km de longueur, provoquant un glissement pouvant atteindre près de 50 m localement ([Ozawa et al., 2012](#)), sur une durée d'environ 5 minutes.

1.1.1.2 Notion de couplage sismique

A cause de la propriété frictionnelle des matériaux, une zone de subduction est plus ou moins capable de stocker des contraintes : c'est **le couplage sismique**.

Un fort couplage sismique ($\rightarrow 1$) signifie que la zone de contact entre les plaques est bloquée et que celle-ci est capable d'accumuler de grandes contraintes, alors qu'un faible couplage ($\rightarrow 0$) signifie que cette zone glisse librement ou encore, qu'elle est capable de concentrer peu de contraintes.

Le glissement total est déterminé *via* des stations GPS qui mesurent les déplacements sur la plaque supérieure alors que les déplacements sismiques sont déterminés en utilisant la relation entre moment sismique et déplacement.

Les taux de couplages sont très différents selon les subductions ([Pacheco et al., 1993](#)) et peuvent varier latéralement le long d'une subduction ([Freymueller et al., 2013](#)). Cela dépend de nombreux paramètres comme, par exemple, l'inclinaison du plan de subduction, la présence de sédiments ou encore de la rugosité de la plaque en subduction ([Pacheco et al., 1993](#); [Ruff, 1989](#); [Scholz et Small, 1997](#)).

1.1.2 Les phénomènes transitoires

En plus des contraintes long-termes qui s'accumulent, d'autres phénomènes, plus restreints spatialement et épisodiques, peuvent apparaître.

1.1.2.1 Les séismes lents

Au cours des années 1990, des phénomènes de ruptures plus lentes que les ruptures sismiques ont été identifiés. Ainsi en décembre 1992, [Linde et al. \(1996\)](#) ont observé des déformations lentes similaires à des déformations produites lors des séismes, à l'aide de capteurs de déformations ("strainmeters") situés dans des puits de forages au niveau de la faille de San Andreas (voir Figure 1.3). Ces déformations se comportent exactement comme des ruptures sismiques mais au lieu de durer quelques secondes, celles-ci se propagent sur plusieurs jours, voire quelques mois. Dans ce cas, la libération d'énergie associée est plus diffuse, ne produisant pas d'ondes sismiques comme c'est le cas lors d'un séisme. Dans le cas de l'étude de [Linde et al. \(1996\)](#), l'énergie libérée était égale à l'énergie d'un séisme de $M_w=5$. A cause de cette caractéristique temporelle, ces glissements ont été appelés des "séismes lents" ("slow slip").

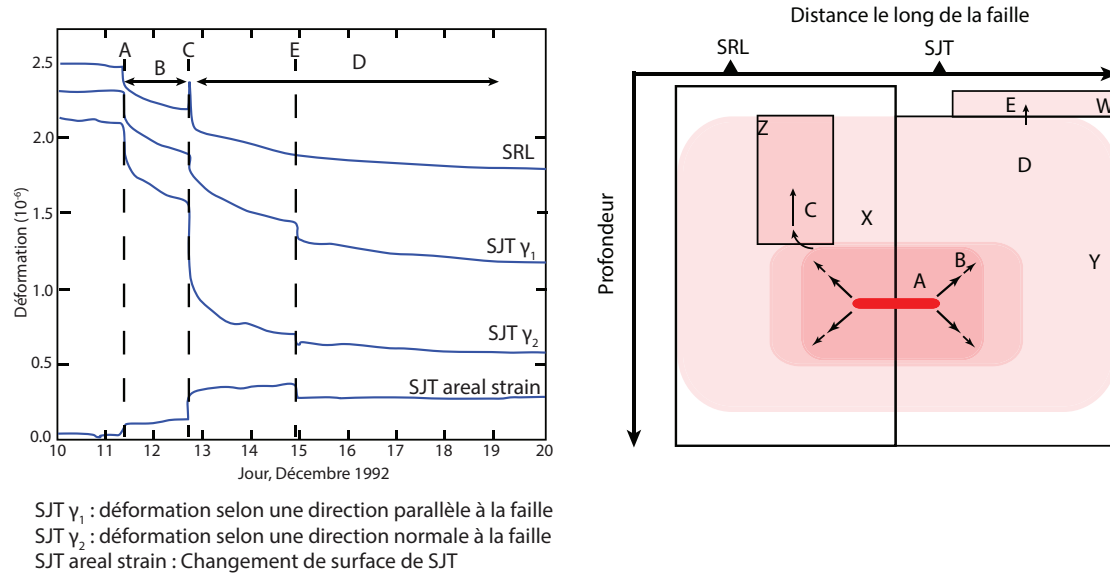


FIGURE 1.3 – Gauche : Évolution des déformations enregistrées par les strainmeters SRL et SJT, au cours du séisme lent de décembre 1992. Droite : Schéma récapitulatif. L'initiation du séisme lent commence au niveau de 2 blocs (A) puis ralentit (B). Par la suite, la rupture se propage vers le haut (C) tout en continuant de se propager dans les deux blocs (D). En E, la rupture se propage dans un 3ème bloc.

Avec le développement de la géodésie, la détection des séismes lents a été facilitée.

En Alaska, à la fin des années 1990, des épisodes ressemblant fortement à des phases co-sismiques, mais se déroulant sur quelques mois, ont été découverts (Dragert, 2001) (voir Figure 1.4). Ces épisodes, appelés par la suite "Episodic Tremor and Slip" (ETS), se localisaient près de la transition sismique/asismique et ont été caractérisés par l'émission d'ondes sismiques basses fréquences, appelées "tremors", s'expliquant par un déplacement très lent du plan du subduction (Rogers et Dragert, 2003). Au Japon, de nombreux épisodes lents de natures différentes ont été identifiés. Le premier signal GPS interprété comme étant un épisode de glissement lent ("Slow Slip Event (SSE)") se déroula entre 1996 et 1998 au niveau de Bungo Channel (Hirose *et al.*, 1999). Au sud-ouest, des épisodes de glissements lents accompagnés de tremors basses (1.5 à 5 Hz) ou très basses fréquences (à 0.05 Hz), nommés respectivement des "Low Frequency Earthquakes" (LFEs) et "Very Low Frequency Earthquakes" (VLFs), ont été identifiés sur l'île de Shikoku (Obara, 2002; Obara *et al.*, 2004; Hirose et Obara, 2006; Obara, 2010) et également au niveau de Tokai (Ohta, 2004; Miyazaki *et al.*, 2006).

Au sud-est du Japon, le contexte tectonique exceptionnel où la plaque Pacifique plonge sous la plaque Philippine qui elle-même plonge sous la plaque Eurasiatique est également le siège d'épisodes de glissements lents. En effet, au niveau de la péninsule de Boso, des SSEs se produisent au niveau de l'interface entre la plaque Philippine et la plaque Eurasiatique. Ceux-ci ont la particularité d'être systématiquement accompagnés par une augmentation de la sismicité (Ozawa *et al.*, 2007b; Ozawa, 2014; Hirose *et al.*, 2014; Kato *et al.*, 2014; Fukuda *et al.*, 2014). A l'heure actuelle, on dénombre de nombreux autres séismes lents le long de la ceinture de feu :

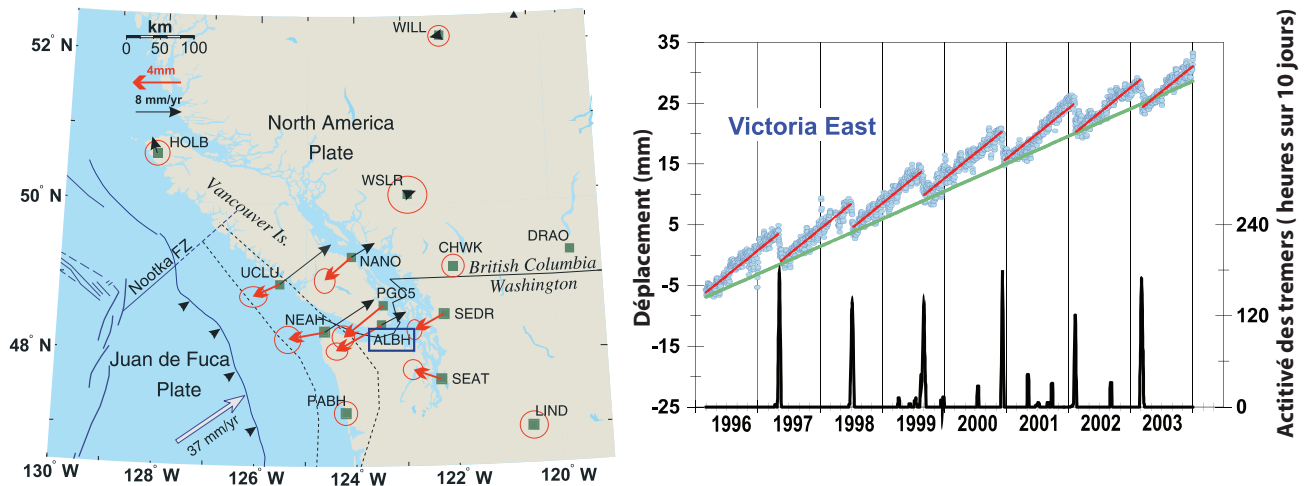


FIGURE 1.4 – A gauche : Carte montrant la localisation des stations GPS qui ont enregistré le SSE de 1999 au niveau des Cascades. Les déplacements en rouges représentent les glissements générés par le SSE, les flèches noires indiquant le déplacement inter-sismique. A droite : corrélation entre les épisodes de glissement lents et l'activité des tremors enregistrée. Les points bleus représentent le déplacement vers l'est pour la station ALBH, la ligne verte marquant le déplacement long-terme vers l'est, qui est interrompu tout les 13-16 mois lors des SSEs (modifié d'après [Dragert et al. \(2004\)](#)).

au Mexique ([Franco et al., 2005](#); [Kostoglodov, 2003](#); [Larson, 2004](#); [Lowry et al., 2001](#); [Radiguet et al., 2012](#)), en Nouvelle Zélande ([Delahaye et al., 2009](#)), en Équateur ([Vallee et al., 2013](#)), au Costa Rica ([Protti et al., 2004](#); [Brown et al., 2005](#)).

1.1.2.2 Les migrations de fluides

L'apparition de séismes se produit également lors de la migration de fluides. Lors de la circulation de ces fluides en profondeur, ceux-ci peuvent faire diminuer les contraintes normales s'appliquant sur une faille, ce qui facilite son glissement et par conséquent, la production de séismes ([Nur et Booker, 1972](#)). La sismicité associée à cette propagation peut être très dense ([Nur, 1974](#)), mais elle ne suit pas forcément la séquence classique des séquences sismiques choc principal/répliques. Dans ces cas là, i.e., quand aucun choc principal n'explique l'étendue spatiale et temporelle de la séquence, on parle d'**essaim sismique** (ou "swarm" en anglais).

L'origine de ces migrations de fluides peut être diverse. La première source est celle liée à l'activité volcanique. De nombreuses études existent sur les essaims sismiques issus d'une intrusion magmatique entraînant des perturbations de contraintes du milieu ([Hill, 1977](#); [Einarsson et Brandsdottir, 1978](#); [Dieterich et al., 2000](#); [Smith, 2004](#)). Ces séquences sismiques peuvent apparaître dans des régions comme au niveau de failles transformantes ([Roland et McGuire, 2009](#)), dans des systèmes hydrothermaux ([Hill et al., 1975](#); [Fischer, 2003](#)), lors de dégazages volatiles comme par exemple de CO_2 ([Prejean, 2003](#); [Hainzl et Ogata, 2005](#)), ou dans des domaines extensifs, comme dans le golf de Corinthe ([Bernard et al., 2006](#); [Kapetanidis et al., 2015](#)).

Une autre composante du déclenchement peut provenir de l'activité humaine. Cette sismicité, appelée **sismicité "induite"** (sous-entendu par l'homme) est au cœur des débats de société actuels (Ellsworth, 2013). Que ce soit lors des fracturations hydrauliques, des pompages de pétroles, d'extractions de gaz (Simpson, 1986; Maury *et al.*, 1992), ou lors de la mise en eaux de barrages (Deng *et al.*, 2010; Hua *et al.*, 2015), des séismes apparaissent en conséquence aux changements de contraintes. Ces séismes peuvent aller de la simple micro-sismicité jusqu'à des séismes de magnitudes très importantes, comme en témoigne la série de grands séismes (trois séismes supérieurs à magnitude 7.5) en Ouzbékistan entre 1976 et 1984 (Bossu *et al.*, 1996).

1.1.2.3 Le continuum de glissement

Il existe donc une grande variété de phénomènes transitoires à travers le monde (voir Figure 1.5). Ces phénomènes se caractérisent par une grande disparité dans leurs durées et dans l'énergie totale qu'ils relâchent.

A partir de tous les événements détectés, Ide *et al.* (2007) proposa de synthétiser cela sous

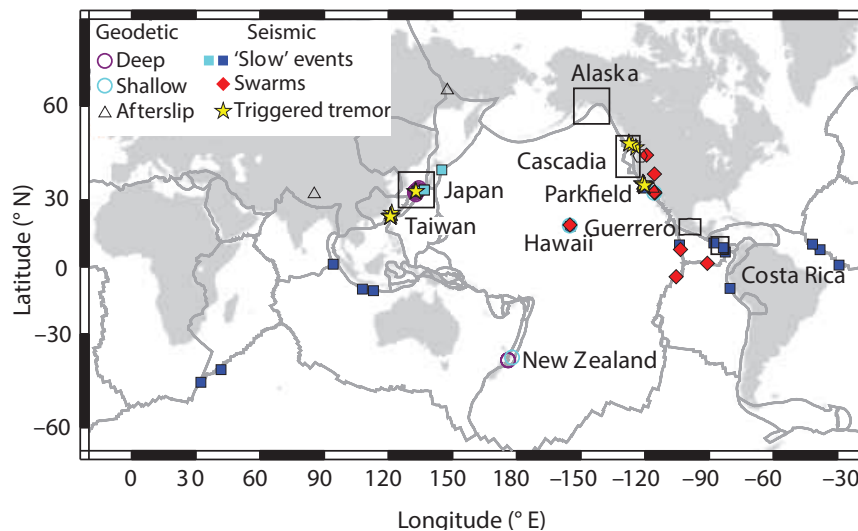


FIGURE 1.5 – Carte des glissements lents détectés par la sismicité et la géodésie. Les régions avec les carrés noirs représentent les zones où se produisent des tremors et des glissements lents simultanément (ETS). Modifié d'après Peng et Gomberg (2010).

forme de graphe montrant le moment sismique de toutes les ruptures en fonction de leurs durées T . Il en définit deux échelles différentes pour les glissements : les ruptures sismiques usuelles montreraient une relation de type $M_0 \propto T^3$, alors que les glissements lents seraient du type $M_0 \propto T$. Peng et Gomberg (2010) compléta ce travail (Figure 1.6) mais suggéra plutôt une continuité dans les phénomènes de ruptures, qui serait pour l'instant incomplète à cause des limites instrumentales que ce soit dans le domaine géodésique ou sismologique.

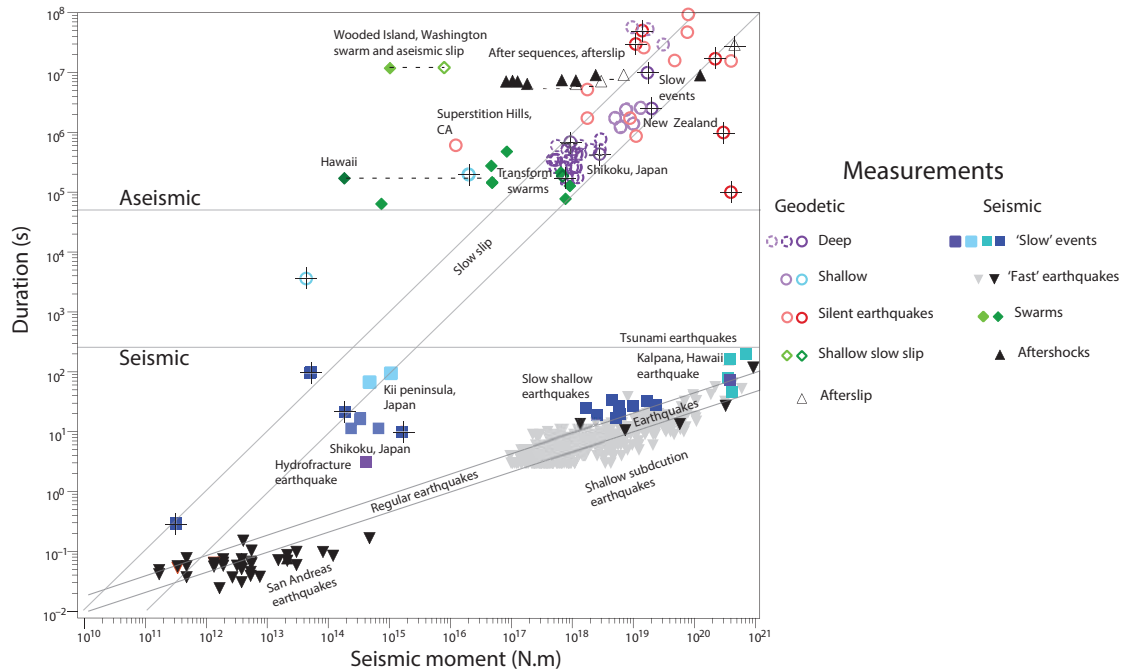


FIGURE 1.6 – Durée de la source en fonction du moment sismique pour différents types de glissements observés. On observe deux grandes tendances (bandes en diagonales) : celle des ruptures sismiques habituelles et celle des glissements lents. D’après [Peng et Gomberg \(2010\)](#).

1.1.3 L’interaction entre séismes

A coté des phénomènes asismiques amorçant la rupture sismique, il existe une dernière composante, dominant la sismicité, qui correspond aux phénomènes d’interactions entre les séismes. L’identification entre répliques et chocs principaux dans les séquences sismiques nécessite une excellente compréhension de ces phénomènes d’interactions, indispensable pour *in fine* identifier les épisodes transitoires.

Pour générer un séisme, il faut donc faire intervenir des forces. Cependant, ces forces n’ont pas besoin d’être importantes ([Grasso et Sornette, 1998](#)). En effet, des faibles perturbations dans le milieu peuvent amener les roches au seuil limite de rupture et déclencher un séisme.

Lors d’un séisme, celui-ci déstabilise les contraintes situées dans une certaine région. Plus un séisme est important et plus la région déstabilisée sera étendue. Ces variations de contraintes peuvent être estimées à partir du glissement co-sismique en utilisant le modèle de Coulomb qui prend en compte les variations des contraintes cisailantes et normales sur les plans de failles. Ce premier mécanisme d’interaction sismique correspond aux **transferts de contraintes statiques**. Ces variations de contraintes diminuent en $1/r^3$ (en champ lointain) avec r correspondant à la distance au choc principal ([Hill et Prejean, 2007](#)).

Un deuxième mécanisme existe et correspond aux **transferts de contraintes dynamiques**. Cette fois-ci ce sont les ondes créées lors du choc principal qui déclenchent la sismicité. La sismicité ponctuelle produite par ce mécanisme permet d’expliquer le déclenchement

sismique à grande distance. En effet, l'amplitude des ondes sismiques décroît moins vite avec la distance : $1/r^2$ pour les ondes de volume et $1/r^{1.5}$ pour les ondes de surface (Hill et Prejean, 2007).

Un exemple frappant de ces mécanismes est la crise sismique qui s'est déroulée en Californie en 1992. Un séisme au niveau de Landers de $M_w = 7.3$ fut suivi par une multitude de répliques où les variations de contraintes de Coulomb ont été les plus grandes (King *et al.* (1994), voir Figure 1.7). Suite à ce séisme (2.5 h après), un autre séisme important à Big Bear (40 km à l'ouest de Landers), se produisit et une augmentation de la sismicité a été détectée jusqu'à plus de 1000 km (Hill *et al.*, 1993; Anderson *et al.*, 1994).

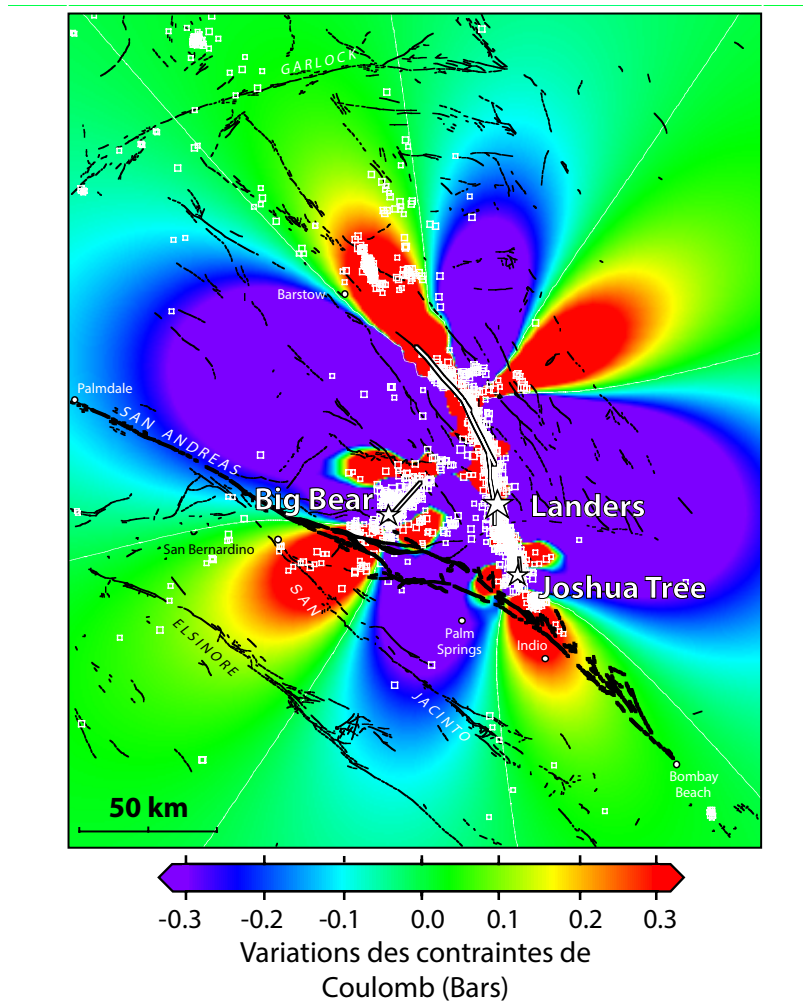


FIGURE 1.7 – Évaluation des variations des contraintes de Coulomb statiques $\Delta\sigma_f$ après les séismes de Landers (étoiles blanches), Joshua Tree et Big Bear en 1992. On note que les séismes (carrés blancs) se produisent majoritairement là où les variations de $\Delta\sigma_f$ sont les plus grandes. D'après King *et al.* (1994).

On comprend aisément que les gros séismes ont une influence importante dans les processus de déclenchement. Cependant, ceux-ci représentent aussi les événements les plus rares de la sismicité. Hanks (1992) a suggéré l'importance des petits séismes dans ces mécanismes de déclenchement. Des études ont montré que ceux-ci génèrent également de la sismicité à proxi-

mité de leur zone de rupture ([Rubin, 2002](#); [Hainzl, 2002](#)). [Helmstetter \(2003\)](#) va plus loin en suggérant que la taille d'un séisme déclenché n'est absolument pas dépendante de la magnitude du séisme principal et [Helmstetter *et al.* \(2005\)](#) montrent que s'ils sont pris collectivement, les petits séismes ont la même influence qu'un gros séisme sur les changements de contraintes.

Chapitre 2

La statistique des séismes

Sommaire

2.1 Lois d'échelle	38
2.1.1 La loi d'Omori-Utsu	38
2.1.2 La relation de Gutenberg-Richter	39
2.1.3 La loi de productivité	40
2.1.4 Relation entre moment sismique M_0 , déplacement moyen $\bar{D}$ et chute de contrainte $\Delta\sigma$.	40
2.1.5 La longueur de rupture d'un séisme	41
2.1.6 Distribution spatiale des répliques	42
2.2 Les différentes méthodes de declustering	43
2.2.1 Introduction : la sismicité, un phénomène poissonien ?	43
2.2.2 La méthode de declustering de Gardner et Knopoff (1974)	44
2.2.3 La méthode de declustering de Reasenberg (1985)	44
2.2.4 Conclusion	45

Au début du XX^{ième} siècle, Galitzin (1862-1916) développa le premier sismomètre électromagnétique, qui fut à la base des sismomètres modernes. Au cours de ce siècle, ceux-ci se perfectionnèrent et se généralisèrent. Cela permit de produire des catalogues de sismicité de plus en plus dense caractérisant des secteurs locaux, régionaux puis mondiaux. A travers ces informations, des caractéristiques moyennes pour l'ensemble des séismes ont émergé, ce qui a permis de déterminer des lois mathématiques empiriques.

Grâce aux catalogues de séismes, leurs localisations, leurs récurrences et leurs puissances potentielles peuvent être évaluées.

Ce sont les **"Lois d'échelle"**, utiles pour modéliser et caractériser les séismes.

2.1 Lois d'échelle

Il existe un certain nombre de lois d'échelle en sismologie. Elles permettent de caractériser une population de séismes peu importe leur taille ou leur puissance. Nous présentons ici celles que nous utiliserons dans cette thèse.

2.1.1 La loi d'Omori-Utsu

A la fin du XIX^{ième} siècle, Fusakichi Omori, sismologue japonais, étudia les répliques générées par le séisme de Nobi (Mino-Owari), qui se produisit au centre du Japon, en 1891. Il observa que la fréquence du taux de répliques diminuait de jours en jours, et de mois en mois ([Omori, 1894](#)). Il exprima alors ses observations selon une loi exprimant le nombre de répliques n au cours du temps t :

$$n(t) = \frac{\kappa}{(t + c)} \quad (2.1)$$

dans laquelle κ et c sont des termes constants et représentent respectivement la productivité et le temps à partir duquel il est possible de dénombrer les répliques. Cette formule d'Omori fut appliquée avec succès à d'autres séismes : le séisme de Nankai de 1854 ; celui de Nemuro-Oki en 1894 ; de Formosa en 1904 ; Zenkoji en 1847 ; Kyoto en 1830 ; Anegawa en 1909 ; Avezzano en 1915 ; Shimabara en 1922 ; Kanto en 1923 ; Tango en 1927 ; ou encore Sanriku en 1933 ([Utsu et al., 1995](#)).

Cependant, [Utsu \(1957\)](#) montra que la décroissance des répliques de plusieurs autres séismes était plus rapide que celle décrite dans la loi d'Omori. Il modifia alors cette loi, appelée maintenant la "loi d'Omori-Utsu", en :

$$n(t) = \frac{\kappa}{(t + c)^p} \quad (2.2)$$

où p est une constante décrivant la décroissance temporelle qu'il trouva environ égale à 1.4 dans ses études. Après plusieurs autres observations, ce paramètre est plutôt évalué comme étant

compris entre $[0.3 \ 2]$, mais plus précisément entre $[0.8 \ 1.2]$ dans les environnements tectoniques.

2.1.2 La relation de Gutenberg-Richter

La loi d'échelle la plus connue en sismologie est probablement la "loi de Gutenberg Richter" ("G-R law"). Cette loi est une formule empirique déterminée par [Gutenberg et Richter \(1944\)](#), qui énonce le lien entre les fréquences d'occurrences des séismes et les magnitudes de ceux-ci selon :

$$\log_{10} N(M) = a - bM \quad (2.3)$$

où $N(M)$ représente le nombre d'événements qui possèdent des magnitudes supérieures à M . Grâce à cette loi, on peut estimer le nombre moyen de séismes durant une période et dans une région donnée. Dans cette loi, a et b sont des constantes qui dépendent de la région choisie, bien que b soit une valeur admise autour de 1, mais tous les catalogues sismiques suivent cette loi logarithmique reliant le nombre de séismes et l'énergie libérée.

En utilisant un catalogue plus récent, comme celui du Japon entre 1990 et 2015, on retrouve bien cette relation de Gutenberg-Richter (voir Figure 2.1). Cependant cette loi n'est valable qu'à partir d'une magnitude M_c . En effet, avant cette magnitude, on observe une lacune d'observation dans la sismicité, qui est liée au réseau sismologique. Selon la densité et/ou la sensibilité des sismomètres, le seuil limite de détection des séismes sera différent. Cette magnitude M_c définit alors la magnitude minimale à partir de laquelle la quasi-totalité des événements sismiques sera détectée.

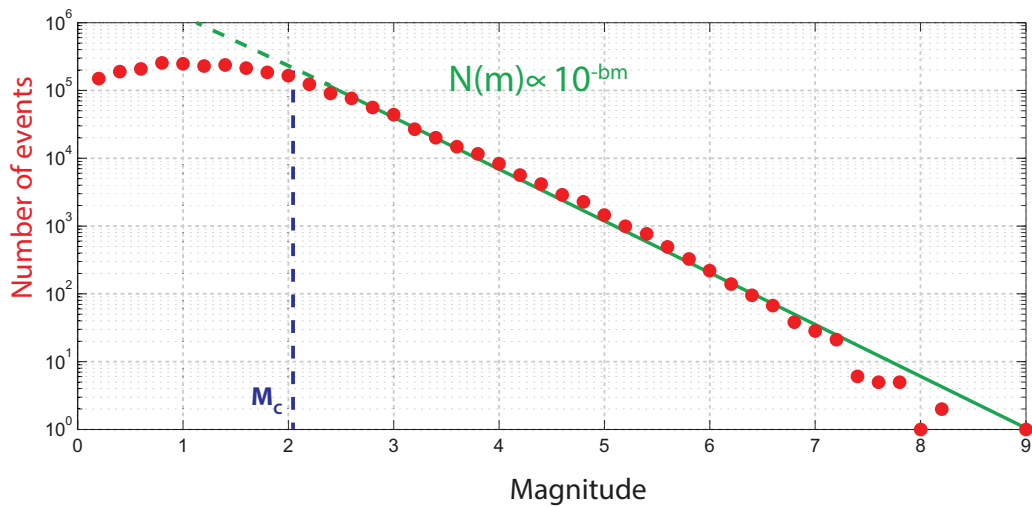


FIGURE 2.1 – Loi de Gutenberg-Richter (en vert) pour le catalogue de sismicité du JMA pour la zone du Japon entre 1990 et 2015. Dans ce cas, le nombre $N(m)$ varie avec $b = 0.75$.

2.1.3 La loi de productivité

La loi de productivité permet de définir le nombre de répliques qui sera généré pour un séisme de magnitude m . Elle s'écrit :

$$\kappa = \kappa_0 e^{\alpha(m-M_C)} \quad (2.4)$$

avec κ_0 et α des constantes. κ_0 dépend de la région donnée tandis que α typiquement de l'ordre de 2 (Hainzl et Marsan, 2008; Helmstetter, 2003; Helmstetter *et al.*, 2005).

2.1.4 Relation entre moment sismique M_0 , déplacement moyen $\bar{D}$ et chute de contrainte $\Delta\sigma$.

Eshelby (1957) s'intéressa à la propagation d'une fracture dans un milieu élastique isotrope. Il détermina la relation suivante entre la propagation d'un défaut et la contrainte :

$$\Delta u(x) = \frac{7\pi}{12} \frac{\Delta\sigma}{G} a \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2}} \quad (2.5)$$

Dans cette équation, Δu représente le déplacement (i.e la propagation de la fracture) selon x , $\Delta\sigma$ est la chute de contrainte liée à la fracture, G la rigidité et a correspond à la moitié de la longueur du défaut.

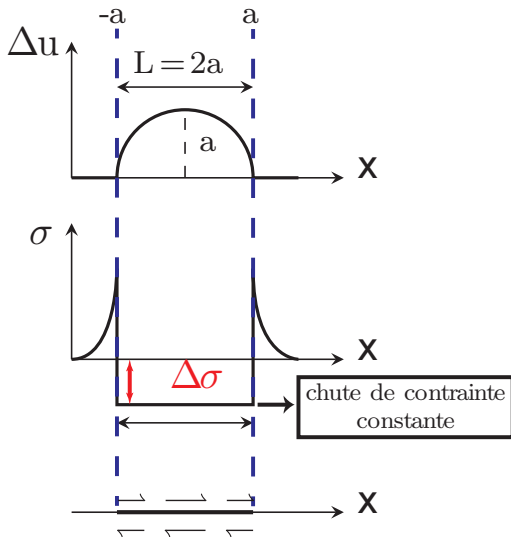


FIGURE 2.2 – Schéma représentant l'évolution des contraintes et des déplacements lors d'une rupture. Nous voyons que les contraintes aux bords de la rupture ($-a$ et a) tendent vers l'infini, puis chutent brutalement générant une chute de contrainte constante en temps. Le glissement associé peut être décrit par l'équation :

$$\Delta u(x) = \frac{7\pi}{12} \frac{\Delta\sigma}{G} a \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2}}.$$

Dans cette équation, le déplacement maximal Δu_{max} est obtenu pour $x=0$. Nous pouvons par conséquent écrire :

$$\Delta u(0) \propto \frac{\Delta\sigma}{G} a \quad (2.6)$$

En remplaçant Δu par le déplacement moyen $\bar{D}$ produit lors du crack et $a \propto L$, on obtient :

$$\bar{D} \propto \frac{\Delta\sigma}{G} L \quad (2.7)$$

D'autre part, lorsqu'un séisme se produit, l'énergie émise peut se calculer grâce à son moment sismique M_0 . Cette grandeur s'obtient à partir de trois paramètres caractéristiques : la rigidité du milieu G , la surface sur laquelle le séisme s'est produit L^2 et son déplacement moyen $\bar{D}$. Ainsi, d'après [Aki \(1966\)](#), le moment sismique M_0 est égal à :

$$M_0 = G.L^2.\bar{D} \quad (2.8)$$

Grâce à ces équations 2.7 et 2.8, on observe que :

$$M_0 = G.L^2.\frac{\Delta\sigma}{G}L \Rightarrow M_0 \propto \Delta\sigma L^3 \quad (2.9)$$

En conclusion, l'énergie émise M_0 lors d'un séisme est alors simplement proportionnelle à la chute de contrainte $\Delta\sigma$ et au cube de la longueur L de la faille qui a joué pour ce séisme.

2.1.5 La longueur de rupture d'un séisme

En représentant le logarithme du moment sismique M_0 en fonction du logarithme de la longueur de la faille, il a été observé que pour une majorité des séismes, les points décrivent une relation quasi-linéaire entre ces deux grandeurs (Figure 2.3). Cette pente est délimitée par

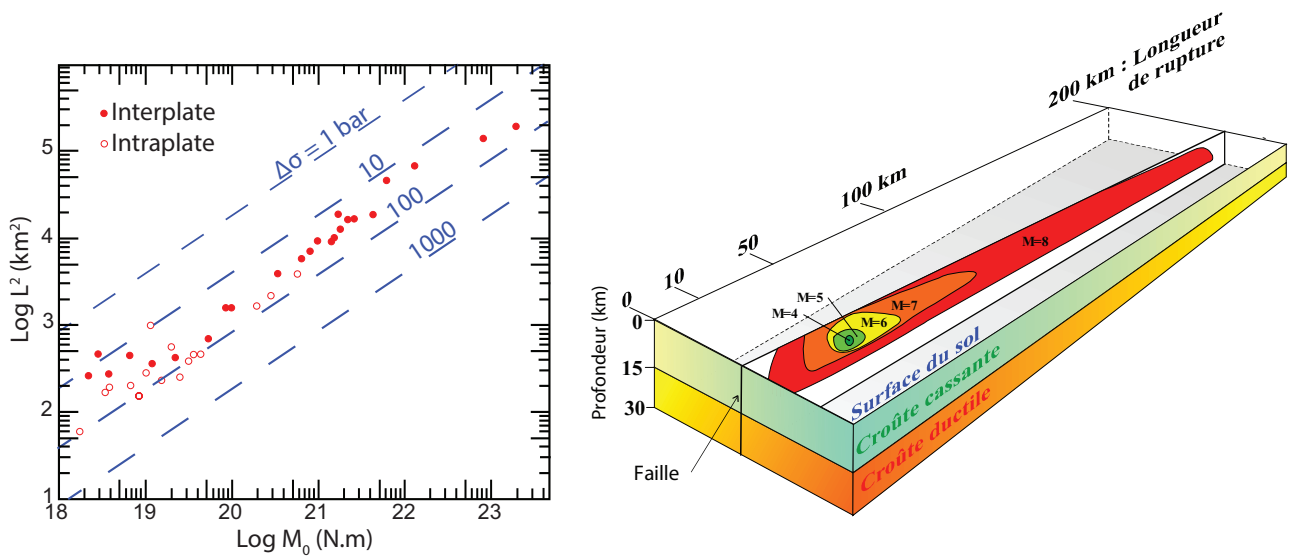


FIGURE 2.3 – A gauche : Loi d'échelle des séismes concernant le moment sismique M_0 en fonction de la surface L^2 de la faille (d'après [Kanamori et Anderson \(1975\)](#)). A droite : représentation de la loi d'échelle entre la longueur de rupture et la magnitude des séismes.

deux bornes : 10^6 Pa et 10^7 Pa, indiquant la chute de contrainte $\Delta\sigma$ nécessaire pour la genèse des séismes. Cela montre que la chute de contrainte est relativement constante quelque soit la taille du séisme et que, par conséquent :

$$M_0 \propto L^3 \quad (2.10)$$

De plus, la magnitude de moment M_w a été définie par [Kanamori \(1977\)](#) et s'écrit comme :

$$M_w = \frac{2}{3} \log_{10}(M_0) - 10.73 \quad (2.11)$$

où M_0 est dans ce cas précis exprimé en dyn-cm. Avec ces deux équations [2.10](#) et [2.11](#), il est possible de retrouver la longueur de rupture en fonction de la magnitude de moment tel que :

$$L \propto 10^{\frac{1}{2}M_w} \quad (2.12)$$

Cette relation entre la longueur de rupture et la magnitude sera celle que nous utiliserons dans notre modèle par la suite.

2.1.6 Distribution spatiale des répliques

Après un séisme, la distribution spatiale des répliques de celui-ci n'est pas homogène. Ainsi, la densité linéaire long-terme p des répliques à une distance r du choc principal s'écrit :

$$p(r) \sim (r + L)^{-\xi} \quad (2.13)$$

Ainsi, en champ lointain, i.e., quand $r \gg L$, $p(r) \sim r^{-\xi}$, la densité linéaire p décroît en loi puissance avec la distance r . En champ proche, quand $r \ll L$, cette relation tend vers une constante $p(r) \sim L^{-\xi}$. L'exposant ξ varie selon les études ([Marsan et Lengline, 2010](#); [Felzer et Brodsky, 2006](#); [Helmstetter et Sornette, 2003b](#); [Console et al., 2003](#); [Zhuang et al., 2004](#)). Dans les modèles probabilistes permettant de caractériser les répliques, ce type de modèle est fréquemment utilisé mais d'autres existent et prédisent des comportements différents en champ proche ([Moradpour et al., 2014](#); [Hainzl et al., 2014](#)).

Les lois d'échelle donnent ainsi des caractéristiques correspondantes à la grande majorité de la sismicité. Cependant, des séismes ou des séquences sismiques ne suivent pas certaines de ces relations.

2.2 Les différentes méthodes de declustering

Généralement, les chercheurs étudiant la sismicité séparent les séismes selon 2 grands types : les séismes indépendants les uns des autres et les séismes interdépendants comme les précurseurs, les chocs principaux et les répliques. Les séismes du premier type sont la plupart du temps générés par des phénomènes de chargement tectonique, ou encore par des contraintes transitoires générant ainsi des séquences sismiques particulières : les essaims sismiques. Les autres séismes sont reliés entre eux par des changements dans les contraintes statiques ou dynamiques, produits par l'effet des séismes antérieurs. Le but, toujours d'actualité, est alors de séparer les événements sismiques dans ces deux grandes classes : c'est le **"declustering"**.

Cette séparation est nécessaire dans des cas allant de l'estimation de l'aléa sismique, pour quantifier les séquences sismiques ou, dans notre cas, pour isoler la sismicité de fond.

Depuis environ 50 ans, les chercheurs expérimentent plusieurs méthodes de declustering, de plus en plus complexes avec le temps.

2.2.1 Introduction : la sismicité, un phénomène poissonien ?

L'idée principale du declustering a été de séparer la sismicité entre une partie poissonnienne (considérée comme la sismicité de fond) et les répliques. Un phénomène poissonien est un phénomène pour lequel chaque événement se produit indépendamment du temps écoulé depuis l'événement précédant. Cela s'écrit mathématiquement :

$$P_{\lambda}(k) = e^{-\lambda} \frac{\lambda^k}{k!} \quad (2.14)$$

avec $P_{\lambda}(k)$, la probabilité d'avoir k événements et λ , le nombre moyen d'événements .

Dans un premier temps, les sismologues ont découvert que la sismicité n'était pas un phénomène poissonnien que ce soit sur des catalogues de sismicité locaux ([Knopoff, 1964](#)) ou mondiaux ([Aki, 1956](#)). Cependant, en 1974, Knopoff et Gardner renouvelèrent l'expérience pour le sud de la Californie, mais en décidant de supprimer les séquences de répliques associées aux séismes, et découvrirent que les séismes suivaient bien une loi poissonnienne. D'autres modèles, tel que les modèles poissonniens non-stationnaires ([Zheng et Vere-Jones, 1994](#)) ou ceux dits "renewals models" considérant les séismes comme des phénomènes quasi-périodiques ([Nishenko et Buland, 1987](#); [Sykes et Menke, 2006](#)) existent et permettent dans certains cas d'expliquer la sismicité d'une région, offrant ainsi un autre point de vue sur la sismicité.

2.2.2 La méthode de declustering de [Gardner et Knopoff \(1974\)](#)

Au milieu des années 1970, [Gardner et Knopoff \(1974\)](#) proposent une méthode simple reposant sur l'estimation de l'influence spatiale et temporelle d'un séisme. Pour cela, ils ont produit, de manière empirique pour la Californie, le tableau ci-dessous :

Magnitude M	L (Km)	T (jours)
2.5	19.5	6.
3.0	22.5	11.5
3.5	26.	22.
4.0	30.	42.
4.5	35.	83.
5.0	40.	155.
5.5	47.	290.
6.0	54.	510.
6.5	61.	790.
7.0	70.	915.
7.5	81.	960.
8.0	94.	985.

TABLE 2.1 – Tableau indiquant l'influence spatio-temporelle après un séisme de magnitude M , pour la Californie, d'après [Gardner et Knopoff \(1974\)](#).

Par la suite, ils supposent simplement que tous les séismes se situant dans l'intervalle spatio-temporel de la zone d'influence d'un séisme sont des répliques de ce séisme. Les séismes hors de cette zone sont caractérisés comme étant indépendants.

Cependant, cette sélection dépend fortement des valeurs d'influences spatio-temporelles des séismes. De plus, cela ne permet pas de déterminer les essaims sismiques qui sont, pour une très grande majorité, contenus dans ces zones d'influences spatio-temporelles des séismes, alors que ceux-ci sont généralement décrits comme des événements indépendants les uns des autres.

2.2.3 La méthode de declustering de [Reasenberg \(1985\)](#)

[Reasenberg \(1985\)](#) développe une méthode, à partir du travail de [Savage \(1972\)](#), consistant à identifier les répliques en les liant à des séquences sismiques. Ce travail repose davantage sur des modèles physiques faisant intervenir les concepts de moment sismique, de rupture statique d'[Eshelby \(1957\)](#) et la relation moment-magnitude. Ainsi, l'étendue spatiale de la zone d'interaction d dépendant de la magnitude M est définie comme :

$$\log(d) = 0.4M - 1.943 + k \quad (2.15)$$

où $k=1$ si on considère la distance entre le séisme considéré et le plus gros séisme M_{max} ou $k=0$ si c'est le dernier séisme de la séquence qui est choisi ([Molchan et Dmitrieva, 1992](#)). L'étendue

temporelle de cette méthode est quant à elle déterminée avec :

$$\tau = \frac{-t \ln(1 - P)}{10^{2(M_{max} - M_c - 1)/3}} \quad (2.16)$$

où P représente la probabilité d'observer un certain nombre d'événements entre $[t, t + \tau]$, faisant intervenir un processus de Poisson hétérogène et la loi d'Omori.

Ce modèle est ainsi un des premiers prenant compte des caractéristiques physiques pour cette séparation entre sismicité de fond et répliques.

2.2.4 Conclusion

Le problème des méthodes précédemment décrites est qu'elles font intervenir des constantes qui sont déterminées par l'opérateur, donc fixées de manière subjective. De plus, ces techniques proposent une séparation binaire dans les événements : soit les événements sont des répliques et sont liés à des processus de déclenchements sismiques, soit ce sont des séismes isolés et sont donc liés au taux de chargement tectonique.

Une autre méthode existe et propose que cette séparation ne soit plus binaire, mais calculée de manière probabiliste. Ainsi, chaque événement possède une part plus ou moins importante de ces deux composantes : c'est le modèle "ETAS".

Deuxième partie

Modèle

Chapitre 3

Modèle

Sommaire

3.1	Hypothèses principales de travail	50
3.2	Le Modèle ETAS	52
3.2.1	L'influence temporelle $\nu_t(t)$	52
3.2.2	Influence spatiale $\nu_r(x, y)$	53
3.2.3	Influence spatio-temporelle pour un séisme i	55
3.2.4	Optimisation des paramètres ETAS	55
3.2.5	Algorithme de l'hypothèse nulle	58
3.3	Tests de la convergence	59
3.4	Évolution locale du taux de sismicité de fond	62
3.5	Comparaison des modèles	63
3.6	Comparaison avec catalogues synthétiques : Méthode de Monte-Carlo	64
3.7	Exemple : Détection d'un essaim sismique dans un catalogue synthétique	67
3.8	Variante du modèle : cellules spatiales polygonales	68

3.1 Hypothèses principales de travail

Dans cette thèse, nous recherchons les épisodes de phénomènes transitoires *via* l'évolution de la sismicité. Pour ce faire, nous faisons plusieurs hypothèses de travail :

Séparation de la sismicité La sismicité peut être modélisée comme résultant de la superposition de 2 processus de chargement, donnant naissance à deux composantes : un terme de sismicité de fond, noté μ et un terme d'interaction entre séisme/séismes antérieurs, noté ν . Le taux d'occurrence des séismes en temps et espace $\lambda(x, y, t)$ s'écrit alors comme :

$$\lambda(x, y, t) = \mu(x, y, t) + \nu(x, y, t) \quad (3.1)$$

Par simplicité, il est généralement admis que l'on peut découpler temps et espace pour le terme d'interaction généré par un séisme de magnitude m :

$$\nu(x, y, t|m) = \nu_r(x, y|m) \times \nu_t(t|m)$$

En effet, [Marsan et Lengline \(2008\)](#) ont montré qu'il existe une diffusion très lente quand on couple ν_r et ν_t , démontrant que ν_r dépend très faiblement du temps. Dans l'équation 3.1, le terme $\mu(x, y, t)$ est un terme indépendant de toute sismicité antérieure et lié à une activité sismique "spontanée". De par ses caractéristiques, ce terme ne peut pas être modélisé a priori pour un catalogue de sismicité car il dépend des différents couplages/forçages spécifiques à la zone d'étude. Cependant, il est possible d'estimer $\mu(x, y, t)$: le terme $\nu(x, y, t)$ est modélisable grâce aux différentes lois d'échelle sur les séismes (voir chapitre 2), et $\lambda(x, y, t)$ étant connu, on peut déduire μ . Dans la suite, nous détaillerons les étapes permettant de calculer $\nu(x, y, t)$.

Augmentation du taux de fond De récents travaux dans le domaine de la sismologie ont montré la participation de phénomènes asismiques locaux au niveau de la zone sismogénique (pour revues : [Schwartz et Rokosky \(2007\)](#); [Peng et Gombert \(2010\)](#)). Si ces phénomènes se déroulent à proximité de failles à la limite de la rupture et situées dans la zone sismogénique, ils peuvent changer la dynamique sismique localement et durant l'occurrence du phénomène. L'apparition de ces phénomènes peut ajouter du chargement et donc augmenter la sismicité de fond. En résumé, on suppose que la sismicité de fond évolue tel que :

- $\mu(x, y) = \text{constant } \forall t$ (aux échelles de temps de quelques années) si le chargement tectonique est la seule source de chargement.
- $\mu(x, y, t)$ si le chargement n'est pas constant en temps, i.e., quand un phénomène transitoire apparaît. Quand ce dernier s'arrête, le chargement retourne à $\mu(x, y)$.

Phénomènes transitoires de courtes durées Les phénomènes transitoires ont une grande variabilité temporelle : ils peuvent durer quelques heures à plusieurs mois (voir section "Le continuum de glissement"). Ici, nous recherchons des phénomènes qui ne dominent pas la sismicité dans l'intervalle de temps que nous analysons (typiquement sur des années ou des décennies). Historiquement, plusieurs études ([Daniel *et al.*, 2011](#); [Marsan *et al.*, 2013a](#)) se sont focalisées sur une étude locale de la sismicité d'évènements transitoires. Dans ces études, le calcul de la sismicité de fond était très long et lourd, puisque ces modélisations passaient par une optimisation pas à pas du taux de sismicité de fond via l'optimisation du paramètre d'interaction entre les séismes. Dans notre cas, nous analysons la sismicité régionale en montrant qu'il est possible de la modéliser en faisant l'hypothèse d'un taux de fond stationnaire au premier abord. Cette modélisation s'effectue par l'estimation optimisée de différents paramètres contrôlant les caractéristiques de cette sismicité. La participation de phénomènes transitoires perturbera le taux de fond (qui sera variable en temps), mais ne représentera qu'une modification du deuxième ordre de ce modèle, n'affectant pas (ou très peu) les différents paramètres caractéristiques de la sismicité.

Hypothèse du point source Dans cette thèse, nous simulons un séisme comme un point source, i.e., se localisant à une position unique (au niveau de l'épicentre) et se déclenchant à un temps t ponctuel. Dans la réalité, un séisme correspond à la propagation d'une rupture le long d'une faille, donc à une dislocation de taille finie et non ponctuelle. Plusieurs auteurs, comme [Hainzl *et al.* \(2008\)](#), ont analysé l'impact de cette hypothèse dans le cas de modèle ETAS. Ils ont démontré que l'estimation des paramètres contrôlant la sismicité était fortement biaisée si cette hypothèse, se traduisant par une distribution isotrope de la zone de répliques, était faite. Nous nous focaliserons sur cet aspect dans le chapitre 4 et nous montrerons les limites de cette hypothèse ponctuelle.

Hypothèse 2D Dans ce travail, nous nous plaçons en deux dimensions (2D) en utilisant les coordonnées épicentrales des séismes. En effet, la profondeur des séismes est souvent mal contrainte. En ignorant cette profondeur, le traitement devient plus simple. Dans les contextes de subduction, cette solution peut également être une bonne hypothèse si la taille de la zone étudiée est très supérieure à l'épaisseur du slab et si la sismicité crustale est faible. Nous étudierons le biais que cette approximation 2D de la sismicité dans le chapitre 4.

3.2 Le Modèle ETAS

Alternativement aux méthodes de distinctions déterministes, l'idée de séparation probabiliste entre la composante de fond et de la composante déclenchée a fait son apparition avec [Kagan et Knopoff \(1978\)](#). Ils assumèrent que le taux de fond sismique était stationnaire et homogène pour une région. [Ogata \(1988, 1998\)](#) proposa une méthode basée sur les modèles de regroupement, appelée le modèle "ETAS" (pour "Epidemic-Type Aftershock Sequence"). Le cœur de cette méthode stochastique est d'une part l'estimation du taux de la sismicité de fond, en assumant toujours être homogène en espace et stationnaire, et d'autre part la modélisation du terme d'interaction entre les séismes. Ce terme d'interaction repose sur plusieurs relations mathématiques empiriques décrites précédemment :

- La loi de Gutenberg-Richter
- La loi d'Omori
- La loi de productivité
- La distribution spatiale des répliques

[Zhuang et al. \(2002, 2011\)](#) perfectionna ce modèle en utilisant une sismicité de fond dépendante uniquement de l'espace. Nous proposons dans cette thèse une méthode afin d'estimer ce taux de fond en fonction de l'espace ET du temps et donc permettant de rendre compte de transitoires sismiques.

3.2.1 L'influence temporelle $\nu_t(t)$

L'influence temporelle pour un séisme se détermine en utilisant la relation d'Omori-Utsu (équation 2.2), et également la loi de productivité (équation 2.4). Ainsi, l'influence temporelle d'un séisme de magnitude m après un temps t se définit :

$$\nu_t(t|m) = \frac{\kappa_0 e^{\alpha(m-M_0)}}{(t+c)^p} \quad (3.2)$$

Cette dernière équation peut se reformuler sous la forme d'une densité. Dans ce cas, nous aurions :

$$\nu_t(t) = (p-1)c^{p-1}(t+c)^{-p} = \frac{p-1}{c} \left(1 + \frac{t}{c}\right)^{-p} \quad (3.3)$$

ce qui implique que l'équation 3.2 se réécrit selon :

$$\nu_t(t|m) = \nu_t(t) \times \kappa'_0 e^{\alpha(m-M_0)} \quad (3.4)$$

avec

$$\kappa'_0 = \frac{\kappa_0}{(p-1)c^{(p-1)}} \quad (3.5)$$

3.2.2 Influence spatiale $\nu_r(x, y)$

A partir de l'équation 2.13, il est possible de déterminer la distribution des séismes après un choc principal. Dans notre cas, nous souhaitons que la fonction de répartition liée à cette équation soit égale à 1 tel que :

$$\int_0^\infty p(r)dr = \int_0^\infty 2\pi r \nu_r(r)dr = 1$$

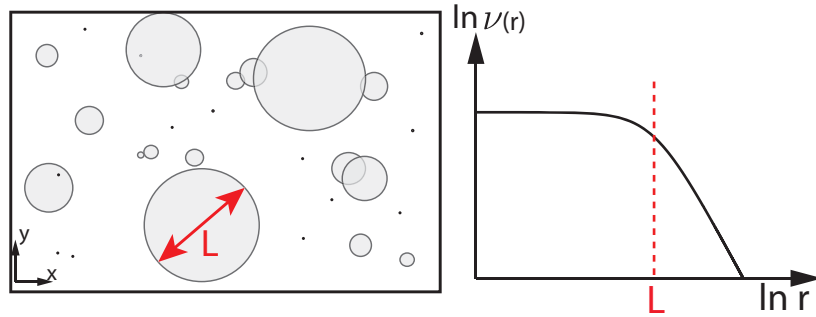


FIGURE 3.1 – A droite : distribution aléatoire de la sismicité avec des séismes possédant leurs maximums d'influences spatiales dans une zone repérée par un disque de diamètre L . A gauche : Évolution de l'influence spatiale des séismes par rapport à la distance r .

Schématiquement et suivant nos hypothèses de travail, dans une zone que nous supposons en 2D (voir Figure 3.1), nous pouvons caractériser un séisme quelconque à l'aide de sa zone d'influence spatiale (Figure 3.1) liée à sa longueur de rupture L , elle-même dépendante de la magnitude m du séisme.

Dans notre modèle, nous recherchons une évolution de la sismicité de fond pour une surface. Par conséquent, nous devons exprimer la densité de probabilité non pas à l'aide d'une densité linéaire (selon r), mais d'une densité surfacique (fonction de x et y). Dans ce but, nous utilisons l'influence spatiale selon une loi puissance décroissante, utilisée par Marsan *et al.* (2013a) :

$$\nu_r(x, y) = \frac{(\gamma - 1)L^{\gamma-1}}{2\pi(r^2 + L^2)^{\frac{\gamma+1}{2}}} \quad (3.6)$$

avec

$$L(m) = L_0 10^{0.5(m-M_0)} \quad (3.7)$$

Dans cette loi, tant que $r < L$, nous nous situons dans la région où l'influence du séisme est la plus forte ; puis à partir de L , l'influence décroît en $r^{-(1+\gamma)}$, respectant les critères de l'équation 2.13. Il est également nécessaire de calibrer la longueur $L(m)$ à l'aide du paramètre L_0 correspondant à la rupture d'un séisme de magnitude M_0 .

Cependant, cette formulation n'est pas idéale. En effet, quand $r = 0$, nous en déduisons que :

$$\nu_r(r = 0) = \frac{(\gamma - 1)}{2\pi L^2}. \quad (3.8)$$

Finalement, en utilisant les deux densités ν_r et ν_t ainsi que l'équation 3.7, nous obtenons :

$$\nu(r=0, t) = \nu_r(r=0) \times \nu_t(t) \times \kappa'_0 e^{\alpha(m-M_0)} \sim (t+c)^{-p} \times e^{(\alpha-\ln 10)m}. \quad (3.9)$$

Ce résultat entraine alors que pour les cas où $\alpha \neq \ln 10 \simeq 2.3$, la densité de répliques à $r=0$ dépend de m . Or à $r=0$, la chute de contrainte est la même pour tous les séismes (voir section 2.1.5), et on s'attend par conséquent à trouver un déclenchement indépendant de m . Zhuang *et al.* (2002, 2004) résout ce problème en utilisant une longueur de rupture $L(m) \sim e^{\frac{1}{2}\alpha m}$. Mais cette longueur de rupture n'est pas conforme avec les observations (Wells et Coppersmith, 1994), ni avec les lois d'échelle précédemment expliquées. Dans cette thèse, nous prenons donc le parti de respecter les longueurs de ruptures théoriques, i.e., $L(m) \sim 10^{0.5m}$. Le problème est moindre si α est proche de $\ln 10$, ce qui est le cas dans nos études (Reverso *et al.*, 2015). Pour concilier une longueur de rupture correcte et un terme d'interaction $\nu(r=0|t)$ indépendant de m , cela nécessiterait d'introduire un troisième régime en ν_r (Moradpour *et al.*, 2014).

Taux de branchement ("branching ratio") (Helmstetter et Sornette, 2003a; Sornette et Werner, 2005b,a) Le taux de branchement n ("branching ratio") correspond au nombre moyen de répliques de première génération après un séisme parent, sur une durée et une surface infinie.

Ce paramètre peut être estimé à partir du terme d'interaction ν . Pour un séisme i de magnitude m_i , son nombre de répliques n' après un temps infini et une surface infiniment grande est défini comme :

$$n'(m_i) = \int_0^\infty \nu_t(t|m_i) dt \times \int_0^\infty 2\pi r \nu_r(r) dr. \quad (3.10)$$

Par normalisation, le deuxième terme de cette équation est égal à 1, d'après 3.2.2. Par conséquent, pour $p > 1$, on a :

$$n'(m_i) = \int_0^\infty \nu_t(t|m_i) dt = \kappa_0 e^{\alpha(m_i-M_0)} \frac{1}{1-p} [(t+c)^{1-p}]_0^\infty \quad (3.11)$$

$$= \frac{\kappa_0 e^{\alpha(m_i-M_0)}}{p-1} c^{1-p} \quad (3.12)$$

Cette équation est valable uniquement pour $p > 1$. En effet, dans les cas où $p < 1$, il en résulte une divergence de la valeur de n' qui tendrait alors vers l'infini. Le taux de branchement n correspond à la moyenne des valeurs $n'(m)$. Ici, on peut l'écrire comme :

$$n = E\{n'(m)\} \quad (3.13)$$

$$= \frac{\kappa_0 c^{1-p}}{p-1} E\{e^{\alpha(m_i-M_0)}\} = \frac{\kappa_0 c^{1-p}}{p-1} \times \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N e^{\alpha(m_i-M_0)} \quad (3.14)$$

Pour un régime stationnaire, ce taux de branchement doit être inférieur à 1. Pour $n > 1$, la sismicité augmenterait de manière exponentielle, ce qui poserait des problèmes dans les cas de simulations.

3.2.3 Influence spatio-temporelle pour un séisme i

Grâce aux équations 3.6 et 3.2, le terme d'interaction pour un séisme i se calcule comme la somme des termes d'interaction des $j^{\text{èmes}}$ séismes antérieurs tel que :

$$\nu_i = \nu(x_i, y_i, t_i) = \sum_{j|t_j < t_i} \nu_t(t_i - t_j | m_j) \times \nu_r(x_i - x_j, y_i - y_j | m_j) = \kappa_0 f_i \quad (3.15)$$

avec

$$f_i = \sum_{j=1}^{i-1} \frac{e^{\alpha(m_j - M_0)}}{(t_{i,j} + c)^p} \times \frac{(\gamma - 1)L_j^{\gamma-1}}{2\pi(r_{i,j}^2 + L_j^2)^{(\gamma+1)0.5}} \quad (3.16)$$

et

$$t_{i,j} = t_i - t_j \quad r_{i,j} = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2}$$

Ce terme f_i est indépendant de K_0 , et sera une écriture utile au moment de l'optimisation du modèle (section 3.2.4).

3.2.4 Optimisation des paramètres ETAS

Le calcul du terme de sismicité de fond $\mu(x, y)$ indépendant du temps, mais variable en espace, correspond à l'hypothèse nulle H_0 de notre modèle. Nous cherchons dans un premier temps à l'optimiser (ce que nous réalisons dans cette partie), pour ensuite, relâcher cette hypothèse de stationnarité. Ce terme de sismicité de fond, variable en espace, dépendra du choix des paramètres ETAS $\theta = [\alpha, p, c, \gamma, L_0, K_0]$ utilisé lors de l'estimation du terme $\nu(x, y, t)$. Ici, nous voulons estimer la meilleure solution pour $\mu(x, y)$, i.e., celle qui correspond le mieux à la réalité. Pour cela, nous déterminons la fonction coût J , qui permet de quantifier la variation entre le résultat et la réalité, dans l'optique de minimiser cet écart.

Définition de la fonction coût (Ogata, 1988; Zhuang et al., 2002) Dans un premier temps, nous définissons la fonction de vraisemblance de notre modèle $\mathcal{L}(\theta)$, qui est un modèle poissonien en utilisant les paramètres ETAS θ . Dans ce cas, en notant $\mathcal{N}_k$, le nombre de séismes dans une subdivision C_k du domaine espace-temps de surface ℓ^2 et de durée τ , nous avons :

$$\mathcal{L}(\theta) = \prod_k e^{-\Lambda_k} \frac{\Lambda_k^{\mathcal{N}_k}}{\mathcal{N}_k!} \quad (3.17)$$

avec Λ_k tel que

$$\Lambda_k = \int_0^\tau \iint_{\ell^2} \lambda_\theta(x, y, t) \, dx \, dy \, dt \quad (3.18)$$

est le nombre de séismes modélisé pour chaque subdivision k , comme étant l'intégrale en temps et en espace du taux de sismicité λ_θ .

En faisant tendre la taille $\ell \rightarrow 0$ et $\tau \rightarrow 0$, on arrive à 2 cas : (1) dans p cas, il n'y aura aucun séisme dans C_k et (2) dans n cas, il existera un séisme, impliquant que :

$$\lim_{\substack{\ell \rightarrow 0 \\ t \rightarrow 0}} \mathcal{L}(\theta) = \prod_p e^{-\Lambda_p} \times \prod_n e^{-\Lambda_n} \Lambda_n \quad (3.19)$$

où $p+n = k$, le nombre de subdivisions. Il en résulte l'équation 3.17 peut se reformuler comme :

$$\mathcal{L}(\theta) = e^{-\sum_k \Lambda_k + \sum_n \ln \Lambda_n}. \quad (3.20)$$

Dans cette dernière équation, la somme $\sum_k \Lambda_k$ s'effectue sur l'ensemble du domaine alors que $\sum_n \ln \Lambda_n$ est une somme sur seulement la partie occupée par les séismes. Or si

$$\lambda_\theta(x, y, t) = \mu(x, y) + \nu(x_i, y_i, t_i) \quad (3.21)$$

est la sismicité calculée pour un certain jeu de paramètres ETAS θ , la fonction coût $J(\theta)$ se définit comme :

$$J(\theta) = -\ln \mathcal{L}(\theta) = \int_0^T \iint_S \lambda_\theta(x, y, t) \, dx \, dy \, dt - \sum_{i=1}^n \ln \lambda_\theta(x_i, y_i, t_i) \quad (3.22)$$

avec T , la durée et S , la surface totale du catalogue. Le premier terme de cette dernière équation est égale à :

$$\int_0^T \iint_S \lambda_\theta(x, y, t) \, dx \, dy \, dt = T \iint_S \mu(x, y) \, dx \, dy + N \quad (3.23)$$

avec

$$N = K_0 \int_0^T \iint_S f_i = K_0 F \quad (3.24)$$

le nombre attendu (selon le modèle) de répliques dans le catalogue. Le deuxième terme se réécrit simplement :

$$\sum_{i=1}^n \ln \lambda_\theta(x_i, y_i, t_i) = \sum_{i=1}^n \ln(\mu(x, y) + \nu_i) \quad (3.25)$$

où $\nu_i = \nu(x_i, y_i, t_i)$, correspondant au terme d'interaction pour un séisme i situé en x_i, y_i, t_i . Au final, cette fonction coût se note :

$$J(\theta) = T \iint_S \mu(x, y) \, dx \, dy + N - \sum_{i=1}^n \ln(\mu(x, y) + \nu_i) \quad (3.26)$$

Cette écriture tient compte par conséquent des variables $\mu(x, y)$ ainsi que des paramètres ETAS θ nécessaires pour l'estimation des termes d'interactions ν_i . Afin de calculer $\mu(x, y)$ correspondant aux valeurs de la sismicité de fond pour chaque point de l'espace (x, y) , nous utilisons la solution de [Zhuang et al. \(2002\)](#) développée dans la suite.

Modélisation de $\mu(x, y)$ Dans un premier temps, on définit la probabilité ω_i qu'un séisme i soit considéré "de fond" tel que :

$$\omega_i = \frac{\mu_i}{\mu_i + \nu_i}$$

avec $\mu_i = \mu(x_i, y_i)$ et $\nu_i = \nu(x_i, y_i, t_i)$. Pour chaque séisme i :

Si $\nu_i \ll \mu_i$, alors $\omega_i \rightarrow 1$, le séisme correspondra à un séisme de fond.

Si $\nu_i \gg \mu_i$, alors $\omega_i \rightarrow 0$, le séisme correspondra à une réplique.

Puis, on modélise $\mu(x, y)$ à partir des positions x_i, y_i comme :

$$\mu(x, y) = \frac{1}{T} \sum_i \omega_i \cdot Z_{\mathcal{L}}(x - x_i, y - y_i) = \frac{1}{T} \sum_i \omega_i \frac{1}{2\pi\mathcal{L}^2} e^{-\frac{\sqrt{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2}}{\mathcal{L}}} \quad (3.27)$$

où $Z_{\mathcal{L}}$ est le kernel de pondération (ou de lissage) exponentiel, que l'on centre sur les événements i , en utilisant une échelle de lissage $\mathcal{L}$.

Au final, trouver μ revient à inverser les valeurs de μ_i , étant donné les paramètres ETAS θ . L'évaluation de $\mu(x, y)$ se détermine conjointement avec le terme d'interaction.

Méthode d'inversion L'objectif est de minimiser la valeur de $J(\theta)$, en faisant varier les différents paramètres ETAS du jeu θ et les valeurs μ_i . A cause du grand nombre de paramètres à définir, il est nécessaire d'utiliser une méthode d'inversion efficace pour éviter une inversion coûteuse en temps. Ici, ce travail s'effectue en utilisant un algorithme de "Expectation-Maximization" (EM) ([Veen et Schoenberg, 2008](#)), en utilisant la méthode du simplexe dans notre cas et selon le schéma suivant :

1. Étape 0 : Dans un premier temps, nous effectuons une hypothèse initiale sur les choix de μ_i (ici, $\mu_i = \text{cste}$, mais différent de 0), et nous choisissons des paramètres initiaux pour $\theta_0 = [\alpha, c, p, L_0, \gamma, \kappa_0]$ qui correspondra à la localisation initiale du centroïde du simplexe.
2. Étape 1 : On détermine les valeurs des paramètres ETAS θ étant donné ces μ_i en minimisant la fonction coût $J(\theta)$ (étape de "Maximization"), à l'aide de la méthode du simplexe.
3. Étape 2 : On en déduit μ_i étant donnée θ (étape "Expectation")

On réitère les étapes 1 et 2 jusqu'à convergence.

En minimisant ainsi $J(\theta)$, on obtient une optimisation des paramètres ETAS $\theta_f = [\alpha_f, c_f, p_f, L_{0f}, \gamma_f, \kappa_{0f}]$, ainsi qu'une valeur optimisée pour les différents $\mu(x, y)$.

A la fin de cette étape d'optimisation, nous sommes en mesure de déterminer la sismicité de fond dans un cas stationnaire mais variable en espace, et nous disposons de l'hypothèse H_0 de notre modèle.

3.2.5 Algorithme de l'hypothèse nulle

L'algorithme suivant récapitule ces étapes.

Algorithme 1 Calcul de $\mu(x, y)$

INITIALISATION : $\mu_i(x, y) \neq 0$. Exemple : $\mu_i = cste$;

INITIALISATION : $\theta_0 = [\alpha, c, p, L_0, \gamma, \kappa_0]$

while Conv > Critère de convergence (i.e pas encore de convergence) **do**

 minimisation de $J \rightarrow \theta_f = [\alpha_f, c_f, p_f, L_{0f}, \gamma_f, \kappa_{0f}]$

 Calcul de ν_i

 Calcul de $\omega_i = \frac{\mu_i}{\mu_i + \nu_i}$

 Étape de lissage en espace avec une échelle $\mathcal{L}$: de $\hat{\mu}(x, y) = \frac{1}{T} \sum_i \sum_j \frac{e^{-r_{i,j}/\mathcal{L}}}{2\pi\mathcal{L}^2} \omega_i$

 Critère de convergence : $Conv = \max_{x,y} \frac{|\hat{\mu}(x, y) - \mu(x, y)|}{\mu(x, y)}$

$\mu(x, y) = \hat{\mu}(x, y)$

end while

$\Rightarrow \mu(x, y) \quad \theta_f = [\alpha_f, c_f, p_f, L_{0f}, \kappa_{0f}]$

3.3 Tests de la convergence

Dans cette section, nous montrons les résultats de la méthode d'optimisation expliquée dans la partie précédente pour un petit catalogue synthétique. Celui-ci est créé avec les paramètres ETAS suivant :

$$\alpha = 2.0 \quad p = 1.1 \quad c = 0.001 \text{ jr} \quad L_0 = 0.1 \text{ km} \quad \gamma = 2.5 \quad K_0 = 0.01$$

où L_0 correspond à la longueur de rupture pour un séisme de magnitude $M_0 = 2.0$ et le taux de branchement est estimé à $n = 0.76$. Ce catalogue comporte 208 séismes avec des magnitudes comprises entre 2.0 et 5.0, s'étendant sur une surface de $1^\circ \times 1^\circ$ et sur une période $T=100$ jours. Dans cet exemple, nous recherchons les valeurs de la sismicité de fond μ_k pour un domaine discrétisé selon des cases k de taille $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ (voir Figure 3.2).

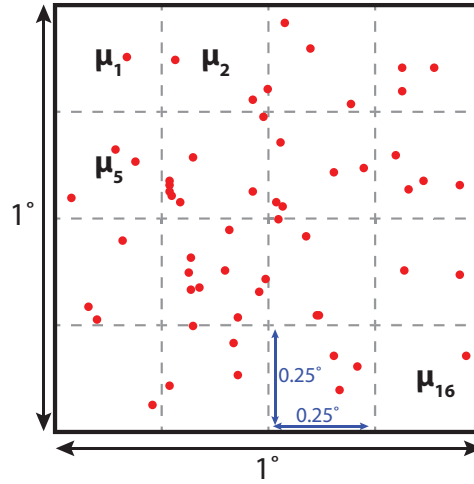


FIGURE 3.2 – Représentation de la localisation de la sismicité (en rouge) couvrant une zone de $1^\circ \times 1^\circ$ dans laquelle nous recherchons la sismicité de fond μ_k pour chacune des k cases de longueur $0.25^\circ \times 0.25^\circ$.

Le but est alors de comparer les résultats des valeurs des paramètres ETAS et de μ_k pour les 16 cases du catalogue entre une inversion classique (dans laquelle on inverse tous les paramètres simultanément) et une inversion avec la méthode EM.

Dans un premier temps, nous nous focalisons sur les paramètres ETAS et les valeurs de μ_k finales en choisissant différentes conditions initiales. Dans les Tableaux 3.1 et 3.2, nous indiquons les différents paramètres d'entrée choisis, ainsi que les résultats obtenus après les inversions.

Dans le Tableau 3.1, nous observons qu'en utilisant la méthode EM, on converge vers les mêmes paramètres ETAS pour les 3 choix différents d'initialisation, montrant l'indépendance de l'estimation finale vis à vis des choix d'initialisation pour ce type d'inversion. Cette convergence s'effectue rapidement : sur la Figure 3.3, la majorité des paramètres tendent vers les valeurs finales après seulement la cinquième itération. En comparaison, la méthode d'inversion classique

	Cas 1		Cas 2		Cas 3	
	Nbre d'appels à $J(\theta)$: 8		Nbre d'appels à $J(\theta)$: 5		Nbre d'appels à $J(\theta)$: 5	
	Initialisation $\mu_k=10^{-5}$		Initialisation $\mu_k=10^{-3}$		Initialisation $\mu_k=10^{-7}$	
	Tps calcul =20.14 s		Tps calcul =18.12 s		Tps calcul =15.66 s	
	Initialisation	Sortie	Initialisation	Sortie	Initialisation	Sortie
α	2.0	2.083	3.0	2.084	1.0	2.084
p	1.1	1.160	2.0	1.160	0.1	1.159
c	0.001	0.0014	0.1	0.0014	0.00001	0.0014
L_0	0.1	0.091	1.0	0.091	0.0001	0.091
γ	2.5	2.326	3.0	2.326	1.0	2.325
K_0	0*	9.247×10^{-3}	0*	9.248×10^{-3}	0*	9.251×10^{-3}

TABLE 3.1 – Tableau récapitulatif des différents paramètres d'entrée choisis et des résultats après l'optimisation à l'aide de la méthode "Expectation-Maximization". * : Le paramètre K_0 n'a pas à être initialisé dans ce cas.

	Cas 1		Cas 2		Cas 3	
	Nbre d'appels à $J(\theta)$: 53		Nbre d'appels à $J(\theta)$: 71		Nbre d'appels à $J(\theta)$: 84	
	Initialisation $\mu_k= 10^{-5}$		Initialisation $\mu_k= 10^{-3}$		Initialisation $\mu_k= 10^{-7}$	
	Tps calcul= 34.19 s		Tps calcul= 42.86 s		Tps calcul= 49.02 s	
	Initialisation	Sortie	Initialisation	Sortie	Initialisation	Sortie
α	2.0	2.072	3.0	2.073	1.0	2.152
p	1.1	1.124	2.0	1.124	0.1	1.084
c	0.001	0.001	0.1	0.001	0.00001	0.0005
L_0	0.1	0.093	1.0	0.093	0.0001	0.206
γ	2.5	2.311	3.0	2.313	1.0	4.234
K_0	0.01	0.010	0.005	0.001	0.00001	0.009

TABLE 3.2 – Tableau récapitulatif des différents paramètres d'entrée choisis et des résultats après l'optimisation à l'aide d'une inversion classique sous Matlab®.

(utilisant la fonction *fmincon* de Matlab® fonctionnant sur un MacBook Pro) converge vers différents résultats en sortie selon le choix initial de θ (voir Tableau 3.1). Cela est surtout vrai pour γ et c , ici. Cela indique que la méthode classique risque de converger vers un minimum local, qui ne correspondra pas au minimum global de notre fonction coût. De plus, la méthode classique demande plus de temps de calcul (2 à 3 fois plus long dans cet exemple) et nettement plus d'appel à la fonction coût (plus de 10 fois) avant convergence.

En analysant les différentes valeurs de μ_k estimées (voir Figure 3.4), on note que la méthode d'inversion EM donne une moins grande disparité dans les valeurs finales que pour l'inversion classique : elle est plus stable. La différence moyenne entre les μ_k simulées et les μ_k vraies n'est que de 4% dans ce cas, sachant que l'on se base sur un catalogue avec très peu de séismes par case, ce qui est un bon résultat.

On note quand même que ces deux types d'approches permettent d'estimer raisonnablement ces valeurs de μ_k .

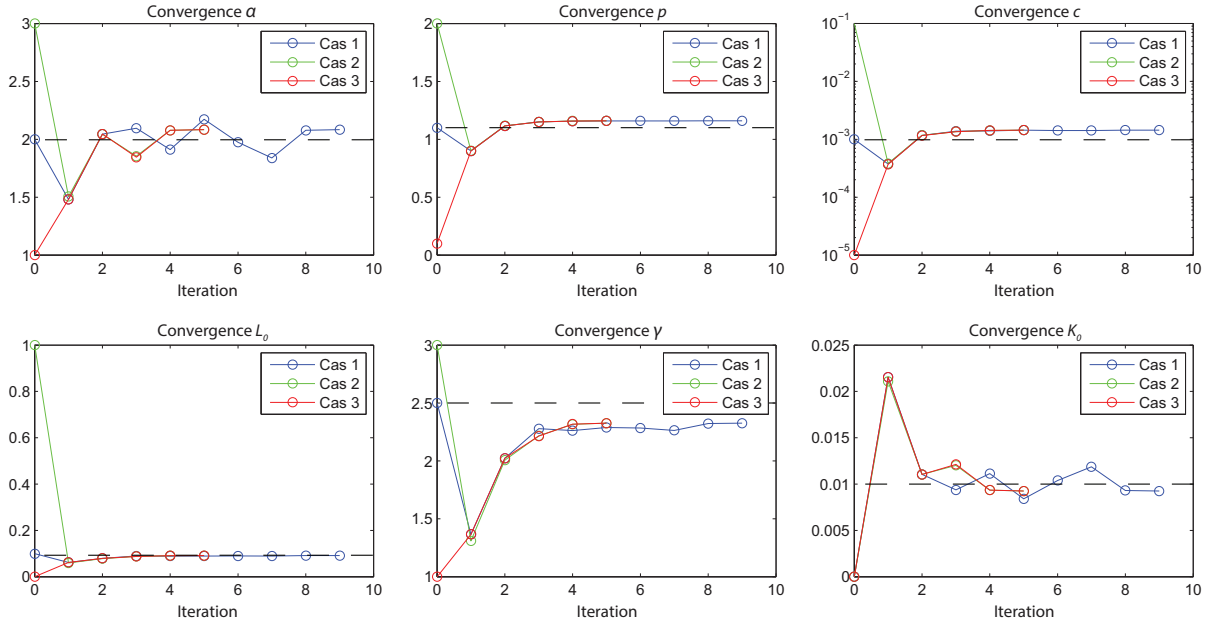


FIGURE 3.3 – Évolution de la convergence des différents paramètres ETAS en prenant 3 cas différents de conditions initiales en fonction du nombre d'itération (ici, le nombre d'appel à $J(\theta)$) en utilisant la méthode d'optimisation EM. Les pointillés noirs représentent les valeurs "vraies" des paramètres ETAS, i.e, celles choisies lors de la création du catalogue.

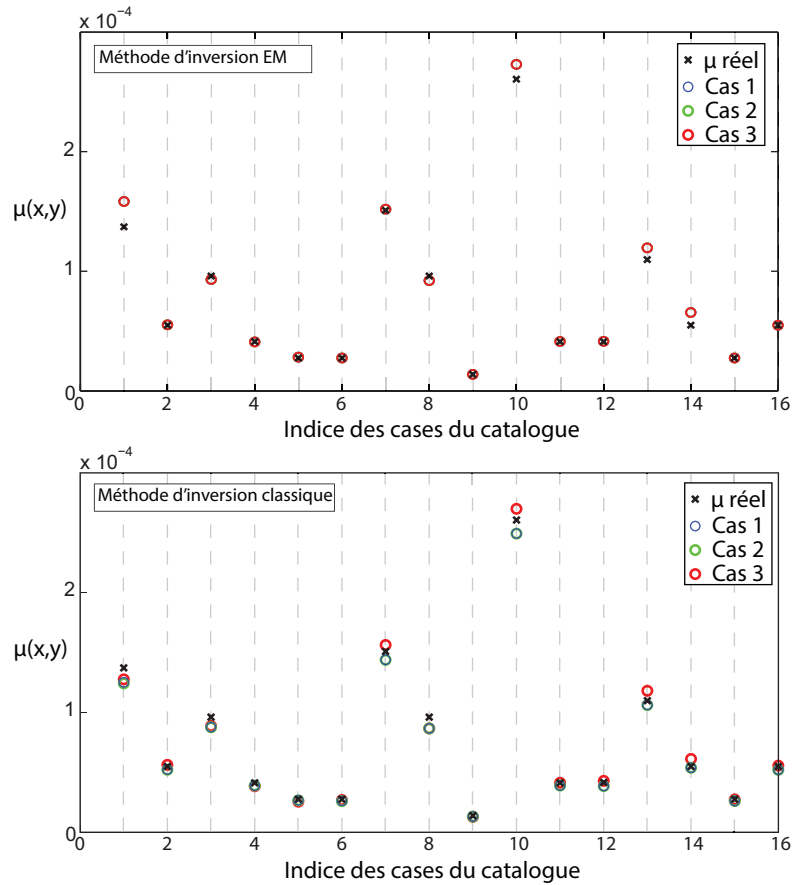


FIGURE 3.4 – Variations des valeurs de μ_k pour chacune des cases du "damier" en fonction des 3 différents cas, correspondant à des essais avec différentes conditions initiales.

3.4 Évolution locale du taux de sismicité de fond

Nous relâchons ici l'hypothèse de stationnarité de μ , afin de calculer $\mu(x, y, t)$.

Pour cela, nous définissons N modèles $H_1 : H_1^{(1)}, H_1^{(2)}, \dots, H_1^{(N)}$ tels que pour $H_1^{(n)}$:

$$\mu(x, y, t) = \mu(x, y) \quad \forall (x, y, t) \notin C_n$$

et

$$\mu(x, y, t) = \mu^{(n)} \quad \forall (x, y, t) \in C_n$$

où C_n est une zone temps-espace (ou cellule) commençant au temps t , dont la surface est définie comme $\mathcal{L}^2$, et couvrant une durée τ .

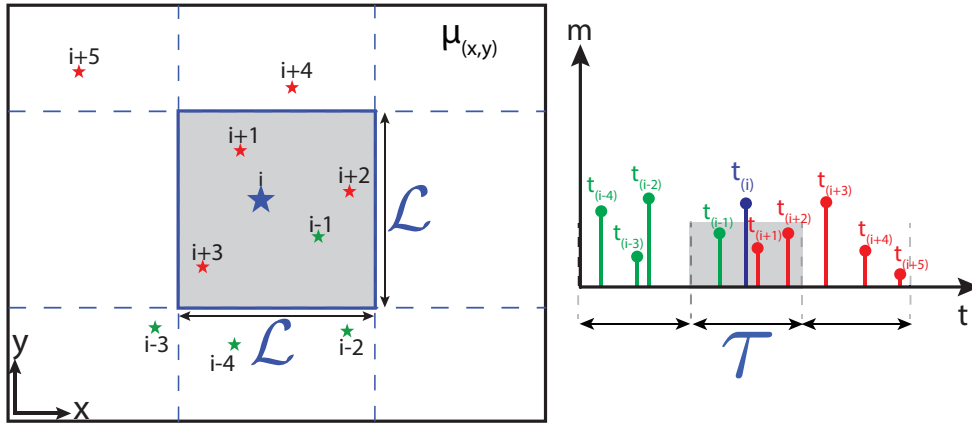


FIGURE 3.5 – Schéma illustrant la sélection effectuée lors du choix de la cellule spatio-temporelle. Dans cet exemple, les séismes contenus dans la case $[\mathcal{L}^2, \tau]$ sont les séismes $i-1, i, i+1$ et $i+2$ ($i+3$ n'étant pas dans la bonne période de temps)

Nous cherchons tous les séismes inclus dans cette cellule C_n : ceux-ci correspondront aux événements j (voir Figure 3.5). Nous supposons que les paramètres ETAS θ et les valeurs de μ en dehors de $\mu^{(n)}$ obtenus pour H_0 sont peu modifiés pour $H_1^{(n)}$ pour tout n , et nous les conservons. Nous ne cherchons alors qu'à inverser $\mu^{(n)}$.

Pour chacun de ces séismes j , nous utilisons les termes ν_j (calculés précédemment) pour redéterminer la fonction coût J_n :

$$J_n = \mu^{(n)} \tau \mathcal{L}^2 - \sum_{j \in C_n} \ln(\mu^{(n)} + \nu_j) + C \quad (3.28)$$

où J est le minimum de fonction coût pour H_0 et C , un terme indépendant de $\mu^{(n)}$. Ceci permet d'optimiser $\mu^{(n)}$, valeur locale du taux de fond pour C_n , puisque minimiser J_n implique :

$$\frac{\partial J_n}{\partial \mu^{(n)}} = \tau \mathcal{L}^2 - \sum_{j \in C_n} \frac{1}{\mu^{(n)} + \nu_j} = 0 \quad (3.29)$$

Pour résoudre l'équation 3.29, qui n'est pas résoluble analytiquement mais qui est monotone selon $\mu^{(n)}$, nous appliquons la méthode de la dichotomie, permettant de donner une solution numérique. Nous en déduisons ainsi une valeur de $\mu^{(n)}$ pour cette cellule C_n .

Cette méthode est une simplification de la méthode de Marsan *et al.* (2013b), où les auteurs effectuaient une étape de fusion de cases (celles-ci pouvant se recouvrir). Cependant cette fusion ne générât pas *a priori* le meilleur modèle possible, c'est pourquoi nous avons préféré ici ne pas faire cette étape de fusion. Dans notre cas, chaque séisme appartient à une case unique, et la comparaison des valeurs de la sismicité de fond est facilitée.

Finalement, nous souhaitons comparer chaque modèle $H_1^{(n)}$ à H_0 , et les modèles $H_1^{(n)}$ qui sont jugés significativement meilleurs que H_0 sont conservés pour former le modèle H_1 final, dans lequel toutes les cases modifiées sont conservées.

3.5 Comparaison des modèles

Le calcul de $\mu(x, y, t)$ est effectué à l'aide de la fonction coût J_1 . De la même façon, il est possible d'évaluer la fonction coût de la même case mais pour le terme de sismicité de fond stationnaire. Cette fonction coût J_0 s'écrit par conséquent :

$$J_0 = \mu(x, y) \tau \mathcal{L}^2 - \sum_{j \in C_n} \ln(\mu(x, y) + \nu_j) + C \quad (3.30)$$

On peut évaluer la différence entre l'ancien modèle J_0 et le nouveau J_1 en calculant le gain de la fonction coût entre ces deux modèles :

$$\Delta J = J_1 - J_0 \quad (3.31)$$

égale à :

$$\Delta J = \tau \mathcal{L}^2 (\mu^{(n)} - \bar{\mu}^{(n)}) - \sum_{j \in C_n} \ln(\mu^{(n)} + \nu_j) + \sum_{j \in C_n} \ln(\mu(x_j, y_j) + \nu_j) \quad (3.32)$$

avec

$$\bar{\mu}^{(n)} = \frac{1}{\mathcal{L}^2} \iint_{C_n} \mu(x, y) \, dx \, dy \quad (3.33)$$

le taux de fond moyen de la case C_n . Le gain ΔJ sera d'autant plus important que le nouveau modèle différera de l'ancien. Dans ce cas, $\mu(x, y, t)$ calculé par le nouveau modèle expliquera beaucoup mieux la sismicité de la case grâce à une augmentation de la sismicité de fond. Ainsi, les plus importantes augmentations de la sismicité de fond de notre catalogue correspondra aux valeurs les plus faibles de ΔJ (ΔJ étant négatif).

3.6 Comparaison avec catalogues synthétiques : Méthode de Monte-Carlo

Finalement, il nous reste à estimer la probabilité d'obtenir ces valeurs de ΔJ par chance dans le cas de notre hypothèse nulle H_0 .

Pour cela, nous produisons des catalogues synthétiques avec les paramètres ETAS optimisés et μ obtenus pour l'hypothèse nulle H_0 . Ces catalogues ont la particularité principale d'avoir leur taux de fond variable en espace mais stationnaire, tout en respectant une distribution poissonnienne en temps.

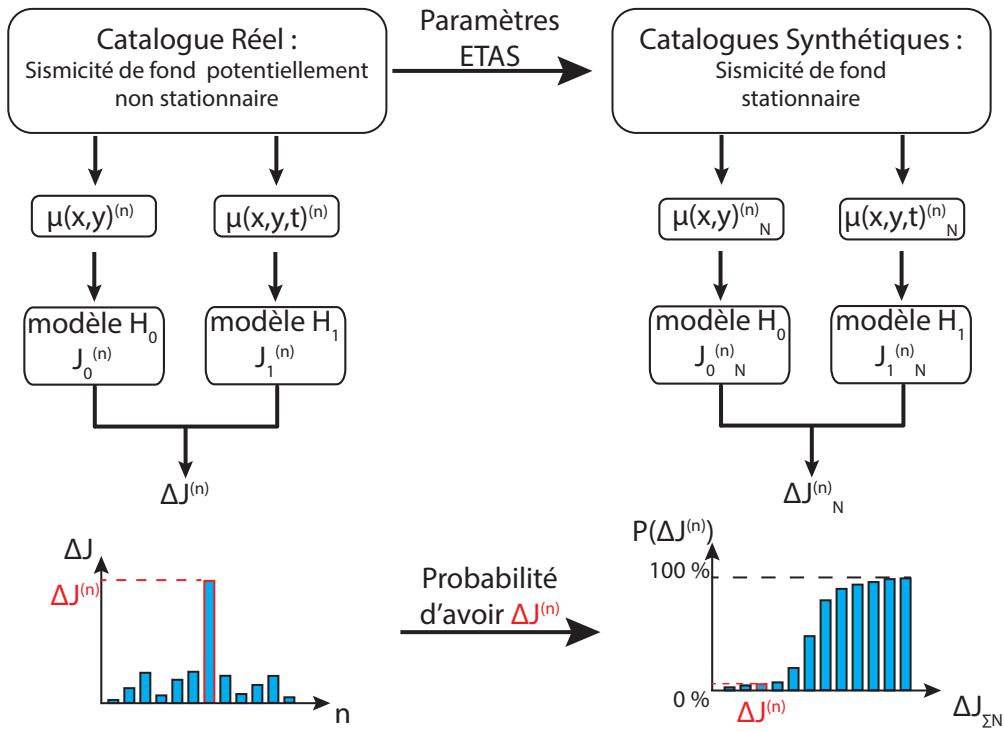


FIGURE 3.6 – Schéma récapitulatif de la méthode de comparaison avec les catalogues synthétiques. Dans un premier temps, nous recherchons les variations de la sismicité de fond $\mu(x, y, t)$ pour chacune des n cellules spatio-temporelles de notre zone. Nous quantifions ces augmentations de la sismicité de fond à l'aide du gain de la fonction coût $\Delta J^{(n)}$ déterminé pour chacune des cellules. Dans un second temps, nous produisons N catalogues synthétiques ayant une sismicité de fond stationnaire. Nous appliquons le même modèle à ces catalogues synthétiques et nous collectons les différentes valeurs de $\Delta J_N^{(n)}$. Grâce à cela, nous pouvons estimer la probabilité d'avoir une certaine valeur de ΔJ dans le cas où $\mu(x, y)$ est effectivement stationnaire.

Nous appliquons le même modèle que celui du catalogue initial et nous déterminons la distribution de ΔJ dans le cas de l'hypothèse nulle H_0 . Nous faisons cette opération pour un grand nombre de catalogue (1000 en général) afin d'avoir une bonne approximation de cette distribution. Cette distribution de ΔJ est donc celle que l'on s'attend à trouver si μ est stationnaire : tout écart correspondra à un épisode transitoire de sismicité.

Grâce à cette technique de Monte-Carlo, nous quantifions de la probabilité d'avoir une certaine valeur de ΔJ pour H_0 . Toute valeur de ΔJ observée, qui serait peu probable pour H_0 , sera donc jugée statistiquement significative (voir Figure 3.6).

Cas du Critère d'Akaike Un modèle permet de reproduire un mécanisme ou un phénomène physique à partir d'un ou de plusieurs paramètres caractérisant ce mécanisme. Plus il existe de paramètres, plus le modèle sera complexe en expliquant d'autant mieux la réalité. Cela implique souvent moins d'hypothèses de travail mais également un temps de calcul croissant. Il faut donc faire un compromis entre cette complexité et cette explication du réel.

Le critère d'Akaike ("Akaike Information Criterion"), noté ΔAIC , est un critère introduit par Akaike (1974), permettant de comparer deux modèles entre eux. Il représente une interprétation du rasoir d'Ockham, dans la mesure où ce critère pénalise un nouveau modèle par rapport à un autre en fonction du nombre de nouveaux paramètres inclus. Ce critère s'écrit simplement :

$$\Delta AIC = 2(\Delta J + P) \quad (3.34)$$

Dans cette équation, ΔJ correspond à la différence des fonctions coût entre l'ancien et le nouveau modèle pour la cellule C_n (voir équation 3.31), et P correspond au nombre de nouveaux paramètres introduit lors du nouveau modèle. Lorsque ce critère ΔAIC est négatif, cela signifie que le nouveau modèle explique mieux la réalité sans pour autant être trop complexe.

Dans notre cas, entre le premier modèle H_0 et le second H_1 , on ajoute 5 nouveaux paramètres : $[\mu^*, \tau, x^*, y^*, t^*]$. En effet, μ^* correspond au nouveau taux de sismicité de fond calculé pour la case délimitée en $[x^*, y^*]$ et commençant au temps t^* pour une durée τ . D'après la définition, le critère d'Akaike de notre modèle revient alors à déterminer si

$$\Delta AIC < 0 \Rightarrow \Delta J + 5 < 0 \quad (3.35)$$

Afin de savoir si le critère d'Akaike est un critère pertinent, nous décidons de représenter la distribution des ΔJ pour 1000 catalogues synthétiques produits avec une sismicité de fond stationnaire. Ces catalogues reprennent les mêmes paramètres ETAS et les caractéristiques que le catalogue produit dans la section "Tests de la convergence", à la différence qu'ils se déroulent sur une durée de 1000 jours. La Figure 3.7 récapitulent les résultats obtenus pour la durée $\tau=2$ jours et $\mathcal{L}=10$ km, montrant l'évolution de ΔJ quand on sélectionne des cellules contenant au moins 1 séisme, 6 et 11 séismes.

On observe une évolution du critère d'Akaike quand on change le nombre minimal de séismes dans les cellules (entre 8 à 12 %) et ce critère évolue selon les paramètres de détections choisis (Figure 3.8). Au final, typiquement 10% des cases sont jugées significativement anormales, (selon le critère d'Akaike), alors qu'il n'existe pas d'épisodes transitoires.

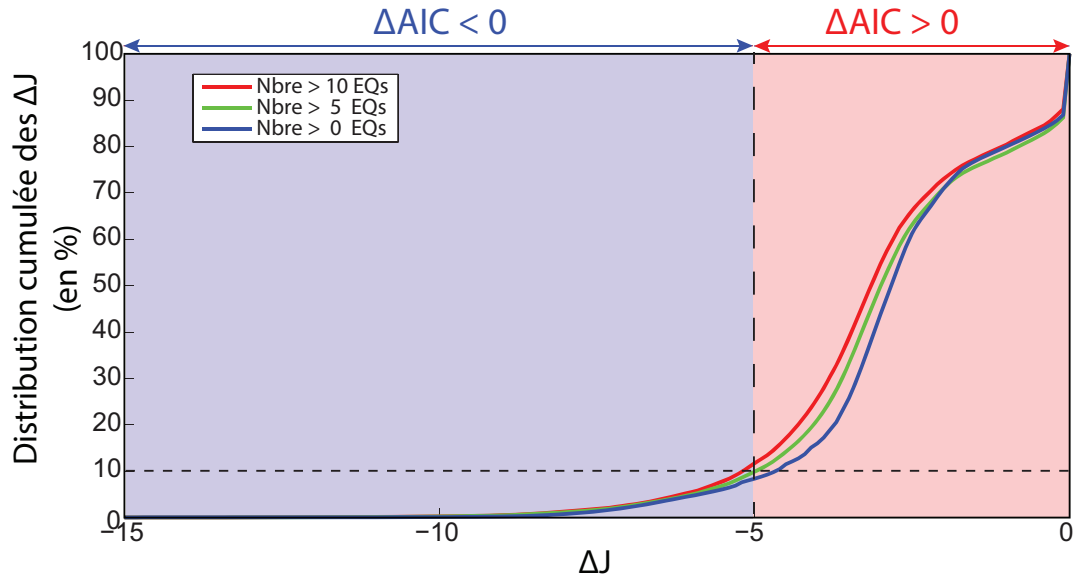


FIGURE 3.7 – Probabilité d’avoir ΔJ par chance calculée à partir de 1000 catalogues synthétiques disposant des mêmes caractéristiques sismiques que pour le catalogue synthétique de la section 3.3, pour des cellules comprenant au moins 1, 6 et 11 séismes.

Finalement, le critère d’Akaike est rapide et ne nécessite pas de générer des catalogues synthétiques. Mais avec notre méthode, nous disposons d’une connaissance détaillée des valeurs de ΔJ dans le cas de H_0 , et on peut donc savoir quelles cases sont anormales, en se donnant une probabilité ”d’anormalité” (ou de seuil significatif), alors que le critère d’Akaike ne le permet pas.

C’est pourquoi, nous n’utilisons pas le critère d’Akaike.

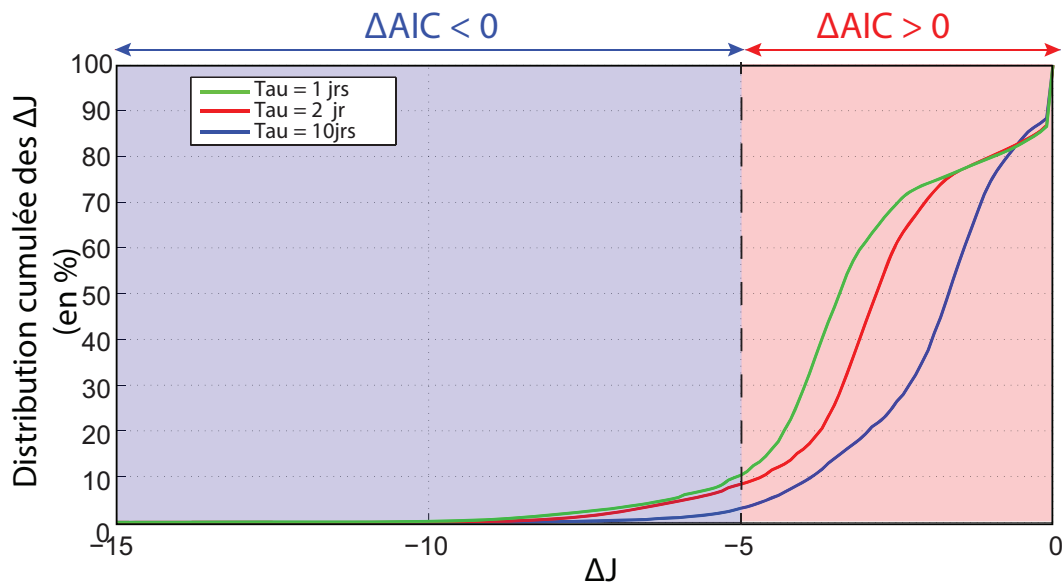


FIGURE 3.8 – Probabilité d’avoir ΔJ par chance. On représente le cas où il existe au moins un séisme pour 3 valeurs de τ différentes (1, 2 et 10 jours).

3.7 Exemple : Détection d'un essaim sismique dans un catalogue synthétique

Pour illustrer les 3 dernières étapes, nous avons repris le catalogue généré lors de la section 3.3, et nous lui avons ajouté un essaim sismique de 20 séismes s'étendant sur un rayon de 5 km, et se déroulant sur 2 jours. La sismicité de cette séquence représente 8% de la sismicité du catalogue : nous sommes donc bien dans le cas où la sismicité liée à ce phénomène n'est pas dominante dans le catalogue sismique.

En appliquant notre modèle en utilisant une échelle $\mathcal{L} = 10$ km et $\tau = 2$ jours, nous détectons la plus faible valeur de ΔJ pour la cellule 27, dont les caractéristiques sont montrées dans le Tableau 3.3.

Cellule (27)	
ΔJ	-10.315
$\mu(x, y)$	1.134×10^{-4}
$\mu(x, y, t)$	3.674×10^{-2}
Nombres de séismes	19
Durée	[33.365 35.365]
Lat	[0 0.0899]
Lon	[0.71946 0.80939]

TABLE 3.3 – Détection de l'amas de l'essaim sismique

La sismicité de cette cellule correspond bien à l'essaim sismique que nous avons inséré. En regardant la distribution des différentes valeurs de ΔJ pour l'ensemble des cellules (Figure 3.9), on observe que la valeur de ΔJ se dégage distinctement de la distribution générale du catalogue.

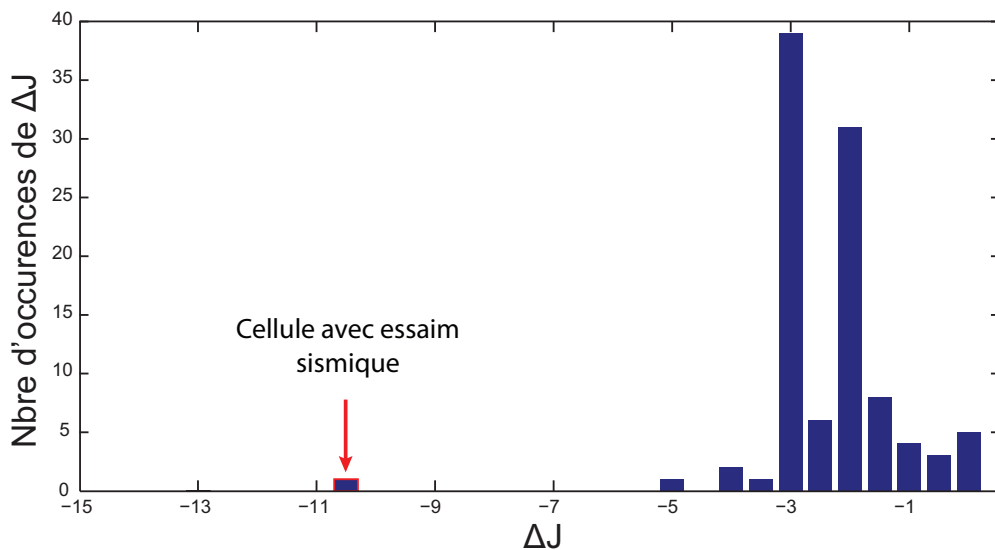


FIGURE 3.9 – Distribution de ΔJ pour un catalogue contenant une séquence sismique anormale.

En analysant la distribution pour 1000 catalogues synthétiques (Figure 3.10) reprenant les mêmes caractéristiques sismiques mais ayant une sismicité de fond stationnaire, on note que la probabilité de détecter la valeur de ΔJ de la cellule est inférieure à 1%, montrant bien la pertinence de notre méthode dans ce cas.

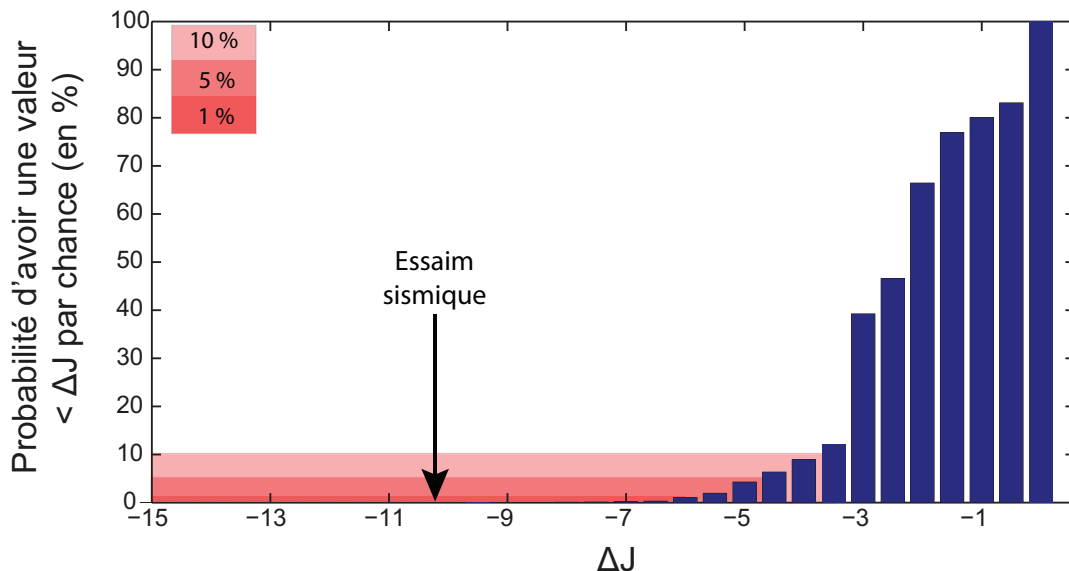


FIGURE 3.10 – Probabilité d’avoir une valeur inférieure à ΔJ par chance, à partir de 1000 catalogues synthétiques. En rouge, les seuils significatifs (i.e., inférieurs à 1, 5 et 10 %) sont représentés.

3.8 Variante du modèle : cellules spatiales polygonales

Précédemment, notre modèle se basait sur des cellules spatiales carrées. Cependant, nous pouvons également définir des cellules spatiales polygonales (Figure 3.11). Pour cela, il suffit de définir la surface totale du polygone S_P contenant la sismicité qui nous intéresse et de trouver sa longueur caractéristiques $L_P = \sqrt{S_P}$.

Ce cas de figure permet de s’adapter à des structures complexes où la sismicité n’est pas homogène. C’est notamment le cas pour le chapitre 7 dans lequel nous recherchons la sismicité associée à des SSEs au niveau du volcan Kilauea à Hawaï.

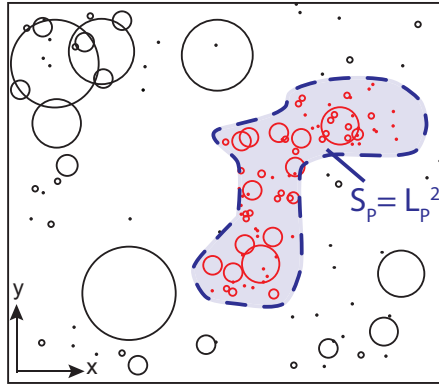


FIGURE 3.11 – Détermination d’une surface polygonale. La sismicité qui nous intéresse ici est représentée en rouge. La surface de notre polygone S_P permet de déterminer la longueur de lissage nécessaire L_P dans l’utilisation de notre modèle.

Chapitre 4

Tests de sensibilité

Sommaire

4.1	Test 1 : Évolution de la probabilité de détection selon l'intensité d'une séquence sismique anormale	72
4.2	Test 2 : Évolution de la probabilité de détection selon les paramètres de détection	74
4.3	Test 3 : Influence de la prise en compte de la profondeur des séismes.	77
4.4	Test 4 : Hypothèse de l'isotropie de la sismicité.	79

Les épisodes de sismicité anormaux (les essaims ou "swarms" en anglais) se déroulent lors d'événements de déformations transitoires possédant des tailles et des durées variables (De-la-haye *et al.*, 2009; Vallee *et al.*, 2013; Liu *et al.*, 2007; Ozawa *et al.*, 2007b). La méthode développée au cours de cette thèse permet la détection de cette sismicité particulière. Dans ce chapitre, nous regardons les limitations de notre méthode à travers plusieurs tests. Dans un premier temps, nous regardons comment évolue la détection d'un amas de sismicité anormal quand celui-ci décroît en intensité. Par la suite, nous analysons la dépendance entre les paramètres de détection choisis par l'opérateur et la probabilité de détection de l'amas de sismicité.

Nous poursuivons cette partie en reprenant les hypothèses que nous avons formulées lors du chapitre 3 et nous analysons l'importance de celles-ci.

Ainsi, nous nous intéresserons au choix que nous faisons de ne pas tenir compte des profondeurs des séismes dans notre analyse puis nous regarderons comment évolue notre modèle dans les conditions d'une distribution anisotrope de la sismicité.

4.1 Test 1 : Évolution de la probabilité de détection selon l'intensité d'une séquence sismique anormale

Dans ce test, nous produisons un catalogue synthétique d'une durée $T=100$ jours et s'étendant sur $1^\circ \times 1^\circ$ avec les paramètres ETAS suivant :

$$\alpha = 2.0 \quad p = 1.1 \quad c = 0.001 \text{ jr} \quad L_0 = 0.1 \text{ km} \quad \gamma = 2.5 \quad K_0 = 0.0059$$

avec L_0 , la longueur de rupture pour un séisme de magnitude $M_0=2.0$. Le taux de branchement calculé est $n = 0.45$. Ce catalogue synthétique dispose de 877 séismes dans lequel nous injectons un essaim sismique se déroulant sur 2 jours et sur un rayon de 5 km autour du premier séisme de la séquence. Cet essaim est composé de 50 séismes, de magnitude moyenne $M=3.1$. Nous souhaitons tester la capacité de notre méthode à détecter l'amas sismique quand nous réduisons le nombre de séismes présent dans l'amas.

Pour ce faire, dans un premier temps, nous produisons 1000 catalogues synthétiques générés avec les mêmes paramètres ETAS, mais ne contenant pas d'essaim de sismicité. D'après la

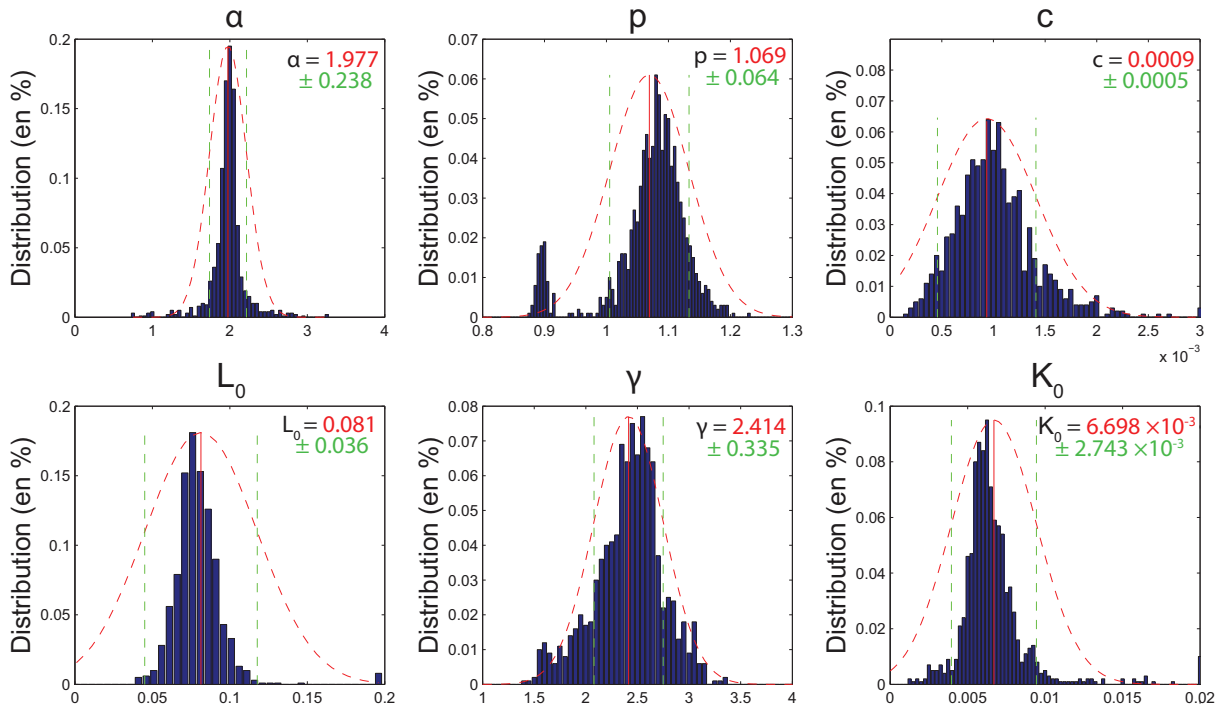


FIGURE 4.1 – Distribution de chacun des paramètres ETAS estimés pour les 1000 catalogues générés. La moyenne est représentée en rouge alors que l'écart type est représenté en pointillé vert. Les pointillés rouges représentent l'ajustement des données par une gaussienne.

Figure 4.1, on observe une bonne correspondance entre les paramètres ETAS estimés pour chacun des 1000 catalogues synthétiques et les valeurs des paramètres du modèle ayant servi à générer le catalogue synthétique contenant l'essaim.

4.1 Test 1 : Évolution de la probabilité de détection selon l'intensité d'une séquence sismique anormale

Par la suite, nous recherchons les augmentations de la sismicité de fond localement pour les 1000 catalogues synthétiques représentant notre hypothèse H_0 , et pour le catalogue comprenant notre essaim de sismicité que nous faisons diminuer en intensité. Pour cela, nous utilisons les paramètres de détection $\mathcal{L} = 10$ km et $\tau = 2$ jours. Le Tableau suivant récapitule les résultats de l'amas de sismicité quand celui-ci devient de moins en moins intense.

Nombres de séismes	$\mu(x, y, t)/\mu(x, y)$	ΔJ	Nbre de séismes de fond estimés
50	184	-37.0	25.7
45	163	-41.4	22.8
40	150	-34.9	20.9
35	133	-31.4	18.6
30	105	-23.6	14.8
25	97	-22.8	13.5
20	77	-27.6	10.7
15	67	-24.1	9.4
10	54	-18.4	7.6
5	33	-12.8	4.6

TABLE 4.1 – Caractéristiques de détection d'un essaim sismique anormal quand celui-ci diminue en intensité. Le rapport $\mu(x, y, t)/\mu(x, y)$ représente le gain du taux de fond durant l'amas de sismicité.

D'après le Tableau 4.1, on observe que lorsque le nombre de séismes de la séquence sismique diminue, celle-ci tend à avoir un rapport du taux sismicité de fond plus faible, ce qui se traduit par une diminution du gain ΔJ de l'amas, ce qui est cohérent avec notre modèle.

La Figure 4.2 montre la distribution des rapports des taux de sismicité de fond en fonction des ΔJ pour des cellules disposant d'au moins 5 séismes. Plusieurs séquences dans les catalogues synthétiques sont des séquences de répliques et comportent de nombreux séismes (le maximum atteint 78 séismes) mais ces séquences ne sont pas détectées comme étant anormales, ce qui indique bien que notre modèle "voit" ces séquences comme des séquences pouvant s'expliquer par les lois d'échelle que nous utilisons. Comme ces séquences sont perçues comme des séquences de répliques classiques, elles ne réclament pas une augmentation du taux de fond anormalement élevée pour les expliquer. On observe également que le rapport des taux de la sismicité de fond atteint parfois les mêmes proportions que celle de la séquence anormale sans présenter des valeurs de ΔJ très faibles. Cela s'explique par un terme d'interaction plus important pour ces séquences. De plus, dans ces cas, les valeurs de $\mu(x, y)$ sont faibles, permettant d'atteindre de fortes valeurs de $\mu(x, y, t)/\mu(x, y)$ alors même que les estimations de $\mu(x, y, t)$ sont basses.

Le dernier paramètre que nous analysons est le nombre estimé de séismes de fond par cellule. D'après le Tableau 4.1, le modèle calcule au minimum 4.6 séismes de fond pour le cas où notre essaim sismique est très peu important en terme de nombre de séismes. Or la proportion d'avoir plus de 4 séismes de fond avec l'hypothèse nulle est très faible (0.05%). L'amas de sismicité doit disposer au minimum de 3 séismes de fond pour être très significatif. En effet, seulement 1% des cellules présentes disposent de plus de 3 séismes de fond.

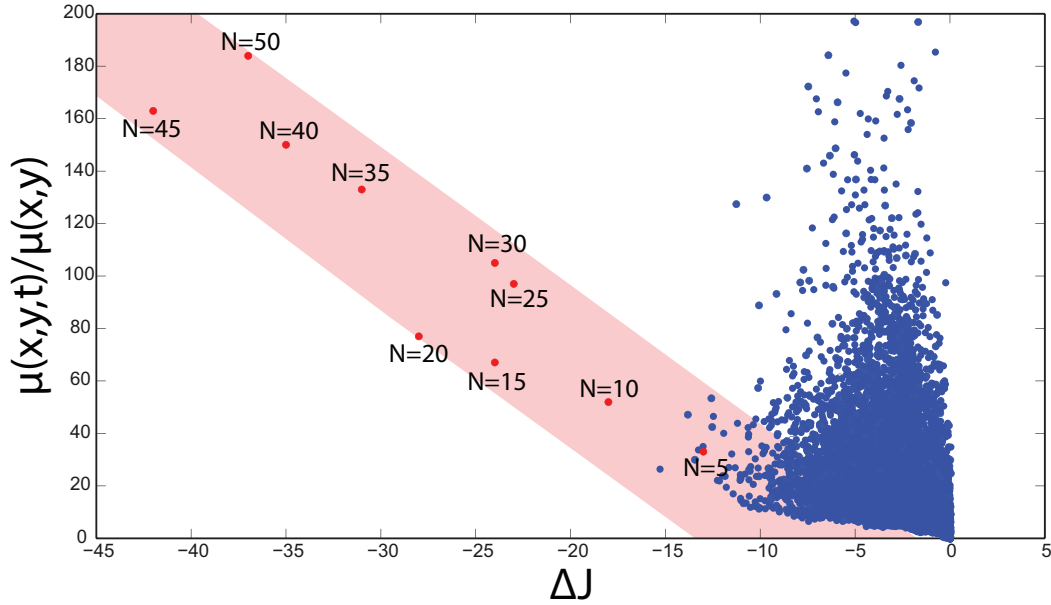


FIGURE 4.2 – Distribution des gains de sismicité de fond en fonction des valeurs de ΔJ pour l'hypothèse nulle (en bleu) et pour l'amas de sismicité (en rouge) pour des cellules contenant au minimum 5 séismes.

D'après ce test, on apprend que pour détecter des séquences sismiques anormales de manière significative, il est nécessaire que ces amas possèdent un rapport du taux de sismicité de fond important, tout en ayant un terme d'interaction faible entre les séismes de la séquence. Une des possibilités est de quantifier le nombre de séismes de fond présent dans les amas et de repérer quand ce nombre devient très supérieur à ceux présents dans les séquences de l'hypothèse nulle H_0 .

4.2 Test 2 : Évolution de la probabilité de détection selon les paramètres de détection

Ce test est un de ceux effectués lors de l'écriture de l'article [Reverso et al. \(2015\)](#) et est destiné à montrer l'importance des choix des paramètres de détection $\mathcal{L}$ et τ dans la capacité de la méthode à détecter des séquences anormales.

Nous construisons un catalogue de sismicité homogène en espace avec les paramètres suivant : $\alpha = 1.525$, $p = 1.135$, $c = 0.002$ jour, $\gamma = 2.450$, $L_0 = 0.100$ km, $\kappa_0 = 0.014$, et où les séismes suivent la loi de Gutenberg-Richter avec $b = 1$. Ce catalogue est composé de $N=3226$ séismes avec des magnitudes comprises entre 2 et 5.9, pour une zone de 600×600 km² et une durée $T=3648$ jours (Figure 4.3).

Nous rajoutons un épisode transitoire (nommé T1), augmentant localement la sismicité de fond d'un facteur 1473, passant de 1.51×10^{-6} séismes/jr/km² à 2.22×10^{-3} séismes/jr/km².

Celui-ci commence au temps $t = 3258$ jour, dure 5 jours, s'étend sur un disque de 50 km, et est composé de 71 séismes.

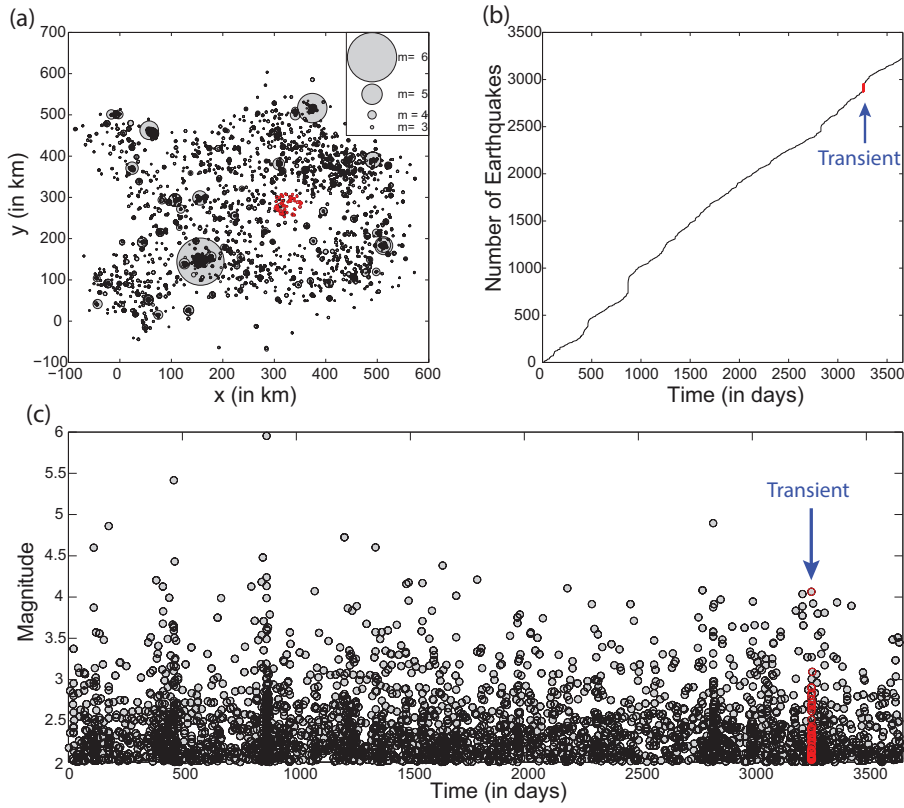


FIGURE 4.3 – (a) Carte de la sismicité. Les cercles ont des tailles correspondant à la taille de rupture des séismes. (b) Nombre cumulé des séismes en fonction du temps. (c) Magnitude en fonction du temps. Les séismes produits lors de l'épisode transitoire sont marqués en rouge.

Nous appliquons notre méthode pour des paramètres de détection $\tau = 5$ jours et $\mathcal{L} = 50$ km, i.e, l'analyse est effectuée aux mêmes échelles que celles de l'épisode transitoire (voir Figure 4.4).

Nous trouvons que l'épisode transitoire est détecté significativement. En effet, la probabilité que la valeur de ΔJ (sur la Figure 4.4, $\Delta J = -\Delta \ell$) de la séquence soit anormale est $> 99\%$ pour ces paramètres de détection. A noter que notre discrétisation en temps-espace produit une division de l'épisode sismique en trois cellules.

Nous testons si l'épisode est détecté pour d'autres paramètres de détection. Nous utilisons $\mathcal{L}=30, 50$ et 100 km, et $\tau=1, 5, 10$ et 30 jours. Toutes les 12 combinaisons possibles donnent des niveaux significatifs pour au moins une des 3 cellules contenant le transitoire.

Un deuxième épisode transitoire (nommé T2) est ajouté par la suite, moins intense que T1. Il possède une durée totale de 2 jours, mais son maximum d'activité a lieu au cours du premier jour. Il affecte un disque de 50 km de rayon, et correspond à une augmentation de la sismicité de fond d'un facteur 400. Il génère 8 nouveaux séismes et est localisé à 30 km de distance de T1, se déroulant près de 4 jours avant. Nous regardons comment évolue la détection de T2 en

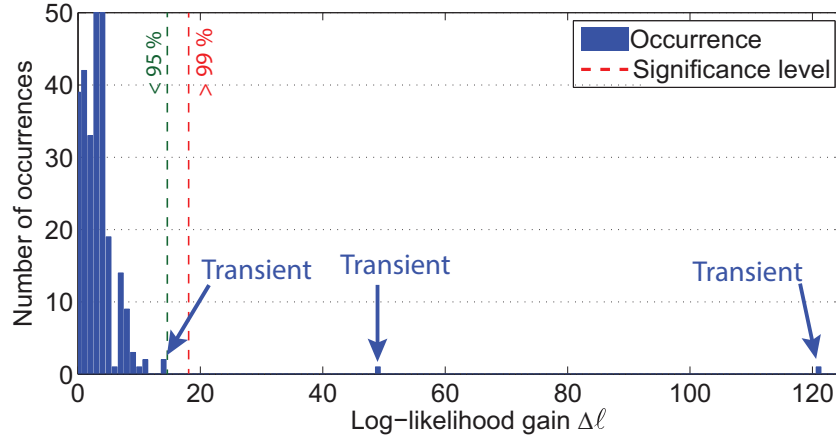


FIGURE 4.4 – Gain du logarithme de la vraisemblance ("Log-likelihood") $\Delta\ell$ pour le catalogue synthétique avec un épisode transitoire, pour des cellules de $\tau = 5$ jours et $\mathcal{L} = 50$ km. Les valeurs de $\Delta\ell$ marquant les niveaux de 95% et 99% de signification sont montrées en pointillé. Ils sont obtenus en utilisant la méthode de Monte-Carlo. Nous observons que le transitoire est bien détecté avec plus de 99% de signification. Il s'étend sur 3 cellules, c'est pourquoi nous indiquons les 3 valeurs des cellules.

fonction des paramètres de détection $\mathcal{L}$ et τ . La Figure 4.5 résume ces résultats. L'épisode peut être détecté avec une probabilité d'être une séquence anormale plus grande que 70%, seulement quand les paramètres de détection $\mathcal{L}$ et τ sont de tailles et de durées similaires à celles du transitoire.

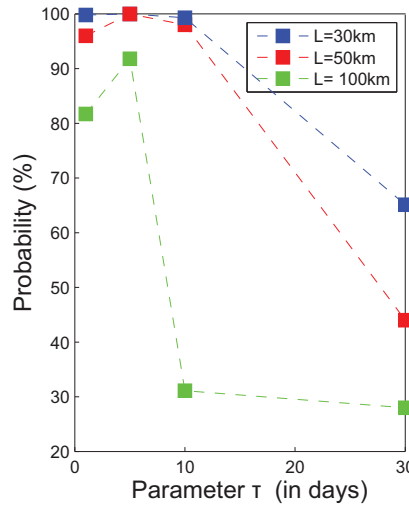


FIGURE 4.5 – Probabilité de trouver l'épisode transitoire T2 de taille $\mathcal{L}^* = 50$ km et de durée $\tau^* = 2$ jours pour différentes valeurs de paramètres de détections $\mathcal{L}$ et τ .

En conclusion, nous pouvons voir d'après ce test qu'une séquence anormale intense peut être détectée avec des paramètres de détection très différents des paramètres caractéristiques de la séquence sismique. Cependant, quand l'amas est moins intense, il est plus facilement détectable avec des paramètres proches des caractéristiques de l'amas. Il est donc nécessaire d'essayer plusieurs couples de paramètres de détection dans le but de détecter un maximum d'épisodes transitoires de sismicité.

4.3 Test 3 : Influence de la prise en compte de la profondeur des séismes.

Dans un catalogue de sismicité classique, les coordonnées de l'hypocentre (ou du centroïde) d'un séisme sont données, incluant par conséquent la profondeur. Cependant, notre méthode ne tient compte que des coordonnées épicentrales (i.e., de latitude et de longitude). Nous testons ici cette hypothèse en analysant comment notre méthode se comporte avec un catalogue de sismicité construit avec des coordonnées hypocentrales. Pour ce faire, nous générons 1000 catalogues synthétiques utilisant des coordonnées épicentrales, avec les paramètres ETAS suivant :

$$\alpha = 2.0 \quad p = 1.1 \quad c = 0.001 \text{ jr} \quad L_0 = 0.1 \text{ km} \quad \gamma = 2.5 \quad K_0 = 5.884 \cdot 10^{-3}.$$

avec L_0 , la longueur de rupture pour un séisme de magnitude $M_0=2.0$. Dans ces catalogues, les séismes sont disposés les uns par rapport aux autres en respectant le kernel spatial (équation 3.6), la distance entre séismes étant calculée avec les coordonnées épicentrales.

En parallèle, nous générons un autre catalogue de sismicité avec les mêmes paramètres ETAS (et un taux de branchement de $n = 0.57$), mais dans lequel nous calculons les distances entre les séismes en utilisant les coordonnées hypocentrales. Nous disposons les séismes entre 0 et 20 km de profondeur. Pour conserver la même décroissance en champ lointain de la densité linéaire que pour les catalogues générés en 2D, le kernel spatial du paramètre d'interaction $\nu_r(x, y, z)$ de l'équation 3.6 change et devient :

$$\nu_r(x, y, z) = \frac{(\gamma - 1)L^{\gamma-1}}{4\pi(r^3 + L^3)^{\frac{\gamma+2}{3}}} \quad (4.1)$$

avec $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$. Le Tableau 4.2 montre les résultats des paramètres ETAS après la phase d'optimisation pour les 1000 catalogues synthétiques et le catalogue généré en 3D.

	1000 catalogues 2D		catalogue 3D
	moyenne	écart-type	valeur
α	1.977	± 0.238	1.977
p	1.069	± 0.064	1.079
c	0.0009	± 0.0005	0.001
L_0	0.081	± 0.036	0.063
γ	2.414	± 0.335	2.501
K_0	6.698×10^{-3}	$\pm 2.743 \times 10^{-3}$	5.923×10^{-3}

TABLE 4.2 – Estimation des paramètres ETAS quand on analyse en 2D un catalogue généré en 3D, comparé aux "vrais" paramètres issus de catalogues générés en 2D.

Après l'optimisation, on observe une bonne correspondance entre les paramètres ETAS estimés pour les catalogues synthétiques en 2D et les paramètres optimisés du catalogue 3D.

Dans un premier temps, nous regardons si le catalogue 3D, disposant d'un taux de fond stationnaire produit des anomalies lors du traitement 2D de notre modèle. D'après la Figure 4.6, aucune cellule du catalogue 3D ne génère d'anomalie de manière significative (i.e., $> 10\%$).

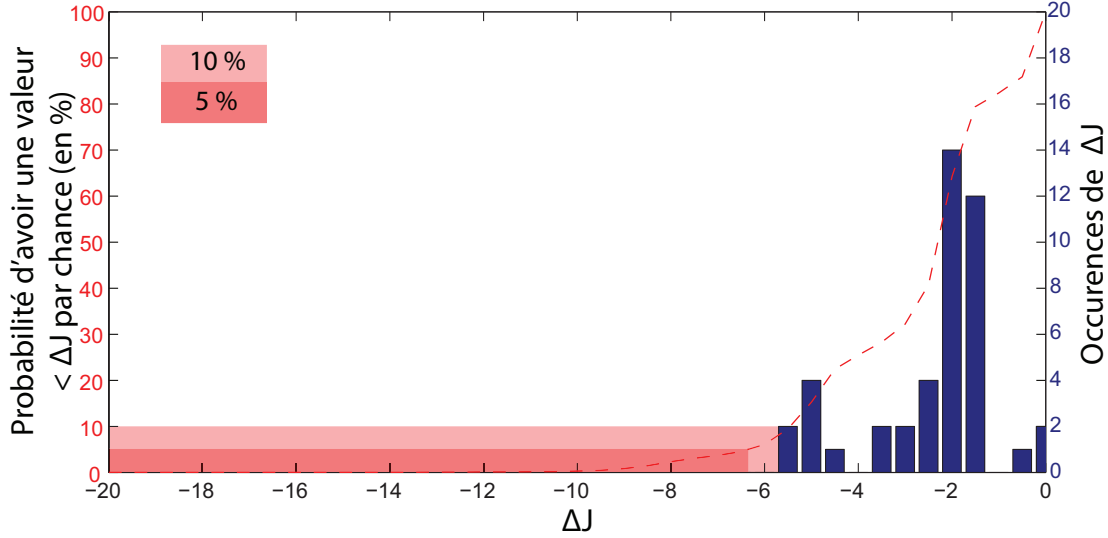


FIGURE 4.6 – Distribution des ΔJ pour un catalogue 3D

Ensuite, nous injectons une séquence sismique anormale dans le catalogue 3D. Celle-ci contient 22 séismes se disposant autour d'un disque d'un rayon de 5 km et sur une durée de 2 jours. La magnitude moyenne des séismes de l'essai est de $M=3.3$. Cet essai dispose des mêmes caractéristiques que celui généré dans le Test 1. Nous regardons l'évolution de sa détection, i.e. l'évolution de la valeur de ΔJ associée quand l'essai diminue en intensité en utilisant les paramètres de détection $\mathcal{L}=10$ km et $\tau=2$ jours. D'après la Figure 4.7B, on voit que les 2 séquences disposent de la même proportion de séismes de fond estimés (par rapport au nombre total de séismes) à l'intérieur de la séquence. Cependant, quand on regarde l'évolution de ΔJ , on note que l'essai du catalogue 3D possède une valeur moins significative que celui contenu dans le catalogue 2D. Ainsi, dans cet exemple, un amas dans un catalogue 2D comprenant 5 séismes sera vu comme étant anormal avec une probabilité $> 99\%$, alors qu'un amas 3D avec le même nombre de séismes aura une probabilité de "seulement" 70% d'être vu comme anormal. Cela s'explique par la présence d'un terme d'interaction plus fort pour le catalogue 3D. En effet, les séismes générés en 3 dimensions ont une distance conforme avec les paramètres ETAS générés. Cependant, quand on les analyse en 2D, ceux-ci sont vus comme étant nettement plus proches, et possèdent donc un terme d'interaction plus important.

A l'aide de ce test, nous montrons qu'en négligeant la profondeur des séismes, il est possible que nous ne détectons pas toutes les séquences sismiques anormales d'un catalogue. En effet, les séismes de ces séquences peuvent être artificiellement considérés comme proche dans notre analyse, entraînant un terme d'interaction important et une diminution du gain ΔJ .

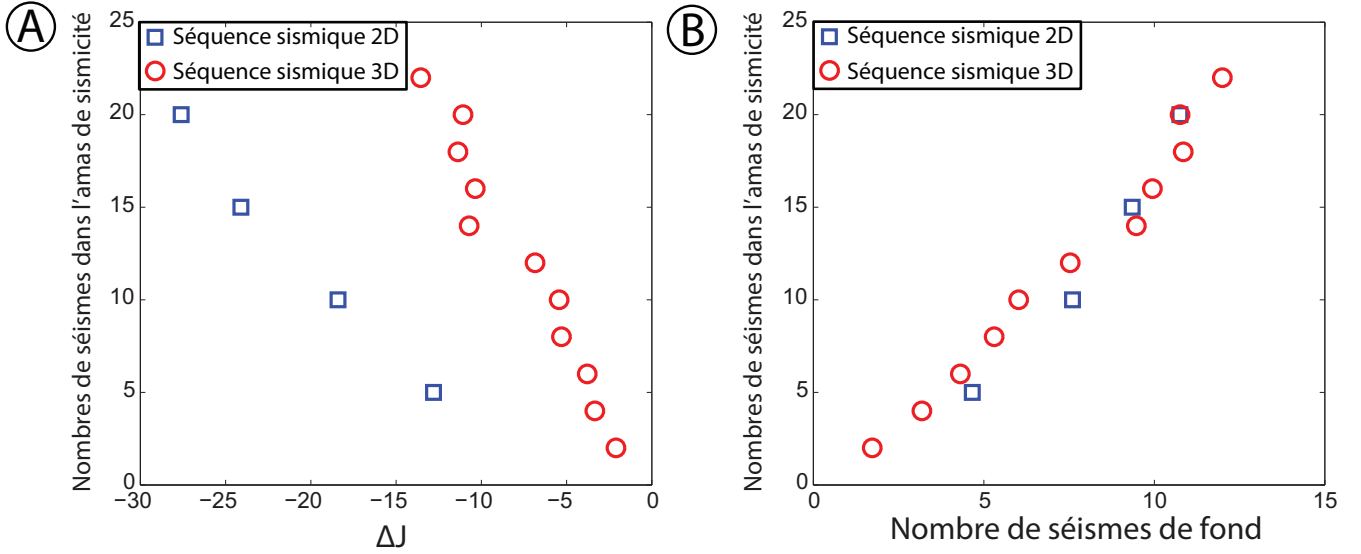


FIGURE 4.7 – Comparaison entre des amas de sismicité anormaux générés avec (en rouge) et sans prise en compte de la profondeur (en bleu). Distribution du nombre de séismes présent dans la séquence sismique en fonction de (A) ΔJ et (B) du nombre de séismes de fond estimés.

4.4 Test 4 : Hypothèse de l'isotropie de la sismicité.

Dans notre méthode, nous assimilons les séismes comme des points sources. Cette hypothèse engendre que la distribution des répliques appartenant à un choc principal se localise de manière isotrope autour de ce dernier. Dans la réalité, un séisme est une rupture le long d'un plan de faille, et les répliques se produisent principalement sur ce plan ou dans une zone d'endommagement autour de ce plan de faille.

Hainzl *et al.* (2008) se sont intéressés aux limites d'estimation d'un modèle ETAS en faisant l'hypothèse de sources ponctuelles confronté à des données non-isotropes. Ils ont utilisé un kernel spatial en supposant que le point source est aléatoirement tiré le long de la faille. De plus, la longueur L de l'équation 3.6 est une valeur indépendante de la taille de la source. Ils ont remarqué que l'anisotropie des répliques provoquait une diminution de la valeur de α et une augmentation sensible de K_0 .

Dans nos catalogues synthétiques (Figure 4.8), nous supposons également que le point source est une source située aléatoirement le long de la ligne de faille. A partir de là, et contrairement à Hainzl *et al.* (2008), nous distribuons les répliques en conservant une longueur L (cf. équation 3.6) variable selon la taille du séisme principal, ce qui modélise mieux des répliques qui sont préférentiellement situées dans la zone d'endommagement de la rupture principale, qui est elle-même dépendante de la taille du choc principal.

La Figure 4.9 résume les résultats des paramètres ETAS estimés pour des catalogues isotropes et anisotropes. On observe que dans les deux cas, c , p , α et K_0 sont bien estimés. En ce qui concerne les deux paramètres caractérisant l'espace, i.e., L_0 et γ , on observe des dif-

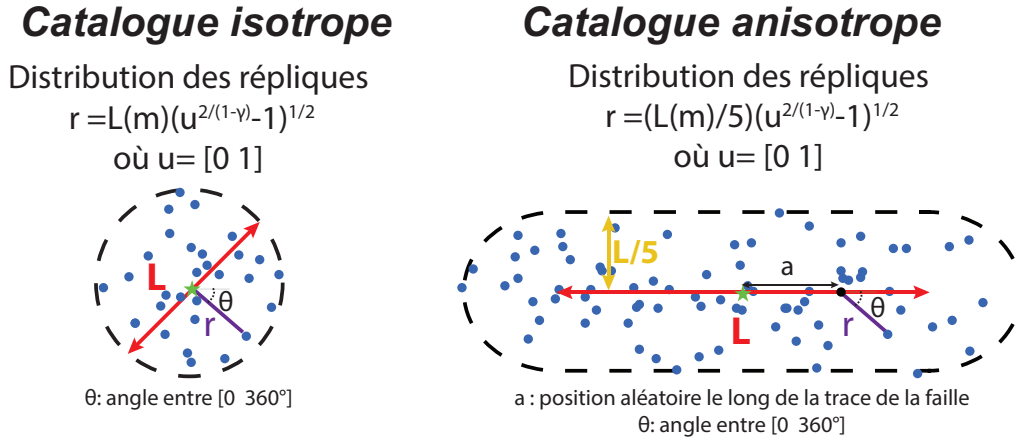


FIGURE 4.8 – Schéma de la construction d’une séquence de répliques dans un cas isotrope et anisotrope. Dans le cas d’un catalogue isotrope, la distribution des répliques autour d’un choc principal de magnitude m s’effectue en tirant une distance r calculée à l’aide de la taille du choc principale $L(m)$ et un angle θ compris entre $[0$ et $2\pi]$. Dans le cas d’un catalogue anisotrope, on tire tout d’abord une distance a , correspondant à la distance entre le centre supposé de la faille et un point situé sur celle-ci. Puis on situe la réplique autour de ce point avec une distance r . Nous notons que l’équation de la distance r est différente entre le cas isotrope et anisotrope.

férences. Dans le cas de catalogues isotropes, ces paramètres sont légèrement plus faibles que ceux attendus.

En ce qui concerne les catalogues anisotropes, les valeurs de γ sont très variables : la valeur moyenne étant de 4.227 ± 1.481 . De plus, la valeur de la longueur de rupture L_0 dispose de valeurs très faibles, n’atteignant dans aucun des catalogues synthétiques générés la valeur de L_0 d’origine. Avec ces valeurs de γ plus importantes, le kernel spatial se rapproche davantage d’une fonction ”boite” dans sa caractérisation des répliques (Figure 4.10), entraînant une valeur d’interaction plus forte ($=1/L_0$) dans la zone où $r < L_0$ et une valeur qui tend beaucoup plus vite vers 0 pour $r > L_0$.

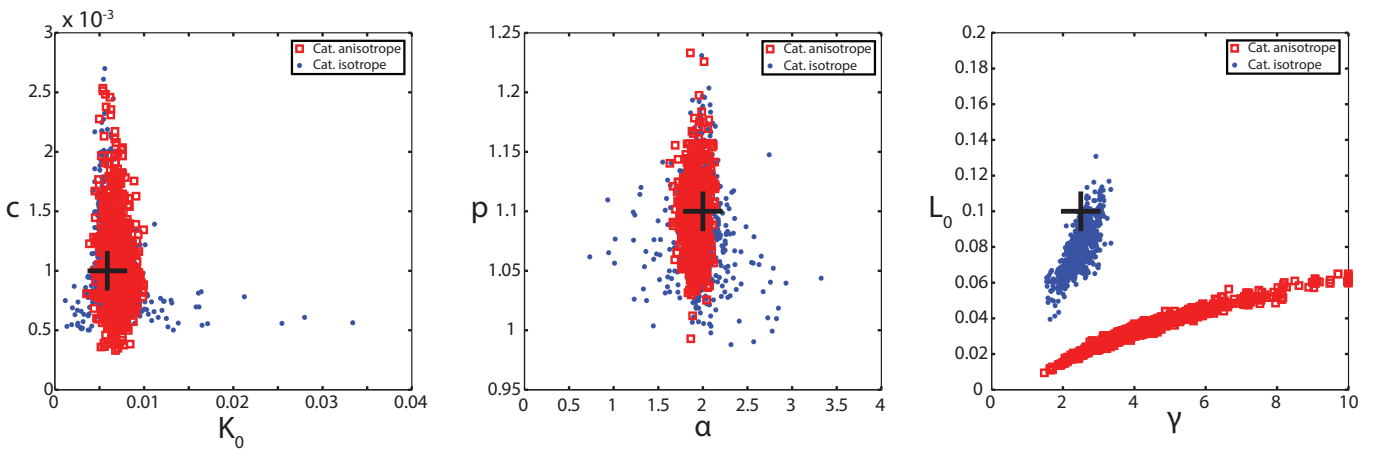


FIGURE 4.9 – Comparaison des paramètres ETAS dans le cas de catalogues isotropes (en bleu) et des catalogues anisotropes (en rouge). Les croix noires représentent les paramètres utilisés pour la génération de ces catalogues.

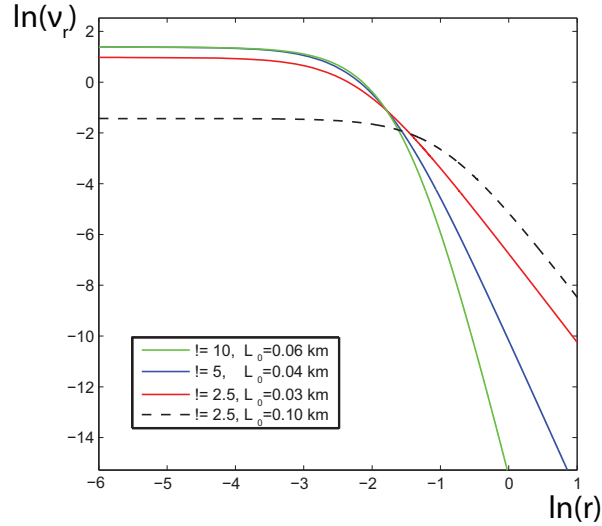


FIGURE 4.10 – Comparaison entre les différents kernels spatiaux en utilisant les paramètres ETAS estimés dans les cas de catalogues anisotropes. La courbe en pointillé noir indique le kernel d'un catalogue disposant de paramètre ETAS caractéristique d'un catalogue anisotrope.

Fondamentalement, ces valeurs différentes de γ et de L_0 n'entraînent pas de différences notables pour les cas de l'hypothèse nulle (Figure 4.11). En ajoutant une séquence de sismicité anormale et anisotrope de 10 séismes (avec un nombre de séismes de fond estimés à 7.2) dans le catalogue de sismicité anisotrope, celle-ci est toujours identifiée comme anormale avec des valeurs voisines à celui d'un catalogue isotrope ($\Delta J = -16.5$ et -17 , respectivement des catalogues anisotropes et isotropes).

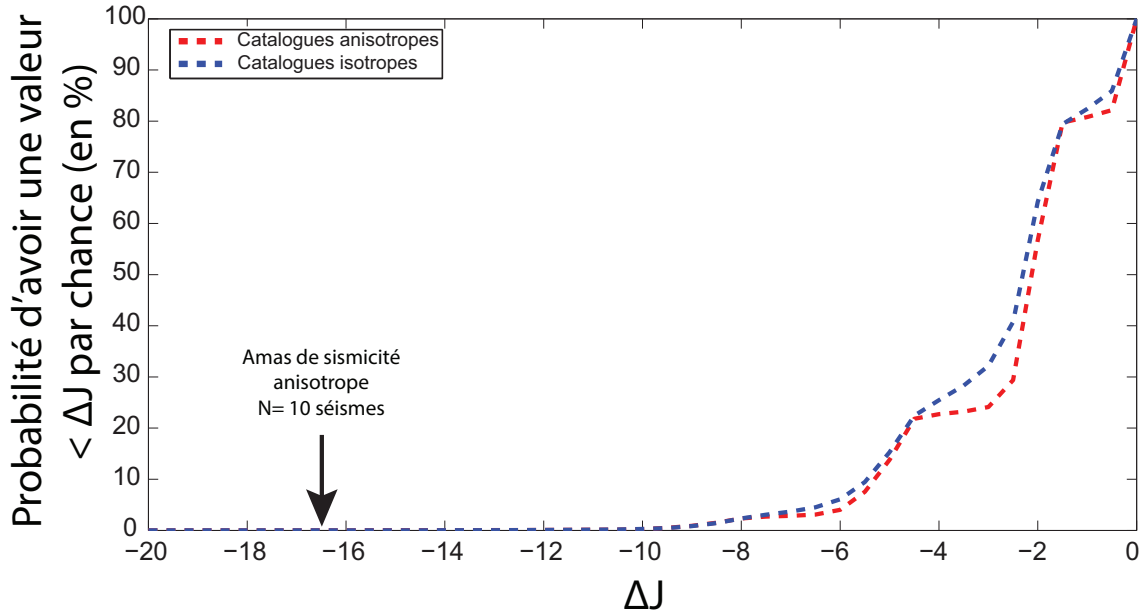


FIGURE 4.11 – Distribution du gain ΔJ dans le cas de l'hypothèse nulle de catalogue isotropes et anisotropes.

Ce test montre ainsi que la distribution anisotrope de la sismicité n'entraîne pas de différence

notable dans la détection des épisodes transitoires de sismicité. Cependant, dans nos études de cas de la partie suivante, nous voyons que les paramètres ETAS estimés correspondent à des cas où la distribution semble isotrope ($\gamma \simeq 2.5$, et L_0 vraisemblable). Nous pouvons donc faire l'hypothèse que la sismicité que nous analysons dans cette thèse se distribue de manière isotrope le long des zones de subduction que nous analysons et à Hawaï. Ceci peut s'expliquer par le faible pendage des failles de subduction, et par celui du plan de décollement (sub-horizontal) du Kilauea. Cela ne serait pas forcément vrai pour des failles verticales, comme typiquement observé en Turquie ou en Californie (limite de plaque transformantes).

Troisième partie

Études de cas

Les relations entre la segmentation du couplage, la sismicité et les épisodes transitoires

Le long des zones de subduction, la densité de séismes sur l'interface de subduction varie latéralement. Cela est lié à l'accumulation plus ou moins importante des contraintes tectoniques au niveau d'aspérités (Lay *et al.*, 1982) présentes sur la plaque plongeante, pouvant produire des changements dans la géométrie de la plaque, d'hétérogénéité dans les forces de friction, ou encore à des variations des propriétés mécaniques. Si ces aspérités accumulent entièrement le glissement et sont suffisamment étendues ou distribuées de manière dense, le couplage devient très fort (i.e., tend vers 1) et est propice à l'occurrence de très gros séismes relâchant les forces accumulées en quelques secondes. Des auteurs (Scholz et Small, 1997; Ben-Zion et Rice, 1993) ont remarqué que les ruptures des séismes importants s'arrêtent à l'endroit où le couplage et les propriétés physiques semblent changer.

De plus, des épisodes transitoires, détectés par données GPS, semblent se dérouler sous des aspérités très fortement couplées. C'est le cas des Cascades ou le long de la fosse de Nankai au Japon où, entre 30 et 50 km de profondeur, apparaissent des épisodes de glissement asismiques dans la zone de transition fragile-ductile (Dragert, 2001; Hirose *et al.*, 1999; Kawasaki, 2004). En Alaska, Ohta *et al.* (2006) montrent que des épisodes de SSEs se déroulent sous les terminaisons de la rupture de 1964, provoquant des épisodes de glissement équivalents à l'accumulation de 5 à 15 ans de déplacements. Plus superficiellement, comme au Costa-Rica ou en Nouvelle-Zélande (Outerbridge *et al.*, 2010; Douglas, 2005), des SSEs se produisent dans des zones de transition entre des secteurs fortement bloqués à faiblement couplés. Ces zones, comme des zones classiquement bloquées, accumulent les contraintes sur de longues périodes (i.e., > année) inter-SSE, et les relâchent par un découplage progressif, lent, impliquant des durées allant du jour jusqu'au mois. Ce mécanisme à seuil implique probablement des fluides sous pression (Peng et Gomberg, 2010) issus de la déshydratation des roches sédimentaires du slab subducté, voire de réactions chimiques endothermiques intervenant dans une cycle de déformation instable (Poulet *et al.*, 2014).

En ce qui concerne les essais sismiques, [Holtkamp et Brudzinski \(2014\)](#) détectèrent l'apparition de séquences sismiques anormales à l'extrémité de très grosses ruptures ($M_w > 7.5$) comme au sud du séisme d'Alaska en 1964, pouvant s'expliquer par une zone de diminution du couplage ou par des hétérogénéités dans la distribution des contraintes qui permettent la genèse de ces séquences sismiques. Celles-ci stopperaient la rupture principale, jouant le rôle de barrières. En Équateur, [Vallee *et al.* \(2013\)](#) ont suivi l'émergence d'un SSE se déroulant dans une zone de transition de fort à faible couplage et produisant une forte augmentation de la sismicité. Quant à la zone de Boso, l'apparition de SSEs couplés à une activité sismique anormale systématique est observée par plusieurs auteurs ([Ozawa, 2003](#); [Ozawa *et al.*, 2007b](#); [Ozawa, 2014](#); [Hirose *et al.*, 2014](#); [Fukuda *et al.*, 2014](#)).

La conjonction entre des glissements lents décelés par moyens géodésiques et d'essais sismiques dans des secteurs similaires où les propriétés frictionnelles semblent changer latéralement pourraient donc correspondre aux mêmes phénomènes mais observés par diverses méthodes, à condition de se trouver dans la zone sismogénique. En suivant cette idée, nous nous intéressons dans cette thèse à deux secteurs distincts où il existe une bonne connaissance du couplage et nous recherchons des épisodes transitoires dans ces régions.

Par conséquent, ces endroits doivent avoir une sismicité dense et bien détectée, avec une bonne couverture GPS pour estimer le couplage et les épisodes transitoires présents dans la région.

Dans un premier temps, nous nous focalisons sur l'arc Aléoutien où la sismicité est bien localisée le long du plan de subduction, et où existe des épisodes de SSEs.

Par la suite, nous regardons la région du Japon, où nous nous intéressons dans un premier temps à la péninsule de Boso qui est le siège de SSEs répétitifs bien étudiés.

Puis nous analysons la zone de Nankai qui dispose également d'épisodes transitoires connus, mais situés à des profondeurs plus importantes.

On s'intéresse finalement à une troisième zone située dans un contexte différent des précédents. Cette étude porte sur les SSEs présents le long du volcan Hawaïen du Kilauea. En effet, c'est le seul cas connu de SSEs présents le long d'un volcan où l'apport de données géodésiques (*via* le déploiement d'un réseau GPS permanent en 1996) et sismologiques permettent une excellente caractérisation des SSEs. Les SSEs à cet endroit sont répétitifs et nombreux depuis 20 ans, ce qui représente une excellente zone d'étude pour appliquer notre modèle.

Chapitre 5

Cas des îles Aléoutiennes

Sommaire

5.1	Présentation	88
5.2	Detection and characterization of transient forcing episodes affecting earthquake activity in the Aleutian Arc system.	90
5.2.1	Abstract	90
5.2.2	Introduction	90
5.2.3	Method	92
5.2.3.1	Null hypothesis : model M_0	92
5.2.3.2	Time-varying background rate : Model M_1	94
5.2.3.3	Models comparison and significance	95
5.2.4	Deformation transients in the Aleutian arc system.	95
5.2.4.1	Data	96
5.2.4.2	Deformation transients	96
5.2.4.3	Comparison with the Nearest-neighbor earthquake distance method (NND)	99
5.2.5	Discussion	101
5.2.6	Conclusion	108
5.2.7	Acknowledgments	108
5.2.8	Appendix	108
5.2.9	Tests and model limitations	108
5.2.9.1	Test 1 : Dependence on detection parameters.	109
5.2.9.2	Test 2 : Dependence of the log-likelihood $\Delta\ell$ on detection parameters	111
5.2.9.3	Test 3 : Aftershock sequences seen as transients	112

5.1 Présentation

L'arc Aléoutien, situé entre l'Alaska à l'est et le Kamchatka à l'ouest marque la limite nord de la "Ceinture de feu" et délimite une zone d'environ 3000 km sur laquelle s'aligne tout un ensemble d'édifices volcaniques arrière-arc. La subduction de la plaque Pacifique produit une sismicité bien localisée au niveau du plan de subduction. De très forts séismes (par exemple,

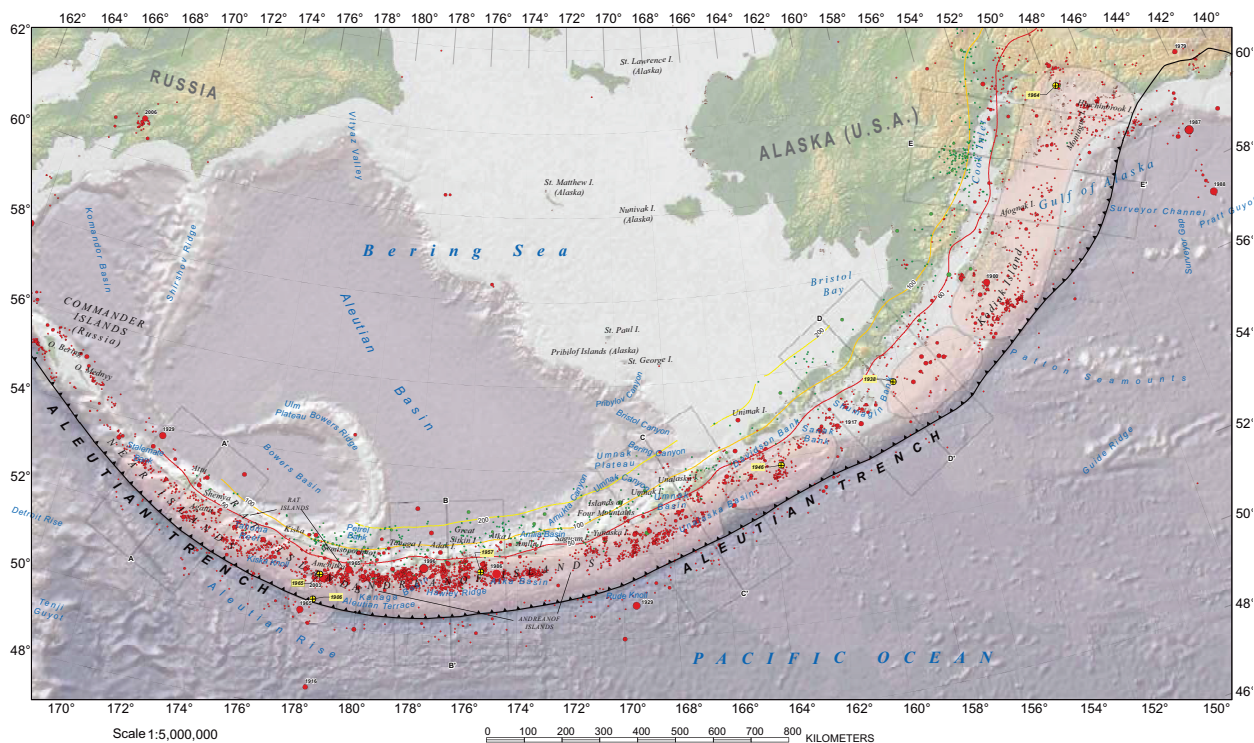


FIGURE 5.1 – La sismicité de l'arc Aléoutien entre 1900 et 2010 d'après [Benz et al. \(2011\)](#). Les cercles représentent les tailles de rupture pour les séismes entre $M > 4.0$ et $M < 8.2$. Les séismes situés entre 0 et 69 km, et ceux entre 70 et 299 km sont marqués en rouge et en vert respectivement. Les zones roses correspondent aux séismes supérieurs à $M > 8.2$ et leurs points de nucléation sont repérés par les ronds jaunes.

celui de Prince William Sound en 1964 de $M_w = 9.2$ ou encore de Rat Islands en 1965 de $M_w = 8.7$) se déroulent dans des secteurs où le couplage est très fort. Au contraire, la partie centrale, le sud de Davidson Bank et la limite est de la rupture de 1965 seraient apparemment faiblement couplés ([Freymueller et al., 2013](#)). Au niveau de l'arc, la segmentation des zones de forts séismes s'effectue lors des changements entre des zones fortement couplées à faiblement couplées ([Suito et Freymueller, 2009](#)). Cependant, le taux de couplage reste difficile à estimer dans cette région à cause de la faible proportion de stations GPS sur les îles et surtout à l'hétérogénéité de leurs localisations ([Freymueller et al., 2013](#)). Des épisodes transitoires existent le long de l'arc ([Peterson et al., 2011](#); [Gomberg et Prejean, 2013](#)) et des SSEs ont été localisés au sud de l'Alaska ([Ohta et al., 2006](#); [Peterson et Christensen, 2009](#); [Fu et Freymueller, 2013](#)).

[Holtkamp et Brudzinski \(2011\)](#) trouvèrent dans leurs études des épisodes de sismicité dans cette région et [Holtkamp et Brudzinski \(2014\)](#) localisèrent l'apparition de certaines séquences sismiques anormales au sud de la rupture de 1964 en Alaska pouvant s'expliquer par une zone de diminution du couplage.

Dans la suite de ce chapitre, nous reprenons l'article publié dans *Earth and Planetary Science* en 2015 dans lequel nous testons notre méthode et nous recherchons des épisodes de sismicité transitoires. Dans cette étude, nous détectons 6 anomalies sismiques reliées à des épisodes de déformations transitoires entre 2004 et 2013. Cinq de ces séquences sont localisées au niveau du plan de subduction et ont une tendance à se dérouler dans des zones de couplage intermédiaire ou encore à la limite d'anciennes grandes ruptures sismiques.

5.2 Detection and characterization of transient forcing episodes affecting earthquake activity in the Aleutian Arc system.

T. Reverso, D. Marsan,^{1 2} A. Helmstetter³

5.2.1 Abstract

Crustal, slow deformation transients can be caused by fluid or magmatic intrusions, and by slow slip on faults. They can affect earthquake dynamics, if they occur close or within seismically active zones. We here further develop, and test, a statistical method for detecting and characterizing seismicity anomalies that is only based on earthquake occurrence times and locations. We make use of this method to analyze the 2004-2013 seismicity at $m_c = 3.5$ in the Aleutian subduction system, to find 6 statistically significant anomalies, with typical 1 day duration and 30 to 50 km size, that are likely related to slow deformation transients. They tend to be located in zones characterized by intermediate seismic coupling, and to mark the termination of past large to mega-thrust earthquakes. These anomalies account for a non negligible (9%) part of the total activity, proving that non-stationary aseismic loading plays an important role in the dynamics of crustal deformation.

Keywords : seismic swarms , crustal deformation , creep

5.2.2 Introduction

Earthquakes occur as a consequence of accumulating stress in the crust. Estimating the rate at which stress loads a fault is a particularly challenging task, as systematic in situ measurement at seismogenic depth is still out of reach. Monitoring seismicity rates $\lambda(x, y, t)$, i.e., the number of earthquakes per unit time and unit area / volume at location (x, y) and time t , as proxies of stressing rates is a common approach, but it implies modeling how these two quantities relate to one another. Mechanical modeling of earthquake nucleation, e.g., using dislocation and friction models, generally accounts for loading due to long-term tectonic stressing, plus stress changes imparted by seismic sources big enough so that their characteristics are known with good certainty (Stein, 1999). However, it has been evidenced that small, poorly characterized sources also contribute significantly to the dynamics of seismicity (Helmstetter *et al.*, 2005; Marsan, 2005; Meier *et al.*, 2014). Stochastic modeling thus offers an alternative approach, that

1. ISTERre, Univ. de Savoie, Le Bourget du Lac, F-73376, France.
2. CNRS, ISTERre, F-73376 Le Bourget du Lac, France.
3. ISTERre, Univ. Grenoble Alpes, F-38041 Grenoble, France.

fully uses the seismicity information at hand, albeit at the cost of simplifying assumptions, in particular that earthquakes of equal magnitude behave the same as triggers. The seismicity rate λ here results from the two distinct contributions of a background aseismic rate μ and a seismic rate ν that can be modeled from the past history of earthquake occurrences : $\lambda(x, y, t) = \mu(x, y, t) + \nu(x, y, t)$.

Recent developments in seismology have emphasized the ubiquity of stress loading contributions from aseismic (i.e., not involving rupturing at seismic velocities), local processes, including silent fault slip within and underneath the seismogenic layer (Schwartz et Rokosky, 2007; Peng et Gomborg, 2010). Episodes of aseismic loading can thus cause changes in seismicity dynamics, if they occur in the proximity of faults close enough to failure. Transient deformation, or thereafter 'transients', can therefore be revealed by the occurrence of seismic swarms, which do not obey usual mainshock - aftershock patterns.

Studies aimed at detecting transients with stochastic methods have focused on specific sequences, typically at the scale of tens of kilometers (Hainzl et Ogata, 2005; Llenos et al., 2009; Llenos et McGuire, 2011; Daniel et al., 2011; Peng et al., 2012). They considered that the relative evolution of the loading rate μ is the same at all points of the system, and thus decoupled $\mu(x, y, t) = \mu_x(x, y) \times \mu_t(t)$ to invert for the marginal μ_t . A methodological framework for performing this inversion is described in Marsan et al. (2013a). At the regional scale, from 100 to 1000 km, swarms only cover a small portion of the seismically active surface / volume. It is then inappropriate to consider that μ follows the same evolution everywhere. Transient aseismic loading must then be modeled as local, both in space and time, and the decoupling proposed in previous studies must be relaxed.

Preliminary attempts at doing so by Marsan et al. (2013b) were motivated by the question as to whether the swarm activity preceding the 2011 M_w 9.0 Tohoku earthquake was unique or not to this part of the Japanese subduction. The method then developed however provides only a partial account of the significance of the estimated changes in background rate, through the computation of the Akaike Information Criterion (Akaike, 1973). Other approaches have been based on visual inspection of seismicity patterns (Holtkamp et Brudzinski, 2011), or on clustering criteria probing swarm occurrences at specific spatial and temporal scales (Vidale et al., 2006). Zaliapin et Ben-Zion (2013a,b) developed the nearest-neighbor method of Zaliapin et al. (2008) to discriminate swarm activity, using a priori fixed model parameters.

We here extend the approach of Marsan et al. (2013b) by fully measuring the significance level of suspected episodes of aseismic deformation ; tests of the method are then run to evaluate its accuracy and resolution power. The analysis of regional seismicity in the Aleutian arc is then performed, to compare the inverted transients with independent accounts of aseismic transients, and to investigate the spatial distribution of these deformation episodes.

5.2.3 Method

We define the seismicity as the combination of two components. The first is the seismicity due to aseismic processes, including tectonic loading. This spontaneous seismicity is not triggered by precursory events and is called the background seismicity. The second term corresponds to aftershocks, i.e, earthquakes triggered by previous shocks. Hereinafter, we assume that this triggering can be modeled by empirical laws (i.e, productivity law, Omori's law ([Utsu, 1961](#); [Omori, 1894](#))). In our approach, the seismicity associated with episodic aseismic phenomena, like deformation transients, can be modeled as an increase in the rate of background activity since it is not triggered by previous earthquakes. The aim is thus to evaluate the spatio-temporal variations of the background seismicity $\mu(x, y, t)$, which embodies both constant tectonic loading and loading through episodic aseismic processes (e.g., fluid intrusions or slow slip events). The latter cause μ to fluctuate in time, unlike the tectonic loading which is assumed to be constant in rate at the time scale of instrumental earthquake catalogs.

The overall approach follows and further develops the method of [Marsan *et al.* \(2013b\)](#). Two models are optimized against the data, (1) the null-hypothesis model M_0 , in which the background activity is only caused by tectonic loading, hence a constant but spatially variable $\mu(x, y)$, and (2) model M_1 in which the background activity also includes time-fluctuating processes, hence allowing $\mu(x, y, t)$ to also vary in time. The two models are then compared using a Monte-Carlo method, to search for significant episodes of changes in background rate, hence of slow, aseismic deformation. Model M_0 is the null hypothesis of no changes in background rate. We now detail the method, which can be divided into 3 steps.

5.2.3.1 Null hypothesis : model M_0

We use the space-time ETAS model, which represents earthquakes as points occurring with rate-density $\lambda_\theta(x, y, t)$, defined as the mean number of earthquakes per unit area and unit time. This rate is the sum of two terms :

$$\lambda_\theta(x, y, t) = \mu(x, y) + \nu(x, y, t) \quad (5.1)$$

with $\mu(x, y)$, the background seismicity, assumed to be constant in time in this first step, and $\nu(x, y, t)$ a term of interactions between earthquakes. The latter term is defined as the product of a temporal and a spatial influence

$$\nu(x, y, t) = \frac{\kappa(m)}{(t + c)^p} \times \frac{(\gamma - 1)L(m)^{\gamma-1}}{2\pi(x^2 + y^2 + L(m)^2)^{(\gamma+1)/2}}$$

where c , γ and p are constants, $L(m)$ and $\kappa(m)$ represent the rupture length and the productivity law, respectively (Ogata, 1988; Zhuang *et al.*, 2005). The productivity law $\kappa(m)$ is defined as

$$\kappa(m) = \kappa_0 \times e^{\alpha(m-m_0)}$$

where κ_0 and α are constant and m_0 is the magnitude threshold.

We assume that the rupture length L scales with magnitude according to

$$L(m) = L_0 10^{0.5(m-m_0)} \quad (5.2)$$

where L_0 is the rupture length for an earthquake of magnitude m_0 .

Smoothing This first model thus requires 6 parameters $\theta = [\alpha, p, c, L_0, \gamma, \kappa_0]$. The probability ω_i that earthquake i is a background earthquake is

$$\omega_i = \frac{\mu_i}{\mu_i + \nu_i} \quad (5.3)$$

where μ_i and ν_i are respectively the background seismicity and the interaction term for earthquake i .

We estimate the background intensity $\mu(x, y)$ by smoothing these probabilities (Zhuang *et al.*, 2002) over all earthquakes i :

$$\mu(x, y) = \frac{1}{T} \sum_i \omega_i Z_{\mathcal{L}}(x - x_i, y - y_i) \quad (5.4)$$

where T is the duration of the catalog and $Z_{\mathcal{L}}(x - x_i, y - y_i)$ is defined as

$$Z_{\mathcal{L}}(x - x_i, y - y_i) = \frac{1}{2\pi\mathcal{L}^2} e^{-\frac{\sqrt{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2}}{\mathcal{L}}} \quad (5.5)$$

with $\mathcal{L}$ a smoothing length.

ETAS parameter estimations and inversions To optimize the model, we maximize the log-likelihood defined as

$$\ell(\theta) = \sum_i \ln \lambda_{\theta}(x_i, y_i, t_i) - \int_0^T \iint_S \lambda_{\theta}(x, y, t) \, dx \, dy \, dt \quad (5.6)$$

where the integral is performed over the total duration T and surface S of the area containing the target earthquakes.

To optimize model M_0 , we follow the method of Zhuang *et al.* (2002). We start with a uniform

background rate $\mu(x, y)$ with an arbitrary positive value. Given this $\mu(x, y)$, the best parameters are searched by maximizing $\ell(\theta)$. The background probabilities ω_i are then computed, and smoothed according to equation (5) to yield an updated $\mu(x, y)$. Then the best parameters θ given this new $\mu(x, y)$ are computed, and so on until convergence of the solution, both for θ and μ . This solution does not depend on the initial choice of $\mu(x, y)$, but does depend on the smoothing length $\mathcal{L}$.

To track possible temporal changes in the background rate, we use a discretized version of μ . We define a regular grid in time and space, each cell having a space area $\mathcal{L} \times \mathcal{L}$ and a duration τ . The stationary background rate of cell i with center $\{X_i, Y_i\}$ is therefore

$$\mu_0^{(i)} = \frac{1}{\mathcal{L}^2} \iint_{\substack{|x-X_i| < \mathcal{L}/2 \\ |y-Y_i| < \mathcal{L}/2}} \mu(x, y) dx dy . \quad (5.7)$$

We define the log-likelihood for model M_0 and for cell i as

$$\ell_0^{(i)} = -\mu_0^{(i)} \tau \mathcal{L}^2 - N^{(i)} + \sum_j \ln(\mu_0^{(i)} + \nu_j) \quad (5.8)$$

where

$$N^{(i)} = \iiint_{\substack{|x-X_i| < \mathcal{L}/2 \\ |y-Y_i| < \mathcal{L}/2 \\ |t-T_i| < \tau/2}} \nu(x, y, t) dx dy dt \quad (5.9)$$

and the summation is on all earthquakes j occurring in cell i centered on $\{X_i, Y_i\}$ and on time T_i .

5.2.3.2 Time-varying background rate : Model M_1

In model M_1 , we relax the hypothesis of a stationary background rate. Each cell i is now characterized by a background rate-density $\mu_1^{(i)}$ and the log-likelihood $\ell_1^{(i)}$ is given by

$$\ell_1^{(i)} = -\mu_1^{(i)} \tau \mathcal{L}^2 - N^{(i)} + \sum_j \ln(\mu_1^{(i)} + \nu_j) \quad (5.10)$$

In this computation, the terms $N^{(i)}$ and ν_j are the same as for ℓ_0 defined by (5.8) : the influence of other, past earthquakes on the earthquakes contained in cell i is the same for both models.

5.2.3.3 Models comparison and significance

To evaluate the difference between models M_1 and M_0 , we calculate the log-likelihood gain $\Delta\ell^{(i)}$ for each cell i :

$$\Delta\ell^{(i)} = \ell_1^{(i)} - \ell_0^{(i)} \quad (5.11)$$

We finally test whether the obtained values of $\Delta\ell$ can be found by chance, if model M_0 is true. This amounts to check whether model M_1 is significantly better than the null hypothesis M_0 . To do this, we use a Monte-Carlo method and construct 1000 synthetic catalogs generated with ETAS parameters and $\mu(x, y)$ estimated from the data, see section 2.1. These synthetic catalogs have a stationary background, and therefore do not contain any transient episod. We then compute $\Delta\ell$ for all cells and for each synthetic catalog. We finally compare the values of $\Delta\ell$ obtained for the real data and for the synthetic ETAS catalogs. This allows us to quantify the probability $p(\Delta\ell)$ that a temporal change in background rate is significant, i.e., is anomalous compared with the values of $\Delta\ell$ obtained for the synthetic catalogs. More precisely, $p(\Delta\ell)$ is defined as :

$$p(\Delta\ell) = \frac{1}{1000} \sum_{n=1}^{1000} H(\max \Delta\ell^{(n)} < \Delta\ell) \quad (5.12)$$

where $H(x) = 1$ if x is true, 0 otherwise, and $\max \Delta\ell^{(n)}$ is the maximum value of $\Delta\ell$ for the synthetic catalog number n . We have run tests in order to assess the capacity and the shortcomings of the method, see Appendix A. These tests show more particularly that the detection parameters $\mathcal{L}$ and τ are important, as only transients of similar sizes and durations can be detected. Moreover, we find that anomalous aftershock sequences can sometimes appear as transients. This can be caused by the fact that some mainshocks produce stronger aftershock sequences than expected by the model. As we are mostly interested by swarms unrelated to large shocks, we discuss at the end of next section how these anomalous aftershock sequences detected as transients can be separated from the other transients.

5.2.4 Deformation transients in the Aleutian arc system.

Subduction zones exhibit diverse sliding modes (seismic or aseismic, e.g. [Schwartz et Rokosky \(2007\)](#)), mainly owing to a heterogeneous seismic coupling. Low coupling areas are potential candidates for slow deformation episodes, as for example observed in the Boso, Japan ([Ozawa et al., 2007b](#)). The Aleutian arc is characterized by clear spatial variations in coupling ([Scholz et Campos, 2012](#)), as well as hosting both mega-thrust earthquakes up to Mw 9.2 and slow slips events ([Ohta et al., 2006](#)) in instrumental times. [Holtkamp et Brudzinski \(2011\)](#) identified 5 transients after 2004 in the arc, listed in Table 5.1. These transients lasted for almost 2-3 days and they have spatial extents between 400 and 2000 km².

Start date (dec. year)	Latitude (deg)	Lat. range (deg)	Longitude (deg)	Lon. range (deg)	Area (km ²)	Number of Eqs	Total moment (M _w)	Duration (days)
2006.499	51.103	0.568	-179.371	0.144	630.560	25	5.9	2.447
2008.835	51.447	0.266	-174.308	0.195	398.537	44	6.3	3.616
2009.244	56.291	0.257	-152.580	0.437	765.690	26	6.0	3.360
2009.370	56.415	0.361	-152.170	0.559	1370.563	53	6.1	2.995
2009.370	56.428	0.532	-152.173	0.559	2015.376	54	6.1	3.506

TABLE 5.1 – Transients found by Holtkamp et Brudzinski (2011) for the Aleutian area between 2004 and 2010. We note that the fifth transient is effectively the same as the fourth.

5.2.4.1 Data

We use the PDE seismicity catalog, available at the USGS data center, for the Aleutian arc from 01/01/2004 to 31/12/2013 (<http://www.earthquake.usgs.gov/earthquakes/search/>), for latitudes from 48° to 60°N, longitudes from 165° to -145°E and depth smaller than 100 km. We estimate the magnitude of completeness at $m_c = 3.5$ for this set. We thus end up with $N = 3598$ earthquakes. Figure 5.2 represents the seismicity in the study area. We do not further use the depths of the earthquakes in the following treatment, and only compute epicentral distances, because of the large uncertainties in depth estimates.

5.2.4.2 Deformation transients

Our method identifies transients at specific scales chosen by the operator. We first investigate the scales of the four transients identified by Holtkamp et Brudzinski (2011) (Table 5.1), and thus fix $\mathcal{L} = 30$ km and $\tau = 1$ day. The ETAS parameters estimated for $\mathcal{L} = 30$ km are : $\alpha = 1.079$, $p = 1.021$, $c = 0.004$ day, $\gamma = 2.758$, $L_0 = 1.701$ km for $m_0 = 3.5$, $\kappa_0 = 0.015$. We represent in Figure 5.3 the obtained anomalies and we sum up the results in Table 5.2.

Name	Starting date (yr)	lat. start	lon. start	Probability to be anomalous	Transient like ?	Number of Eqs	Seismic moment (N.m)
A_1	2005.450	50.946	179.485	82%	Transient	19	$5.66.10^{17}$
A_2	2006.354	52.296	-169.469	96%	Aftershock sequence	8	$4.43.10^{18}$
A_3	2006.498	50.946	-179.657	97%	Transient	14	$8.20.10^{17}$
A_4	2008.598	52.060	-175.690	99.99%	Transient	31	$6.21.10^{17}$
A_5	2009.781	52.565	-167.178	82%	Aftershock sequence	12	$1.08.10^{19}$
A_6	2010.543	52.565	-169.849	99%	Aftershock sequence	37	$1.48.10^{18}$
A_7	2010.841	50.946	-176.610	99.99%	Transient	17	$1.56.10^{17}$
A_8	2011.670	51.756	-171.781	99%	Aftershock sequence	19	$1.64.10^{17}$

TABLE 5.2 – Anomalies with a probability to be significant $>70\%$ for $\mathcal{L} = 30$ km and $\tau = 1$ day. The separation into actual transients and aftershock sequence is done visually, see text for explanations.

We identify 8 anomalies with probability to be anomalous $>70\%$, among which 4 are effectively transients : they correspond to an increase of background seismicity not directly related to an aftershock sequence, see Table 5.2. These 4 transients are located in different areas and take

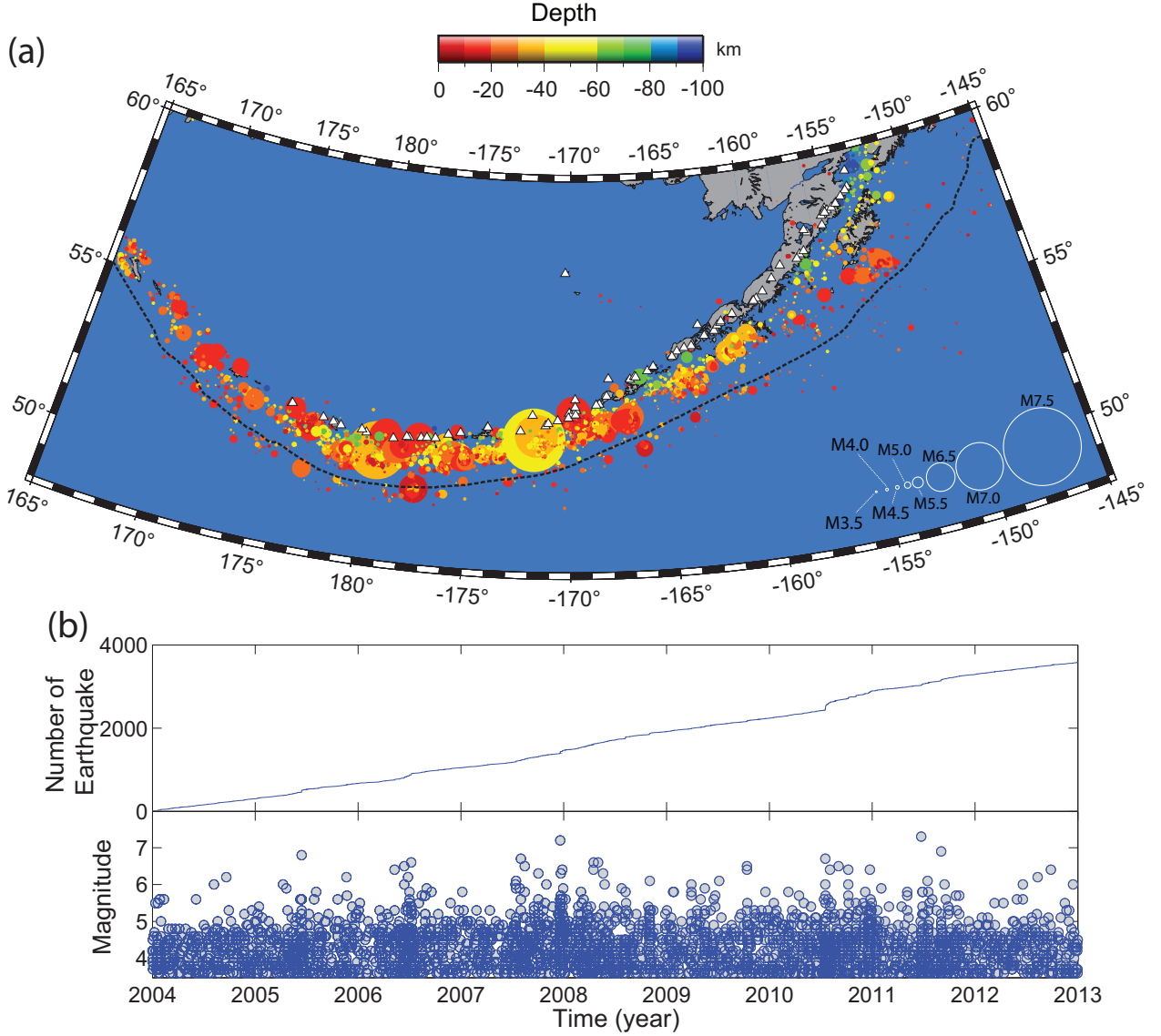


FIGURE 5.2 – Seismicity in the Aleutian arc between 2004 and 2013. (a) Epicenter locations. The trench (Hayes *et al.*, 2012) is shown with the dashed black line, and volcanoes with white triangles. (b) Cumulative number and magnitude of earthquakes as a function of time.

place at different times but their seismic moments are roughly similar, between 1 to 8×10^{17} N.m, corresponding to moment magnitudes between 5.3 and 5.9. Only one of them (A_3) is listed in Holtkamp et Brudzinski (2011).

As discussed in section 5.2.4.3, our method relies on ensemble averaged laws describing the number of aftershocks triggered by mainshocks. Natural variability around these laws can generate large fluctuations in these numbers. Since this variability is not accounted for by the model, it ends up fitting very productive aftershocks sequence by an ad-hoc increase in background rate, potentially causing the detection of an anomaly. We examined each anomaly, searching for possible large shocks preceding them that could explain their occurrence. This visual inspection led to the rejection of 4 out of the 8 anomalies, see Table 5.2. Changing the detection parameters $\mathcal{L}$ and τ leads to the detection of other anomalies, see Table 5.3.

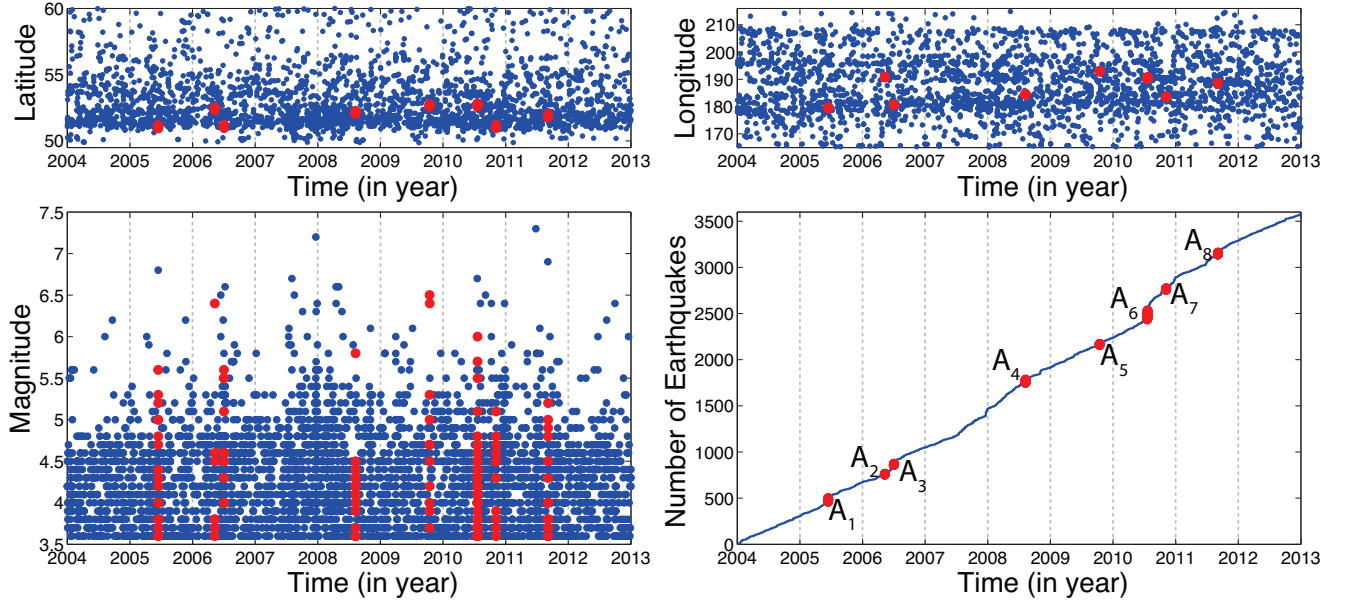


FIGURE 5.3 – Observed seismicity for the Aleutian arc. Red dots are anomalies revealed with detection parameters $\mathcal{L} = 30$ km and $\tau = 1$ day, which are significant at the 70% level.

Name	Starting date (yr)	lat. start	lon. start	Probability to be anomalous	Transient like ?	Number of Eqs	Seismic moment (N.m)
A_1	2005.450	50.767	179.486	96%	Transient	30	$5.84 \cdot 10^{17}$
A_9	2008.8319	51.216	-177.749	80%	Transient	15	$3.17 \cdot 10^{17}$
A_{10}	2009.2415	56.163	-152.967	72%	Transient	7	$1.24 \cdot 10^{18}$
A_6	2010.543	52.565	-170.126	99.8%	Aftershock sequence	22	$1.25 \cdot 10^{19}$
A_7	2010.841	50.767	-176.942	96%	Transient	19	$1.69 \cdot 10^{17}$

TABLE 5.3 – Table showing anomalies with a probability to be a transient $>70\%$ for $\mathcal{L} = 50$ km and $\tau = 1$ day.

We detect these anomalies for other scales but with different probabilities (cf. Table 5.4 in supplementary material).

	$\mathcal{L}=30$ km				$\mathcal{L}=50$ km				$\mathcal{L}=100$ km			
	1	3	5	10 days	1	3	5	10 days	1	3	5	10 days
A_1	82%	0%	0%	0%	96%	0%	0%	0%	0%	0%	0%	0%
A_3	97%	0%	0%	0%	0%	0%	0%	0%	0%	0%	0%	0%
A_4	$>99.99\%$	66.66%	0%	0%	0%	0%	0%	0%	0%	0%	0%	0%
A_7	$>99.99\%$	90%	1%	0%	96%	0.1%	0%	0%	0%	0%	0%	0%
A_9	1%	0%	0%	0%	80.2%	35%	0%	0%	0%	0%	0%	0%
A_{10}	0%	0%	0%	0%	71.9%	0%	0%	0%	0%	0%	0%	0%

TABLE 5.4 – Probabilities at being anomalous for the 6 transients, function of the detection $\mathcal{L}$ and τ .

Among the four transients listed in Holtkamp et Brudzinski (2011) (i.e., after merging their last two transients which effectively overlap), we only find three. The last event (i.e., A_{10}), located on Kodiak Island, is undetected because its probability to be a transient is less than 70%. We detect one extra other transients that were not identified by Holtkamp et Brudzinski

(2011), and two others after 2010. The inverted α value of 1.079 (at $\mathcal{L} = 30$ km), while typical of regional ETAS studies (cf. Marsan *et al.* (2013a) on this topic), is low compared to α values obtained with windowing methods (e.g., Helmstetter *et al.* (2005)). We however checked that the 6 transients found with $\alpha = 1.079$ were effectively also found when imposing $\alpha = 2.3$ all throughout the treatment.

5.2.4.3 Comparison with the Nearest-neighbor earthquake distance method (NND)

Zaliapin et Ben-Zion (2013a,b) developed a method, called the "Nearest-neighbor earthquake distance method" (NND), in order to group earthquakes in clusters and also to distinguish background activity from earthquake clusters. Their method is based on estimating the so-called "nearest" earthquake for each event. The nearest earthquake, or parent of event j , is defined as the earthquake i with the smallest spatio-temporal distance η_{ij}

$$\min_i(\eta_{ij}) = \min_i(T_{ij} \times R_{ij})$$

where T_{ij} is the normalized temporal distance and R_{ij} , the normalized spatial distance between earthquakes

$$T_{ij} = t_{ij} \cdot 10^{-qbm_i} \quad R_{ij} = (r_{ij})^{d_f} \cdot 10^{-qbm_i}$$

with t_{ij} the inter-occurrence time between the two earthquakes, r_{ij} their epicentral distance, d_f the fractal dimension of the set of earthquake epicenters, b the b-value of the Gutenberg-Richter law and q a constant fixed to $q = 0.5$ that account for the scaling of rupture length with magnitude. For each earthquake j , the nearest earthquake i^* is the event with the smallest spatio-temporal distance η_{i^*j} , corresponding to a distance $R_j^* = R_{i^*j}$ and a time interval $T_j^* = T_{i^*j}$. Background earthquakes are then those with large $\min_i(\eta_{ij})$, and can be extracted from the rest by separating the distribution R_j^* vs. T_j^* into a "clustered" and a "background" part.

We apply their method to the Aleutian arc using $b = 1$, $q = 0.5$ and $d_f = 1.6$. Results are shown in Figure 5.4. The distance to the nearest earthquake is characterized by a bi-modal distribution separated by the limit $\log R + \log T = -5$ (i.e., $\eta_{i^*j} = \eta_0 = 10^{-5}$). The earthquakes with $\eta > \eta_0$ are supposed to represent the Poissonian part of the background seismicity. It is important to emphasize that the definition of background seismicity by Zaliapin et Ben-Zion (2013a) differs from ours : in their approach, background activity can only result from a stationary Poisson process. In our case, all activity not triggered by previous earthquakes is background, thus including possible non-stationary transients. As such, the episodes of transient, slow deformation we are seeking for are part of the "clustered" group as defined by Zaliapin et Ben-Zion (2013a).

In order to extract background transients (our sense), we follow Zaliapin et Ben-Zion (2013a). Binary linking all the earthquakes to their nearest-neighbor defines distinct clusters.

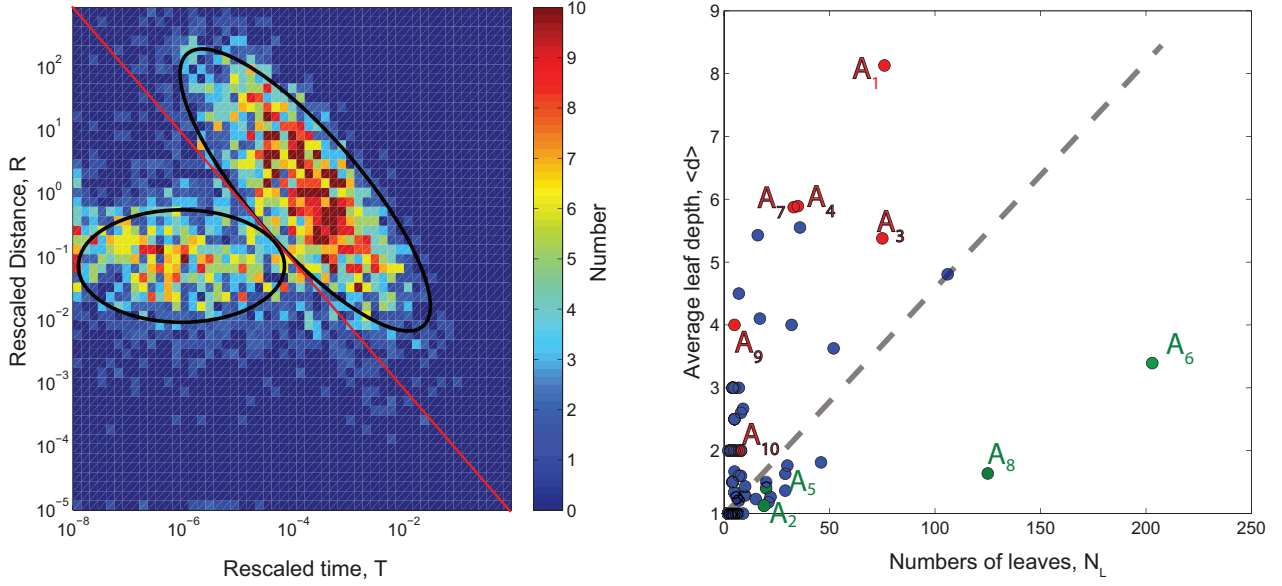


FIGURE 5.4 – Left : Distribution of the nearest-neighbor distance η for the Aleutian catalog. We display the joint distribution of the re-scaled time and space components (T, R) . The red line corresponds to $\log R + \log T = -5$ and separates the two classes of earthquakes (black ellipses) : clusters (left) and background (right).

Right : Average leaf depth $\langle d \rangle$ vs. number of leaves N_L for the Aleutian arc. We plot in red the detected transients that are likely caused by aseismic deformation episodes, and in green those belonging to aftershock sequences.

For each cluster, we compute the number of leaves N_L and the average leaf depth $\langle d \rangle$ (Zaliapin et Ben-Zion, 2013a). Plotting $\langle d \rangle$ as a function of N_L , as illustrated in Figure 5.5, should allow to single out transients. Applying this procedure to our dataset, we observe that transients identified with our method have large $\langle d \rangle$ values, and low N_L (see Figure 5.4).

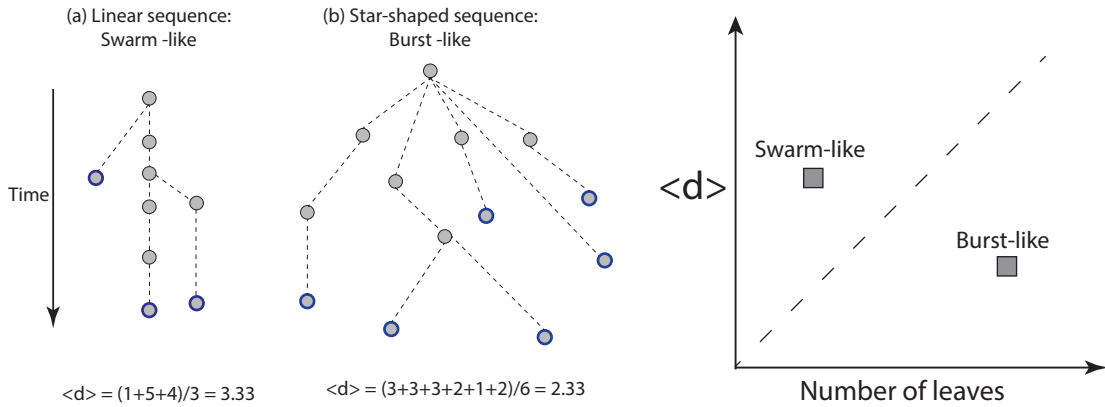


FIGURE 5.5 – Left : Average leaf depth $\langle d \rangle$ of a tree. The figure shows how the average leaf depth is computed for a linear tree (a) and a spray-shaped tree (b). Right : Average leaf depth $\langle d \rangle$ vs. number of leaves N_L .

We search in the NND clusters those that contain our transients as listed in Table 5.2. We observe that our transients are effectively located in the "swarm-like" part of the graph, while A_6 , identified previously as being part of an aftershock sequence, is here again clearly in the

”aftershock” domain. Using the NND method therefore can be used in order to suppress the aftershock sequences from the anomalies detected by our method. Conversely, using the NND method alone gives ”swarm-like” clusters that are not anomalous according to our triggering model (see Figure 5.4). Moreover, the size and duration of the NND clusters containing our transients are generally very different from the size and duration of the corresponding transients (Table 5.5 in supplementary material). For example, the transient A_1 is detected with $\mathcal{L} = 30$ km and $\tau = 1$ day, and with $\mathcal{L} = 50$ km and $\tau = 1$ day, while the corresponding NND cluster has a duration of almost 3 years and a size of 180×180 km².

Name	Starting date (yr)	Duration (day)	lat. start	lat. end	lon. start	lon. end	Number of Eqs	Area (km ²)	Numbers of leaves	ALD
A_1	2005.450	929.572	50.767	52.578	177.686	-179.970	55	31998.588	76	8.13
A_3	2006.498	568.367	50.910	51.667	178.778	-178.496	46	15956.803	75	5.38
A_4	2008.598	0.869	52.058	52.319	-175.742	-175.378	19	720.142	35	5.89
A_9	2008.832	102.800	51.216	51.648	-174.542	-174.199	18	1062.535	5	4
A_{10}	2009.242	0.958	56.033	56.305	-152.591	-152.223	5	689.037	8	2
A_7	2010.841	6.034	50.935	51.551	178.967	-176.161	16	23229.678	33	5.88

TABLE 5.5 – Characteristics of the 6 transients detected with the NND method and that were also detected by our method. These characteristics are obtained according to NND.

5.2.5 Discussion

We found 6 transients ($A_1, A_3, A_4, A_7, A_9, A_{10}$) that are not related to aftershock sequences between 2004 and 2013 (see Figure 5.13). Three of them (A_3, A_9, A_{10}) are also detected by Holtkamp et Brudzinski (2011). We moreover found two others in the same period (A_1 and A_4), and another one after 2009 (A_7). These transients are not located close to volcanoes, except A_4 , which began in August 2008 and is located underneath Kasatochi strato-volcano (52.169°N, -175.511°E) at a depth of 5 to 10 km, see Figure 5.13. This transient corresponds to a swarm that occurred along with the eruption of Kasatochi volcano on August 7, 2008 (Ruppert et al., 2011), and lasted for about 3 days.

To investigate whether the five other transients are on the subduction interface, we use the Alaska Earthquake Information Center (AEIC) catalog to better constrain the depth (see Figure 5.6 to 5.11 in supplementary material).

The focal mechanisms taken from the Harvard CMT catalog effectively suggest that the transients A_1, A_3, A_7, A_9 and A_{10} , are located on the subduction interface, see Figure 5.12. We then estimate the depths by interpolating the slab iso-depth contours of Hayes et al. (2012), which range from 10 km (A_{10}) to 30 km (A_1, A_3) and possibly even 40 km (A_9). These depths extend past the 20 km transition depth proposed by Delahaye et al. (2009) to separate aseismic transients that do (updip) and do not (downdip) trigger seismicity.

We did not find any transient in the outer rise, unlike in Japan where swarms probably

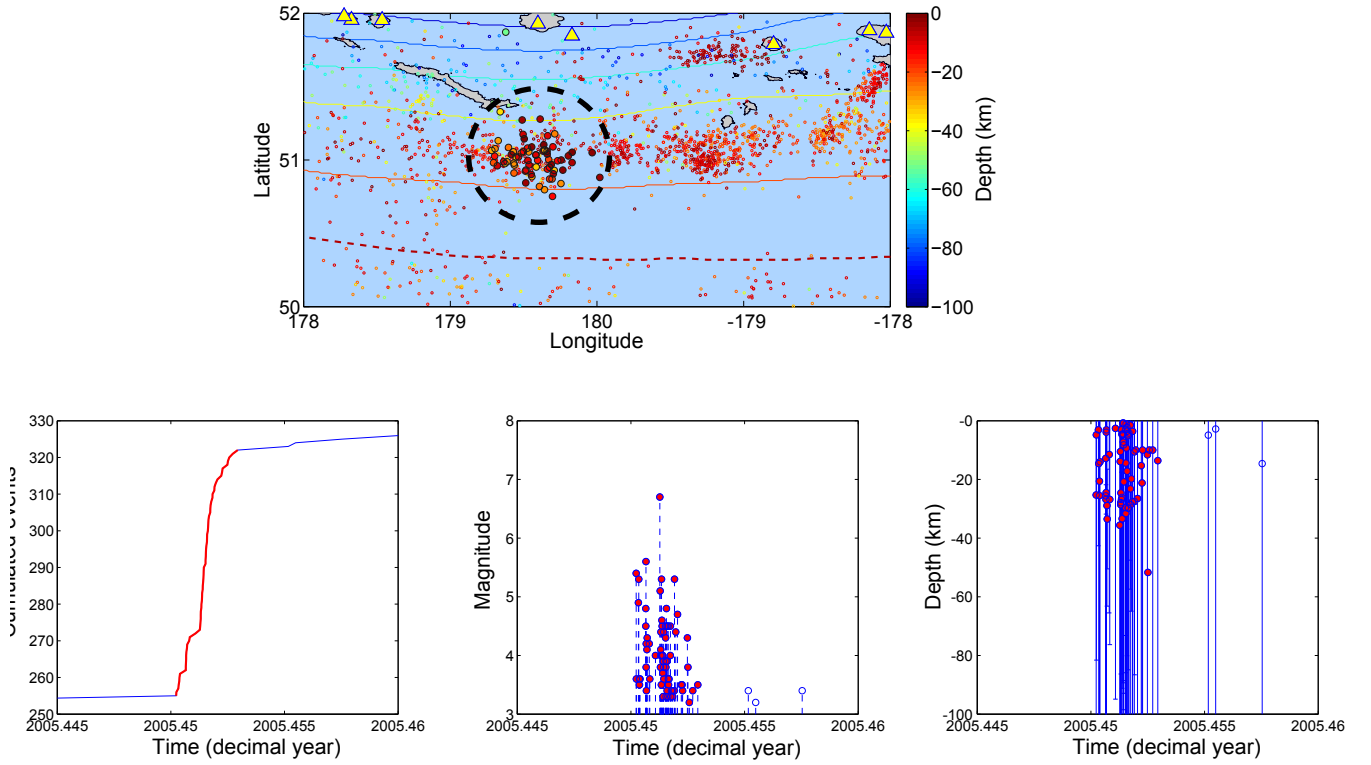


FIGURE 5.6 – Top : Map of the seismicity surrounding transient A1. The trench (dashed line) and iso-depth contours of the slab every 20 km are from Hayes et al. (2012). Volcanoes (www.avo.alaska.edu) are shown with triangles. Bottom : time series of number of earthquakes, magnitude and depth, for the geographical area shown in (a). The depths are here taken from the AEIC catalog, and their uncertainties are shown with error bars.

triggered by upwelling fluid intrusions in the extensive domain of outer rise were found by Marsan *et al.* (2013a).

Slow Slip Events (SSE) can be found in subduction zones and are thought to be a characteristic of low seismic coupling zones, although, the very obvious Tohoku foreshock swarm that lasted for about 1.5 months in January-February 2011 is very likely related to slow slip in an otherwise strongly coupled zone (Kato *et al.*, 2012; Marsan *et al.*, 2013a).

The Aleutian Arc has laterally-heterogeneous coupling, with locked zones (e.g., Kodiak Island) as well as creeping zones characterized by aseismic phenomena (Cross et Freymueller, 2007; Freymueller *et al.*, 2013; Scholz et Campos, 2012). Non-Volcanic Tremor (NVT) and Deep Low-Frequency Earthquakes (DLFE) are found along the arc (Peterson *et al.*, 2011; Gomborg et Prejean, 2013) while several instances of SSE are localized in southern Alaska (Ohta *et al.*, 2006; Peterson et Christensen, 2009; Fu et Freymueller, 2013).

Transient A_{10} is located beside Kodiak Island, relatively close to the surface : a mean depth of 10 km is suggested by the slab iso-depth contours (see Figure S12 in supplementary material). A broad zone of 200 km $\times$ 150 km centered on Kodiak Island is expected to be locked (Freymueller *et al.*, 2013). This zone acted as the second asperity that failed during

5.2 Detection and characterization of transient forcing episodes affecting earthquake activity in the Aleutian Arc system.

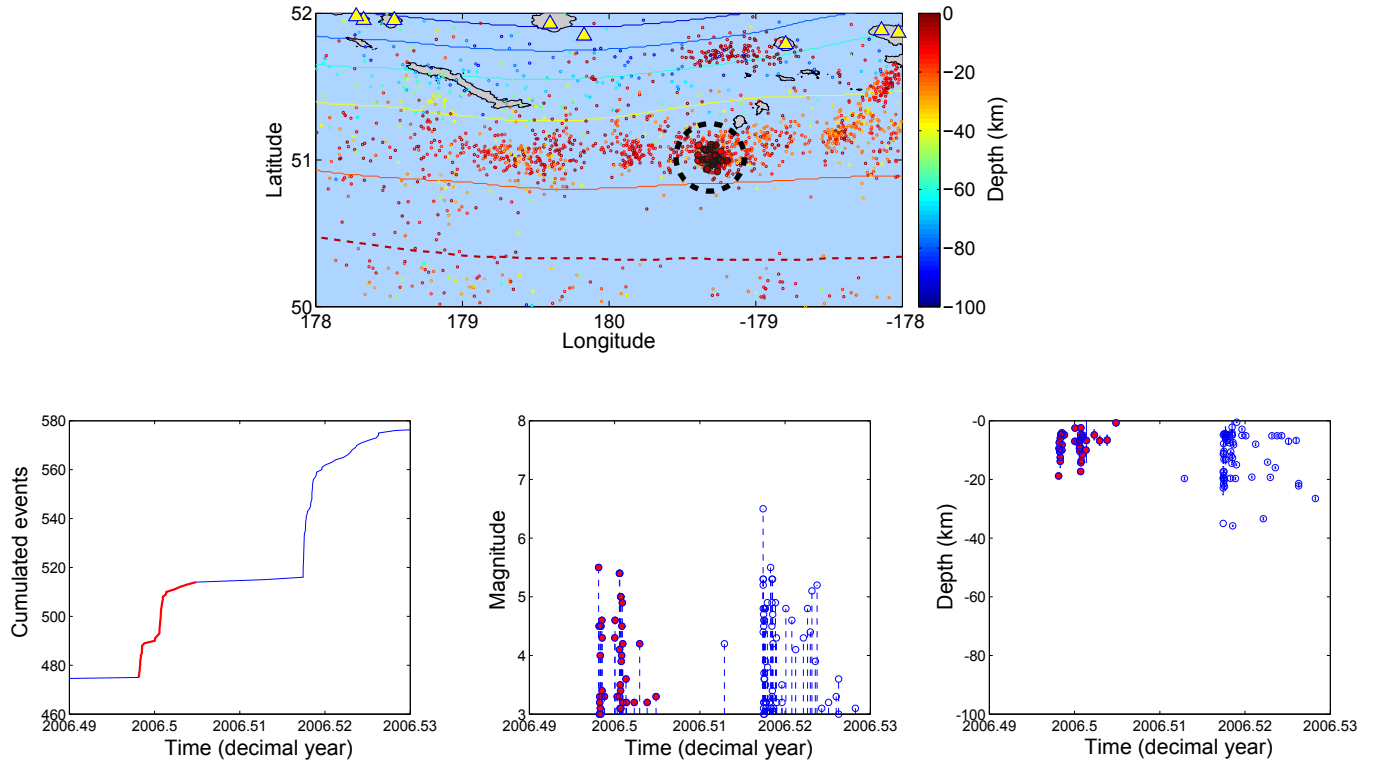


FIGURE 5.7 – Same as figure 5.6 for transient A3.

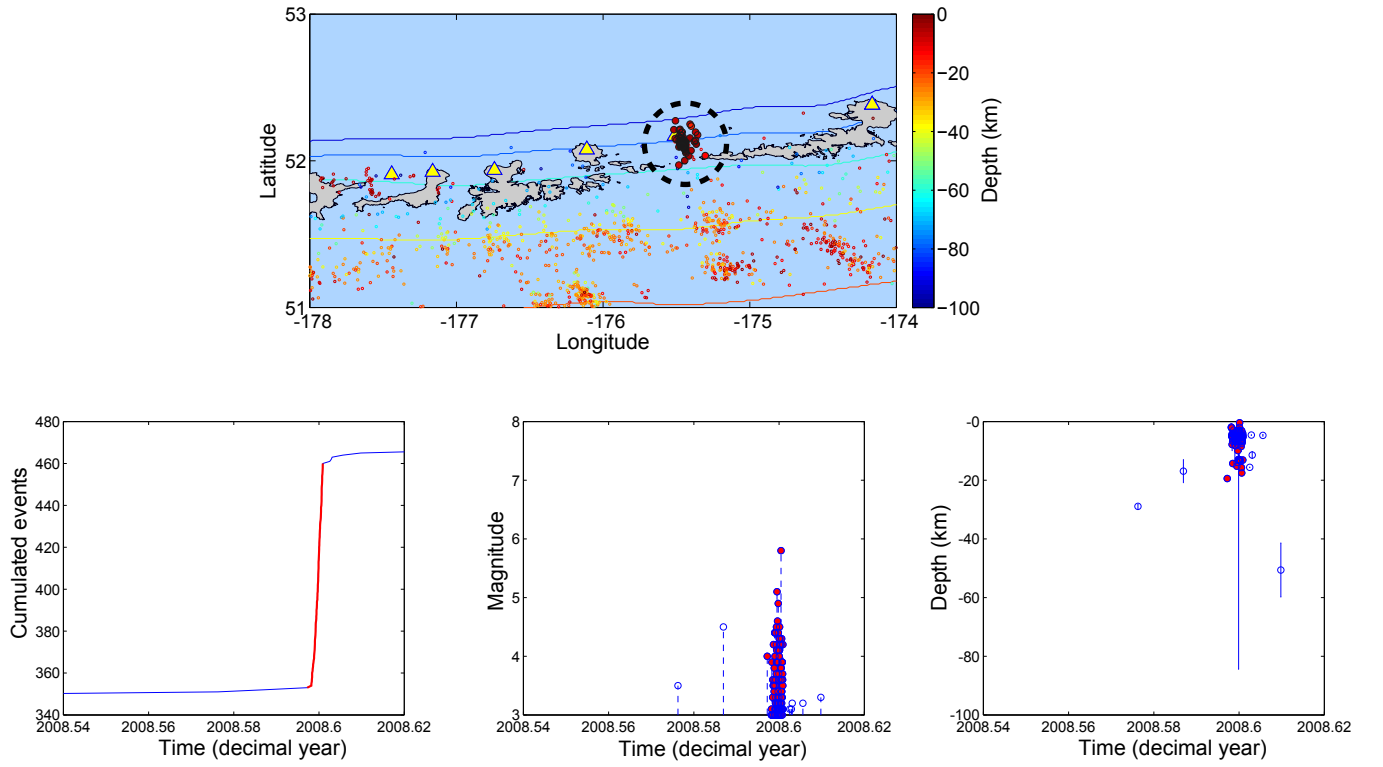


FIGURE 5.8 – Same as figure 5.6 for transient A4.

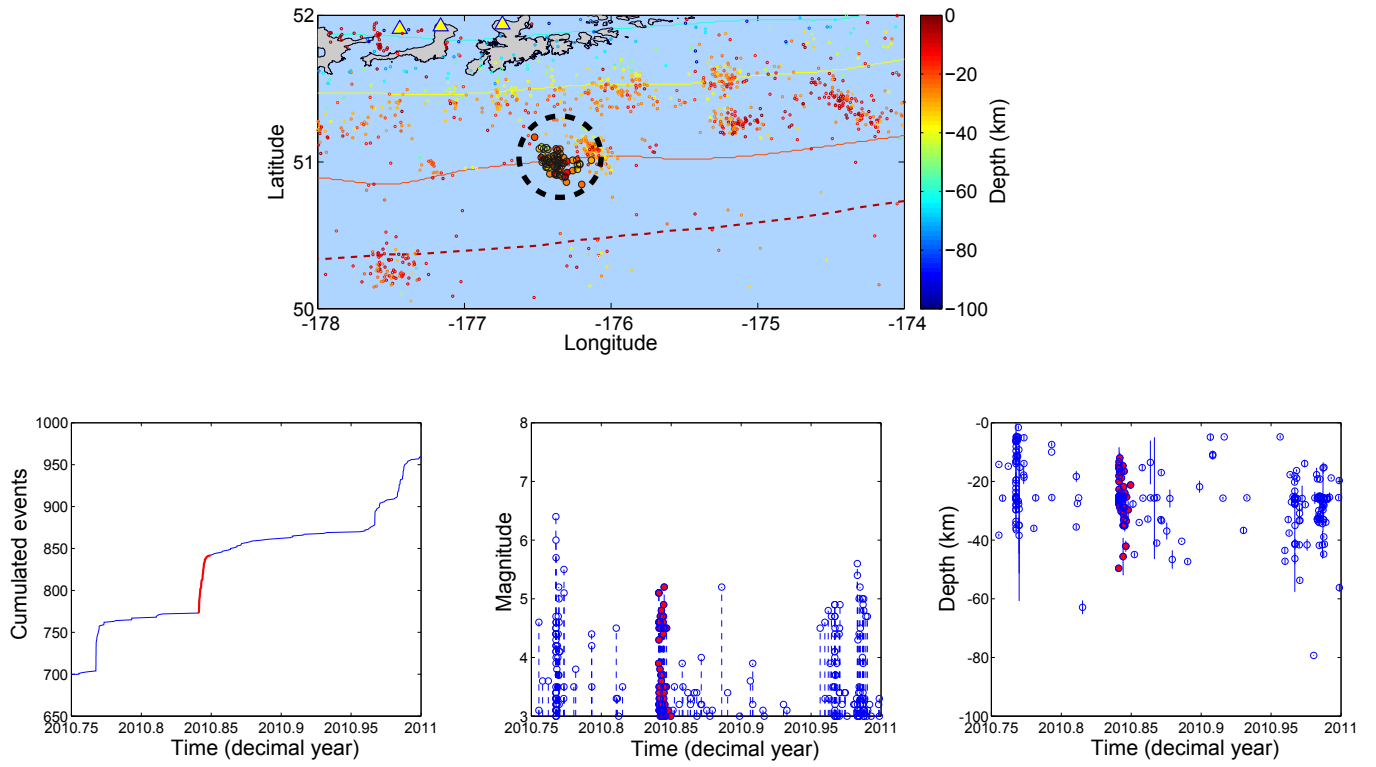


FIGURE 5.9 – Same as figure 5.6 for transient A7.

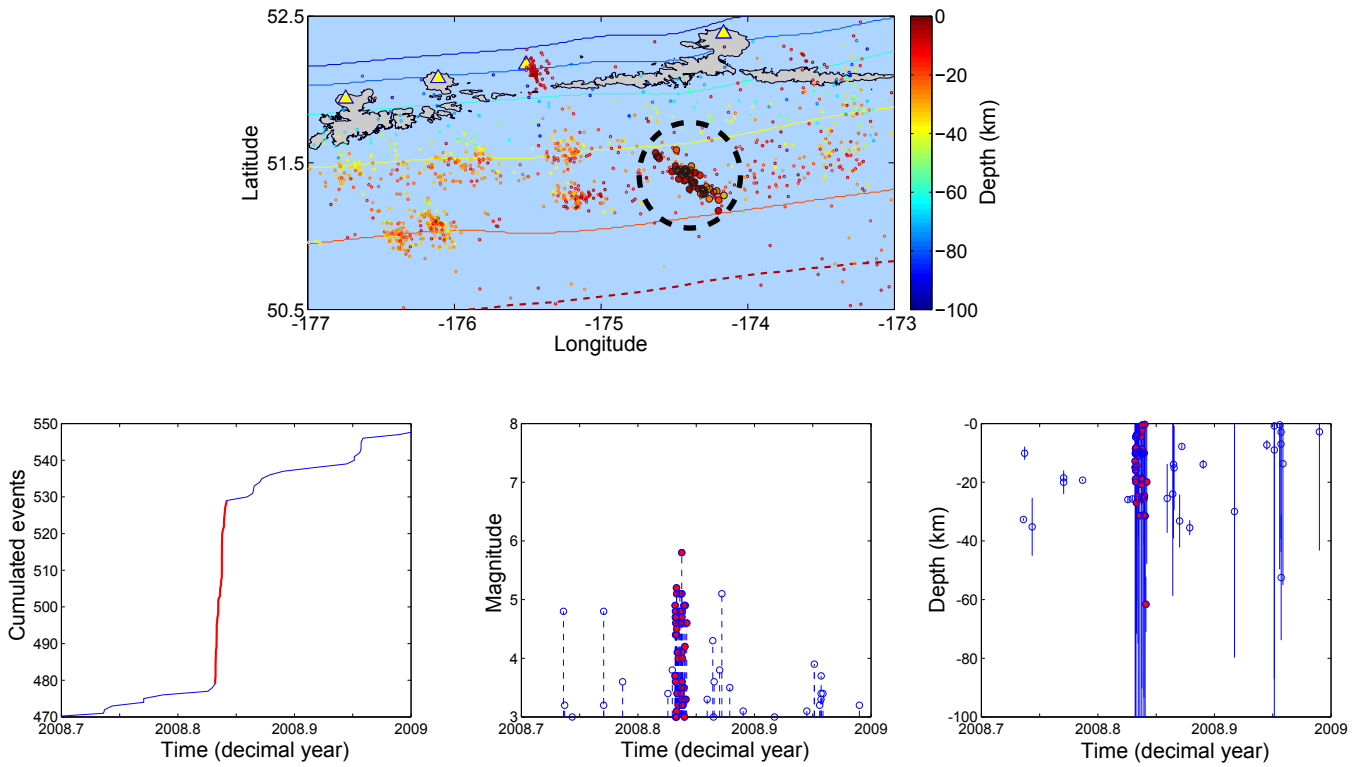


FIGURE 5.10 – Same as figure 5.6 for transient A9.

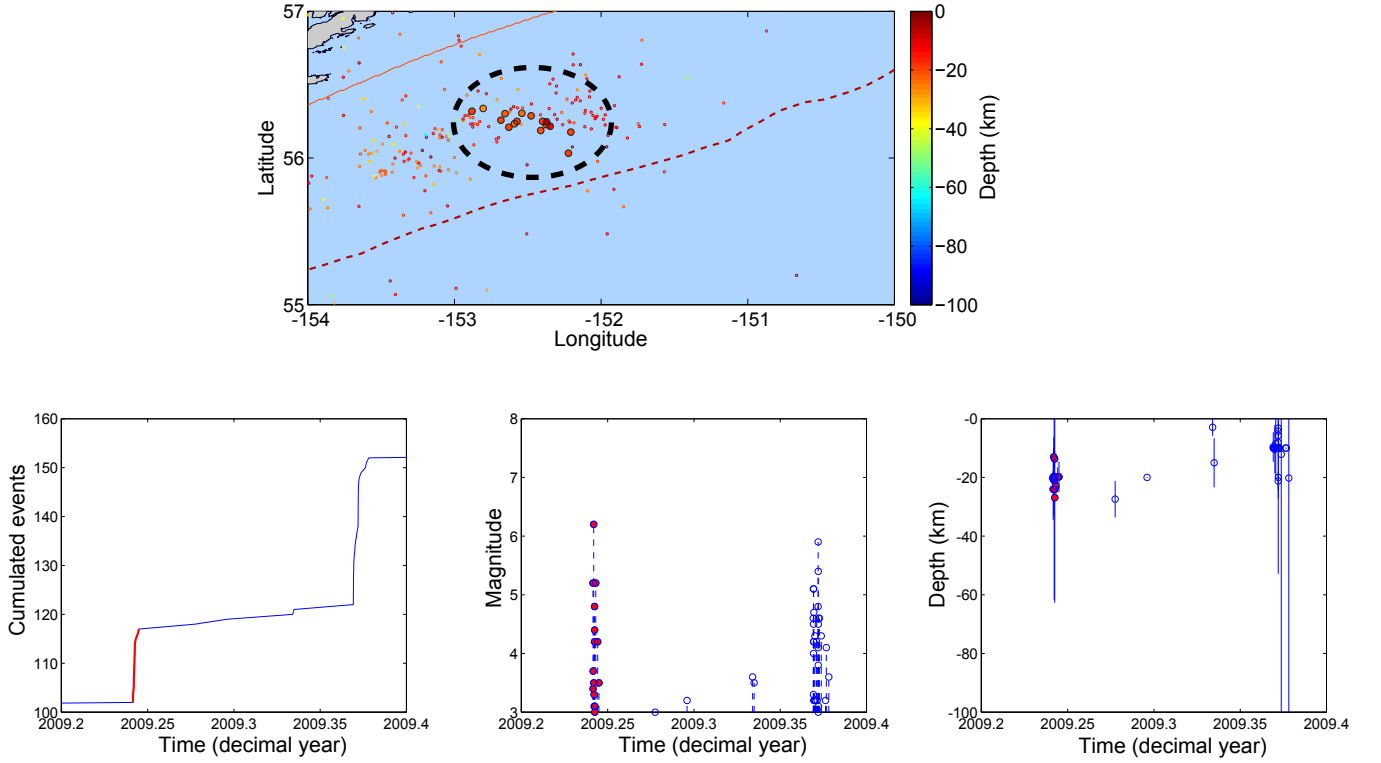


FIGURE 5.11 – Same as figure 5.6 for transient A10.

the M_w 9.2 1964 great Alaskan earthquake, with a local co-seismic slip of about 20 m (Suito et Freymueller, 2009). This transient, also detected by Holtkamp et Brudzinski (2011), has been suggested by the same authors (Holtkamp et Brudzinski, 2014) to reflect the existence of a low-coupling zone that could have contributed to stop the propagation of the M_w 9.2 1964 earthquake, although it is unclear whether this low-coupling zone extends sufficiently down-dip to effectively act as a barrier. We argue that transient A_{10} is possibly located in the transition zone between the locked asperity centered on Kodiak Island and the low-coupling zone extending between it and the Prince William Sound asperity. An instance of a (possibly repeating) SSE triggering seismicity in such a transition between strong and low coupling was found by Vallee et al. (2013) in another subduction context. A_1 and A_{10} are located in creeping zones, while A_3 and A_8 are in locked zones, according to Freymueller et al. (2013). This shows that transient deformation generating seismicity is not a-priori constrained by large-scale coupling as inferred from GPS measurements. The total seismic moments of these swarms are of the order of 10^{17} N.m, i.e., $M_w = 5.3$ (Table 5.2-5.3). This is of the same order as for example the 2007 Boso swarm evaluated to 3×10^{17} N.m (Ozawa et al., 2007b). This Boso swarm was associated with a slow slip event, which relaxed a total moment of 1.09×10^{19} N.m as given by inversion of GPS displacements. Unfortunately, there is no available GPS data to further document our transients, but the comparison to for example the 2007 Boso swarm suggests that the total aseismic slip could be much larger than the total aseismic slip relaxed by these swarms. As our

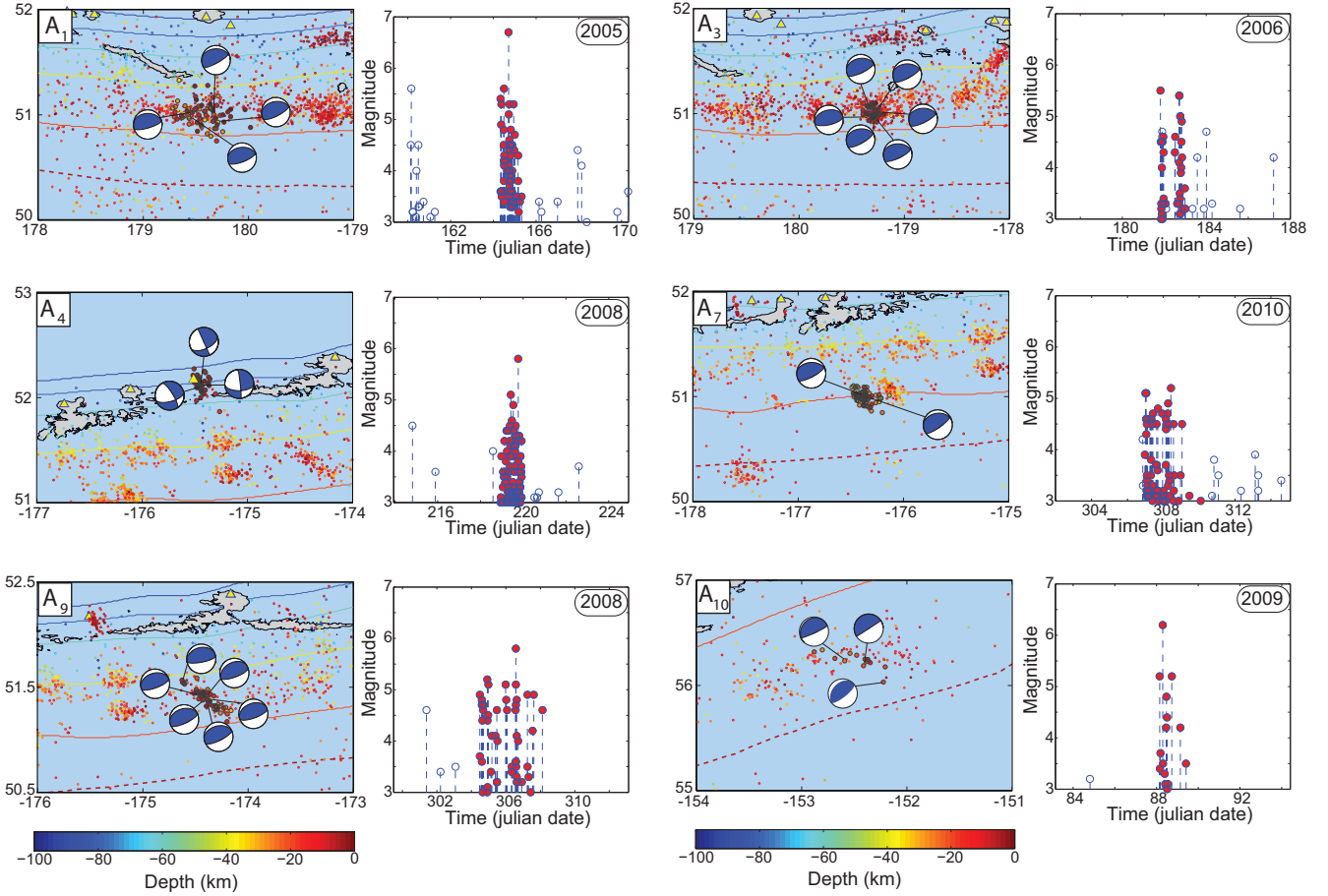


FIGURE 5.12 – Location of the swarms, related focal mechanisms and magnitude versus time. The iso-depth contours are displayed with increments of 20 km starting from the trench in dashed red line (Hayes *et al.*, 2012). We show in the magnitude versus time plot all the earthquakes in the area delimited by the corresponding map, for the particular time interval of interest. The earthquakes belonging to the swarm are highlighted in red .

transients do not occur repeatedly, at least over the 10 year long period studied here, and do not contain any large earthquake, they contribute very little to the local large-scale relaxation over the time scale of years, and therefore do not affect the local seismic coupling. This is unlike other known aseismic deformation transients, whose sizes and periodic dynamics contribute significantly to the coupling (Rogers et Dragert, 2003; Larson *et al.*, 2007; Kostoglodov *et al.*, 2010).

Our detected transients are indicative of a non-periodic slow slip instability that can take place in an otherwise locked zone, as observed prior to the 2011 M_w 9.0 Tohoku earthquake. We did not detect any transient associated with the SSE of 1996-2001 in southern Alaska (Ohta *et al.*, 2006; Fu et Freymueller, 2013; Peterson et Christensen, 2009). This SSE is located at depths between 30 and 50 km, below a strong asperity resisting the subducting movement of the Pacific plate. We infer that no significant seismicity was triggered by this slow slip because of its depth, as is also for example the case of Cascadia SSEs (Delahaye *et al.*, 2009; Vidale

et al., 2011).

It is interesting to note that most swarms are located close to the termination of mega-thrust recent ruptures (Figure 5.13). Swarms A_1 and A_3 are located between the 1996 and 2003

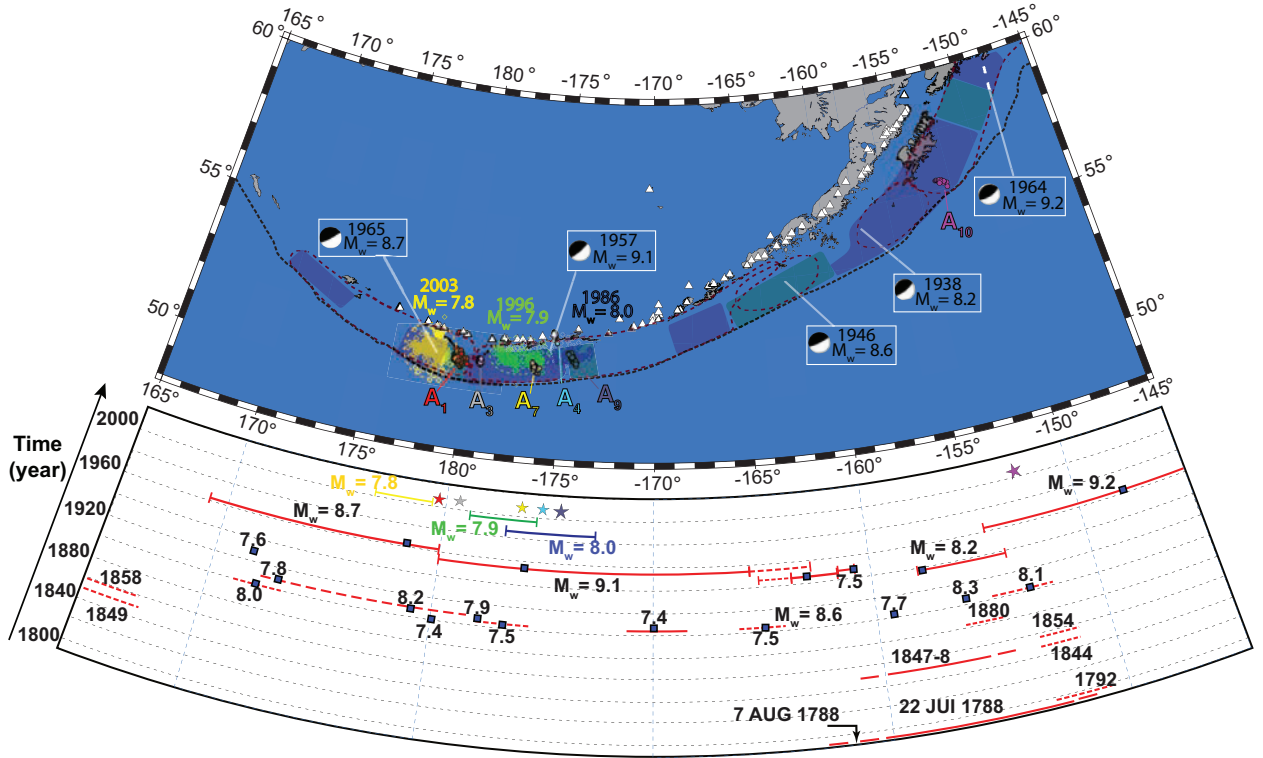


FIGURE 5.13 – Location of detected transients. Top : Spatial location of detected transients relative to volcanoes (www.avo.alaska.edu). We indicate the coupling zones by green zone for creeping zone and purple for locked zone (after Freymueller *et al.* (2013)). Also we replace the ruptures zone for earthquake with magnitude $M_w > 8.0$ (i.e. 1938, 1946, 1957, 1964 and 1965 earthquake) and their focal mechanisms (Wu et Kanamori, 1973; Johnson et Satake, 1993; Lopez et Okal, 2006; Estabrook *et al.*, 1994; Kanamori, 1970). Bottom : Space-time diagram showing lengths of ruptures zones, magnitudes and locations of mainshocks (square) for known events of $M > 7.4$ from 1784 to 2013 (modified after Sykes *et al.* (1981)). Dashes denote uncertainties in size rupture zones and absence of shocks before 1898 along several portions of plate boundary reflects lack of an historic record of earthquakes fore those areas. We add the location of detected transients (stars).

earthquake rupture zones, and the A_7 transient occurs where the 1986 and 1996 earthquake ruptures overlap, as shown by their aftershock areas. However, the 1957 $M_w 9.1$ earthquake ruptured this zone. While the A_1 and A_3 transients can be thought as being markers of a structurally complex zone that inhibits the propagation of large ruptures, the nature of the zone surrounding A_7 is less clear, and could perhaps be an area of low stress resulting from the 1957 $M_w 9.1$ earthquake, hence a dynamically rather than structurally controlled barrier.

5.2.6 Conclusion

We have further developed the methodology of [Marsan *et al.* \(2013a\)](#) that search for seismicity patterns related to aseismic transients, by measuring the significance of these anomalies through model comparison with a null-hypothesis of no transient changes in background rate. Tests have been conducted to show that the transients are best detected when the detection parameters, or scales, $\mathcal{L}$ and τ , are close to the actual scales of the anomaly. Further improvement of the method would be needed to better separate anomalously strong aftershock sequences which, in our approach, can indeed be seen as anomalies, from swarm activity unrelated to large mainshock occurrence, that would mark on-going slow, aseismic deformation processes. A preliminary distinction can be obtained by exploiting the NND method of [Zaliapin et Ben-Zion \(2013a\)](#).

The Aleutian subduction zone exhibits 6 clear seismicity anomalies related to slow deformation transients, for the 2004-2013 period, and for $m \geq 3.5$ earthquakes. Out of these 6 anomalies, 5 affect the subducting plate, at depths ranging from 20 to 40 km. They tend to occur in areas and depths characterized by an intermediate seismic coupling, although the correlation is weak and would require many more samples to be made significant. Also, three of these transients are found at the terminations of past large to giant ruptures, and could this be seen as dynamically or structurally-controlled barriers. Finally, only one transient (A_1) counts a $m \geq 6.5$ shock, with precursory activity that resembles a foreshock sequence. Other large earthquakes do not show statistically significant precursory swarm-like activity, at least at the $m_c = 3.5$ cut-off.

5.2.7 Acknowledgments

We would like to thank Michel Bouchon, Jean-Robert Grasso and Jean Vandemeulebrouck for stimulating discussions on this topic, as well as the editor, an anonymous reviewer and Stephen Holtkamp for constructive remarks. The latter suggested the role of our detected deformation transients as barriers to large earthquake ruptures. This work was financially supported by the French ANR ASEISMIC and the EC REAKT projects.

5.2.8 Appendix

5.2.9 Tests and model limitations

In this appendix, we test our model on synthetic catalogs to evaluate its limitations.

5.2.9.1 Test 1 : Dependence on detection parameters.

We construct a synthetic catalog of seismicity with the same features as the Aleutian seismic catalog (our study area in this paper) but uniformly distributed in space. This catalog consists of $N=3226$ events with magnitude ranging between 2 and 5.9, in an area of $600 \times 600 \text{ km}^2$ and during $T=3648$ days (see Figure 5.14).

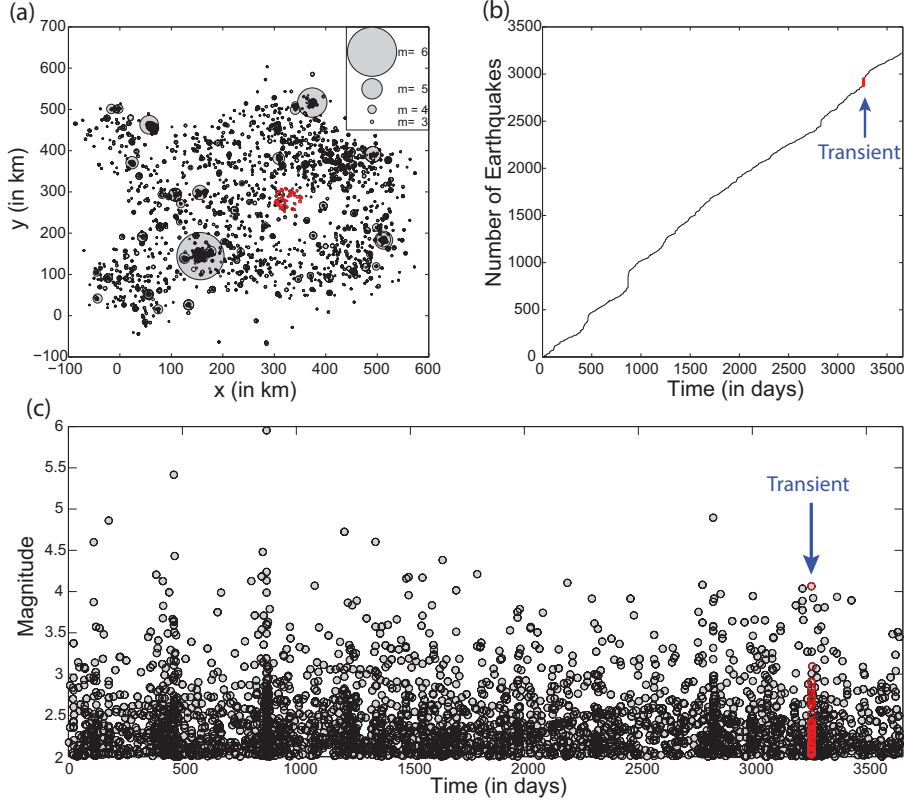


FIGURE 5.14 – (a) Location of the simulated earthquakes. The circles have sizes corresponding to the rupture size of the earthquakes. (b) Cumulative number of earthquakes as a function of time. (c) Magnitudes versus time. The earthquakes produced by the background transient are marked in red.

Earthquake magnitudes follow a Gutenberg-Richter law with $b = 1$. The ETAS parameters inverted for this catalog are $\alpha = 1.525$, $p = 1.135$, $c = 0.002 \text{ day}$, $\gamma = 2.450$, $L_0 = 0.100 \text{ km}$, $\kappa_0 = 0.014$. We add to this catalog a background transient (called T1). This transient increases locally the background rate 1473 times, from $1.51 \times 10^{-6} \text{ earthquakes/day/km}^2$ to $2.22 \times 10^{-3} \text{ earthquakes/day/km}^2$. It starts at $t = 3258 \text{ day}$, lasts for 5 days, affects a disk of 50 km radius and generates 71 events, either background or triggered by new earthquakes.

We first apply our method with detection scales $\tau = 5 \text{ days}$ and $\mathcal{L} = 50 \text{ km}$, i.e, the same scales as the transient (see Figure 5.15).

We find that this transient is effectively detected with a significance level greater than 99% for these detection parameters. Our discretization in space and time happens to divide this 5-day, 50-km radius transient into neighboring cells instead of just one.

We also tested if the transient is detected with other detection parameters. We used $\mathcal{L}=30$, 50 and 100 km, and $\tau=1, 5, 10$ and 30 days. All 12 combinations of these detection parameters gave a $>99\%$ significance for at least one of the three cells affected by the transient.

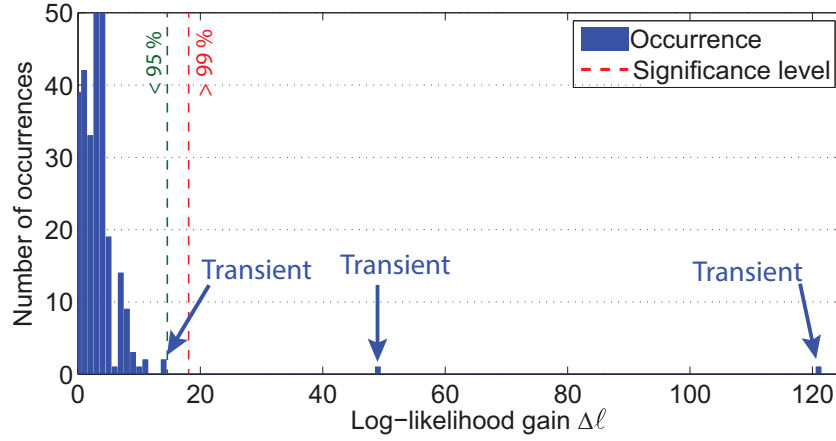


FIGURE 5.15 – Log-likelihood gain $\Delta\ell$ for the synthetic catalog with one transient, for cells with $\tau = 5$ days and $\mathcal{L} = 50$ km. The $\Delta\ell$ values marking the 95% and 99% significance levels are shown by dashed lines; they are obtained by the Monte-Carlo method described in section 2.3. The transient is well detected at the 99% significance level. It is spread over three cells, and therefore shows up three times on this graph.

We then add a second transient T2, less intense than T1. It has a total duration of 2 days, but its maximum activity is focused on a one-day period. It affects a 50 km-radius disk, and corresponds to an increase of the background rate by a factor of 400. It generates 8 new earthquakes. It is located 30 km away from T1 and occurs about 4 days before it. We again check how the detection of T2 depends on detection parameters $\mathcal{L}$ and τ . Figure 5.16 summarizes our results. The transient can be detected with a significance level greater than 70 %, only when

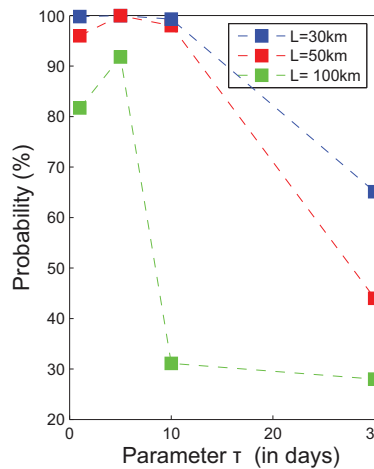


FIGURE 5.16 – Probability of finding transient T2 of typical size $\mathcal{L}^* = 50$ km and duration $\tau^* = 2$ day for different values of the detection parameters $\mathcal{L}$ and τ .

the detection parameters $\mathcal{L}$ and τ are similar to the size and duration of the transient. In the

next section, we present a simple analytical approximation to explain this result.

5.2.9.2 Test 2 : Dependence of the log-likelihood $\Delta\ell$ on detection parameters

We consider a spatio-temporal cell i , for which the background seismicity estimated by the null hypothesis is $\mu_0^{(i)}$ and the time-varying background rate is $\mu_1^{(i)}$. Equation (5.11) can be rewritten as

$$\Delta\ell^{(i)} = \ell_1^{(i)} - \ell_0^{(i)} = -\left(\mu_1^{(i)} - \mu_0^{(i)}\right) \tau \mathcal{L}^2 + \sum_{j=1}^N \ln \left(\frac{\mu_1^{(i)} + \nu_j}{\mu_0^{(i)} + \nu_j} \right) \quad (5.13)$$

where N is the number of earthquakes inside cell i .

We assume that during a transient the background rate increases up to $\mu_1^{(i)} \gg \mu_0^{(i)}$. We also consider that the interaction terms are small, so that $\nu_j \ll \mu_0^{(i)}$ for all earthquakes j . We further assume that during the transient most earthquakes are background events, so that $\left(\mu_1^{(i)} - \mu_0^{(i)}\right) \tau \mathcal{L}^2 \approx N$.

We can thus approximate the gain in likelihood as

$$\Delta\ell^{(i)} \simeq -N + N \ln x, \quad (5.14)$$

where $x = \mu_1^{(i)} / \mu_0^{(i)}$.

We denote by $\mathcal{L}^*$ and τ^* the size and duration of the transient, and by $\Theta^* = [\mathcal{L}^*, \tau^*]$ the corresponding set of scales. We analyze how the gain in likelihood depends on the departure of the detection parameters $\Theta = [\mathcal{L}, \tau]$ from Θ^* . To do so, we let one parameter vary while the other is kept constant.

If $\Theta \ll \Theta^*$, i.e., we observe the seismicity over cells much smaller than the scale of the transient, the number of earthquakes N in the cell grows linearly with Θ , while x does not change. Since $x \gg 1$, we find that $\Delta\ell^{(i)}$ also grows linearly : $\Delta\ell^{(i)} \sim \Theta$. For $\Theta \gg \Theta^*$, the number N increases very slowly with Θ since we only pick extra earthquakes outside the burst of activity caused by the transient, while the estimated gain in background rate x decreases as $x \sim \frac{1}{\Theta}$. This causes $\Delta\ell^{(i)}$ to decrease : $\Delta\ell^{(i)} \sim -N \ln \Theta$.

This simple argument shows that the likelihood gain is effectively maximized when $\Theta = \Theta^*$: a transient is more likely to be detected if the detection parameters are tuned to its characteristic scales (its significance is maximum). We test this behavior and the existence of the two end-member regimes using the synthetic catalog containing transient T2 (see Table 5.6).

This table confirms the strong correlation between the maximum likelihood gain and the detection parameters when they are close to the transient scales.

	$\mathcal{L}=30$ km										
	1/24	1/12	1/6	1/2	1 day	2	5	10	30	100	365 days
N	0.21	0.42	0.83	2.5	5	5	6	6	6	7	7
μ_1/μ_0	$\times 5052$	$\times 4954$	$\times 4937$	$\times 4843$	$\times 4852$	$\times 2390$	$\times 1176$	$\times 568$	$\times 171$	$\times 57$	$\times 13$
$\Delta\ell$	1.2	2.6	4.9	12.8	19.7	16.9	19.2	15.9	11.1	10.2	4.8
$P(\Delta\ell)$	9.9%	14.9%	21.6%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	99.1%

	$\mathcal{L}=50$ km										
	1/24	1/12	1/6	1/2	1 day	2	5	10	30	100	365 days
N	0.21	0.42	0.83	2.5	5	6	7	7	7	8	8
μ_1/μ_0	$\times 1404$	$\times 1359$	$\times 1344$	$\times 1298$	$\times 1319$	$\times 817$	$\times 381$	$\times 181$	$\times 54$	$\times 18$	$\times 4$
$\Delta\ell$	1.2	2.2	4.0	9.5	15	18.5	19.2	15.2	9.8	7.4	2.1
$P(\Delta\ell)$	9.5%	12.7%	18.1%	99.8%	100%	100%	100%	100%	100%	99.6%	87.9%

	$\mathcal{L}=100$ km										
	1/24	1/12	1/6	1/2	1 day	2	5	10	30	100	365 days
N	0.29	0.58	1.17	3.5	7	8	9	9	12	13	23
μ_1/μ_0	$\times 483$	$\times 474$	$\times 438$	$\times 434$	$\times 435$	$\times 255$	$\times 112$	$\times 51$	$\times 21$	$\times 6$	$\times 3$
$\Delta\ell$	0.78	1.6	2.9	6.7	13.1	14.6	13.5	9.7	10.0	5.2	6.0
$P(\Delta\ell)$	6.8%	10.4%	13.7%	99.3%	100%	100%	100%	99.8%	100%	96.9%	95.8%

TABLE 5.6 – Mean number of earthquakes N , ratio of the transient over the background rate, and likelihood gain $\Delta\ell$ for varying detection parameters $\mathcal{L}$ and τ , for the transient T2. The characteristic size and duration of the transient are $\mathcal{L}^* = 50$ km and $\tau^* = 2$ days, but the activity is maximum for 1 day. We consider all the cells affected by the increased background rate during the transient, and average $\Delta\ell$ over these cells. We add the probability $P(\Delta\ell)$ to quantify the probability that a temporal change in background rate is significant, i.e, anomalous compared with the other values of $\Delta\ell$ for this catalog.

5.2.9.3 Test 3 : Aftershock sequences seen as transients

The interaction model (ETAS) we use is based on ensemble-averaged laws. Departure from these laws is expected in reality. For example, the number of aftershocks directly triggered by a mainshock of magnitude m is, according to the model, a Poisson law, identical for all the mainshocks with magnitude m ; fluctuations in these numbers are not predicted by the model outside the natural dispersion of Poisson random deviates. A mainshock triggering many more aftershocks than predicted by the model will then lead to the detection of a transient with our approach.

While it could be argued that such a vigorous aftershock sequence is indeed the signature of an actual transient, for example corresponding to strong afterslip, it is difficult with our approach to evaluate its reality since we do not account for possible, natural departures from the ensemble-averaged laws. We therefore test whether a very vigorous aftershock sequence can cause our method to detect a transient. To do so, we focus on the biggest mainshock of the synthetic catalog, of magnitude $m = 6$. It triggers an aftershock sequence of about 300 aftershocks. We artificially decrease the magnitude of the mainshock from 6 to 3 in steps of 0.5,

and apply our method with detection parameters $\mathcal{L} = 30$ km and $\tau = 1$ day.

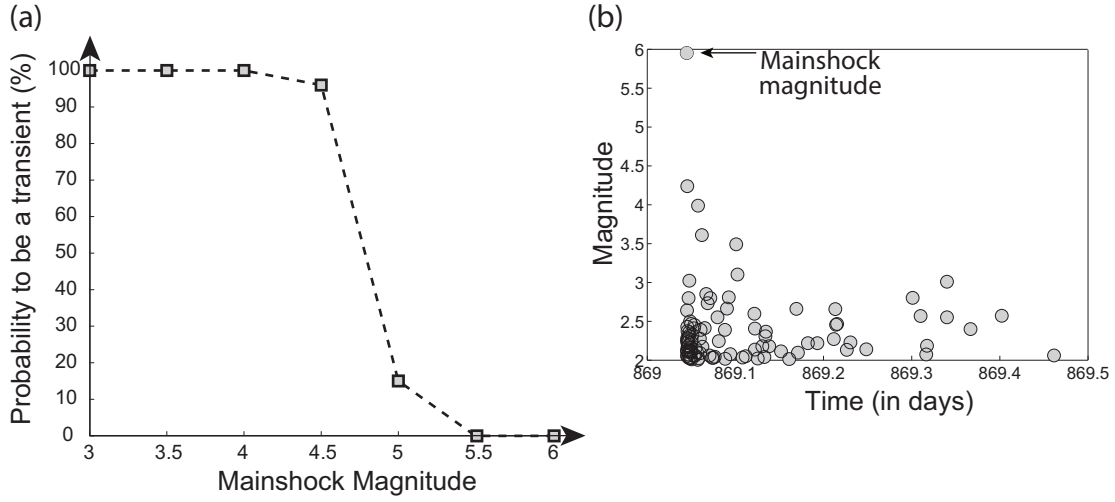


FIGURE 5.17 – (a) Probability that an aftershock sequence is identified as a transient when artificially decreasing the mainshock magnitude below its true value $m = 6$, using detection scales $\mathcal{L} = 30$ km and $\tau = 1$ day. This probability is larger than 90% when the mainshock magnitude is decreased by more than 1.5, i.e., when this mainshock triggered $e^{(\alpha \times 1.5)} = 9.85$ more events that expected according to the ETAS model. (b) Magnitudes of all earthquakes in the aftershock sequence as a function of time.

Figure 5.17 shows the probability that the sequence is identified as a transient. For a decrease of 1.5 of magnitude, the probability to find a transient exceeds 90%. In theory, this aftershock sequence is too strong by a factor $e^{\alpha \times 1.5} \simeq 10$ for a mainshock of magnitude $m = 6 - 1.5 = 4.5$. Departures from the mean productivity law by a factor of 10 have been observed (Tahir et Grasso, 2013) in real catalogs. We thus expect the detection of transients embedded in aftershock sequences. Section 5.2.4.3 describes a possible way to discriminate these from transients not related to highly productive mainshocks.

Chapitre 6

Cas du Japon

Sommaire

6.1	Introduction	116
6.2	Cas de la péninsule de Boso	117
6.2.1	Présentation	117
6.3	Relationship between changes in seismicity and seismic moment for Slow Slip Events in Boso Peninsula, Japan	119
6.3.1	Abstract	119
6.3.2	Introduction	119
6.3.3	Data and Method	120
6.3.4	SSEs characteristics	123
6.3.5	Results and discussion	123
6.3.6	Long-term acceleration	130
6.3.7	Conclusion	131
6.4	Zone de Nankai	133
6.4.1	Données	133
6.4.2	Étude	134
6.4.3	Conclusion	136

6.1 Introduction

Le Japon est une région où la sismicité est très importante (Figure 6.1). Le contexte tecto-

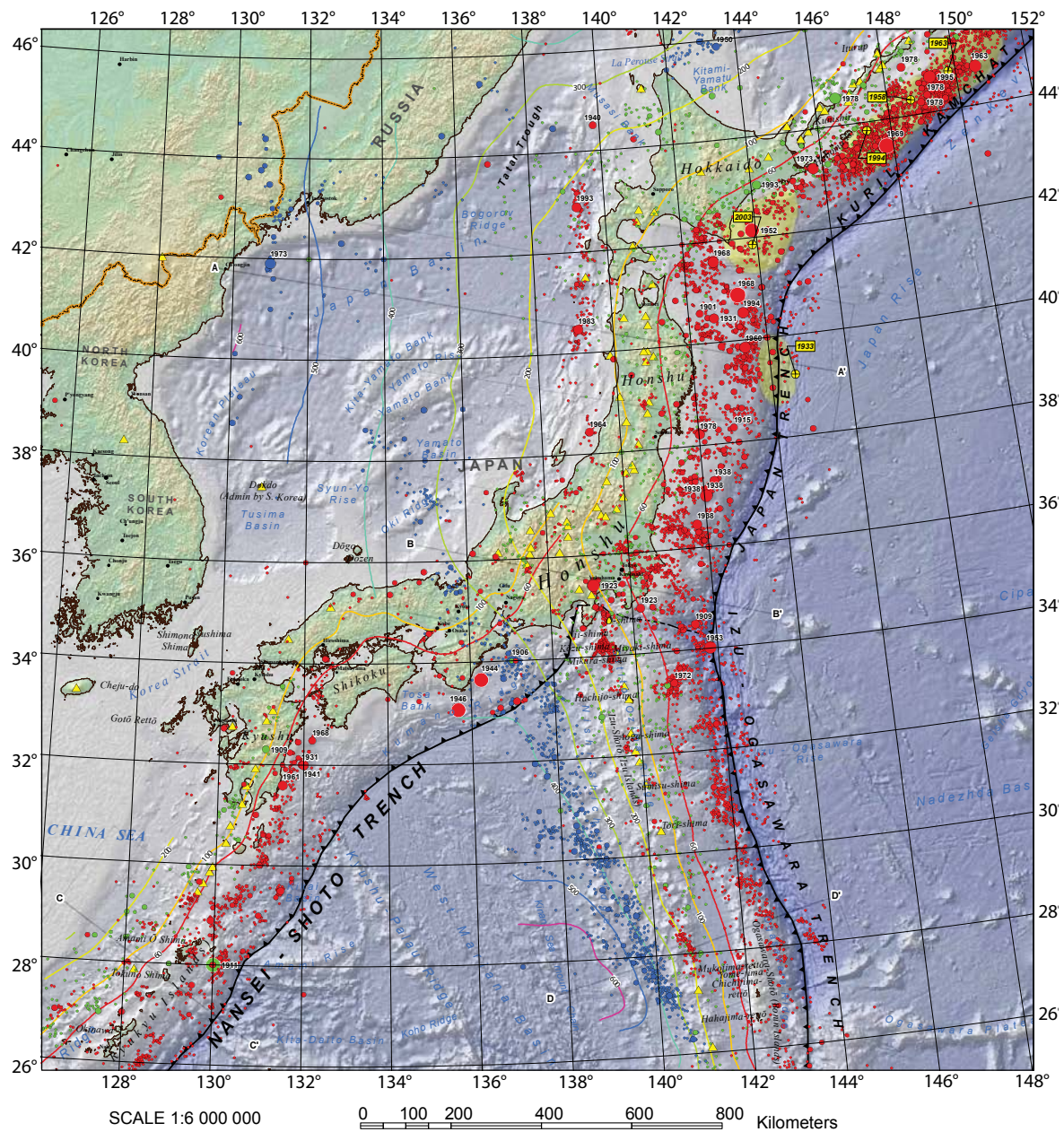


FIGURE 6.1 – La sismicité japonaise entre 1900 et 2007 d'après [Rhea et al. \(2010\)](#). Les cercles représentent les tailles de rupture des séismes entre $M > 4.0$ et $M < 8.2$. Les séismes situés entre 0 et 69 km, et ceux entre 70 et 299 km sont marqués en rouge et en vert respectivement. Finalement, les plus profonds, i.e., ceux entre 300 et 700 km sont indiqués en bleu. Les zones roses correspondent aux séismes supérieurs à $M > 8.2$ et leurs points de nucléation sont repérés par les ronds jaunes.

nique à cet endroit est exceptionnel. En effet, deux subductions se produisent simultanément (Figure 6.2) entraînant une complexité supplémentaire dans l'interprétation du mouvement tectonique. Des mesures GPS ont montré des changements dans le couplage interplaque au nord-est du Japon durant les périodes 1995-2002 ([Nishimura et al., 2004](#)). A l'est du Japon,

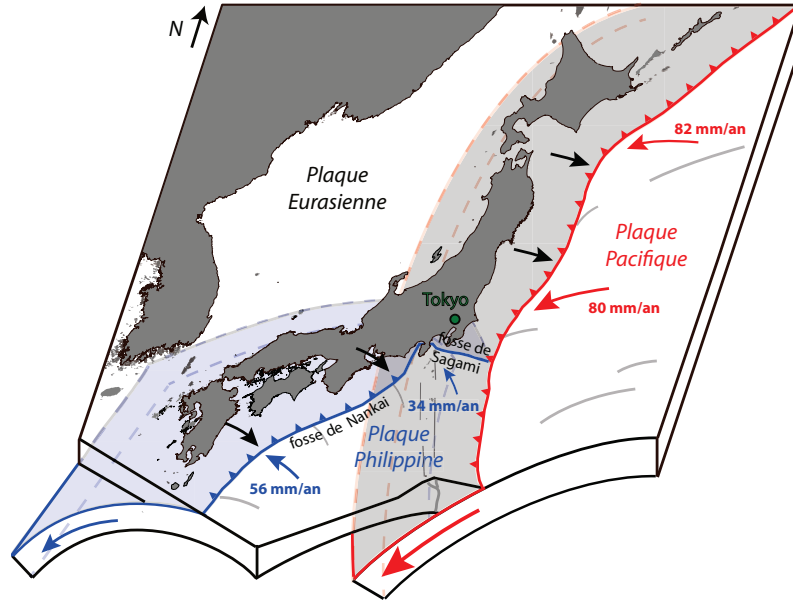


FIGURE 6.2 – Les zones de subduction du Japon. Au niveau du Japon, une première subduction au sud entraîne le plongement de la plaque Philippine sous la plaque Eurasienne, avec une vitesse de convergence comprise entre 34 et 56 mm/an au niveau de la fosse de Nankai. À l'est, une autre subduction se produit. À ce niveau, la plaque Pacifique passe sous la plaque Eurasienne avec une convergence d'environ 80 mm/an, mais également sous la plaque Philippine à partir de la fosse de Sagami ("Sagami Through" en anglais).

des études récentes (Perfettini et Avouac, 2014) ont estimé le cycle sismique au niveau de la zone de rupture du séisme de Tohoku-Oki M_w 9.0. Ils ont montré que la zone est faiblement couplée au niveau de la fosse de subduction mais présente une région bloquée vers l'ouest dans laquelle se produit de forts séismes ($M_w > 6.5$). La région au large de Shikoku et de la péninsule de Kii est fortement bloquée entre 30 et 40 km de profondeur (Aoki, 2003) alors que la zone de transition où se produisent des SSEs (Obara, 2010) a un couplage plus faible. La région de Tokai est également très couplée (Sagiya, 1999) mais la partie nord-est de la baie de Suruga a un couplage qui décroît. De nombreux épisodes asismiques ont lieu dans cette région, que ce soit des SSEs accompagnés de tremors non-volcaniques ("NVT") au niveau de l'île de Shikoku (Obara *et al.*, 2004), ou par des Deep Slow Earthquakes (Obara, 2010).

6.2 Cas de la péninsule de Boso

6.2.1 Présentation

La péninsule de Boso est située au sud-est du Japon. C'est un lieu complexe tectoniquement parlant : sous la péninsule, les deux plaques Philippine (plus superficielle) et Pacifique (plus profonde) se chevauchent provoquant une sismicité parfois difficile à interpréter. En plus de

la sismicité liée à la subduction, de nombreuses séquences sismiques d'origine volcanique et également des épisodes récurrents de Slow Slip Events, se produisent à cet endroit.

Ces SSEs se produisent environ tous les 5-6 ans ([Ozawa *et al.*, 2007b](#); [Sagiya et Thatcher, 1999](#)), mais la fréquence de ces SSEs est devenue plus forte depuis mars 2011 et le séisme de $M_w=9.0$ de Tohoku-Oki. En effet, 3 SSEs ont été identifiés : un possible SSE juste quelques jours après le $M_w=9.0$ ([Kato *et al.*, 2014](#)), un autre en novembre 2011 ([Hirose *et al.*, 2014](#)), et un dernier se déroulant de décembre 2013 jusqu'en janvier 2014 ([Fukuda *et al.*, 2014](#)). Cette accélération de l'occurrence des SSEs serait liée aux transferts de contrainte statique par le séisme de Tohoku-Oki ([Hirose *et al.*, 2012](#)) ou encore à une diminution de l'intervalle d'occurrence entre les plus importants séismes interplaques ([Ozawa, 2014](#)).

Dans l'article suivant (en cours d'écriture), nous nous focalisons sur cette région de Boso et nous recherchons les corrélations possibles entre l'augmentation de la sismicité de fond lors des épisodes de SSEs et l'énergie produite par ceux-ci. Nous trouvons une relation entre ces deux grandeurs et nous montrons qu'il existe une accélération de la sismicité de fond à cet endroit pouvant expliquer l'augmentation de la fréquence des SSEs depuis 1990.

6.3 Relationship between changes in seismicity and seismic moment for Slow Slip Events in Boso Peninsula, Japan

T. Reverso, D. Marsan,^{1 2} A. Helmstetter,³ B. Enescu⁴

6.3.1 Abstract

Slow slip events (SSEs) in subduction zones can trigger earthquake swarms, especially at shallow depth. The monitoring of seismicity rates has therefore the potential to help detecting and characterizing SSEs, and transient changes in coupling. However, the relationship between swarm intensity and slow slip rate is unknown, and made complicated by aftershock triggering within the swarm. Here, we propose to complement geodetic methods with an objective measure of the seismicity rate that is directly associated with changes in slip rate. We show that this measure, applied to known occurrences of SSEs in the Boso area, Japan, yields a robust, albeit indirect estimate of their seismic moment, hence their slip rate. We finally prove that the background rate in Boso has been accelerating since 1990; this explains previous observations of the shortening of the recurrence time between SSEs in Boso, that clearly pre-date the 2011 Mw9.0 Tohoku-Oki earthquake.

6.3.2 Introduction

Episodes of slow, aseismic slip on faults can trigger earthquakes, as found in the Hikuarangi subduction zone (Delahaye *et al.*, 2009) or in Ecuador (Vallee *et al.*, 2013). In Mexico, Liu *et al.* (2007) noted increases in seismicity during slow slip events (SSEs) in 1998, 2001-2002 and 2006. At the Kilauea volcano, seismic swarms have systematically occurred during slow slip marking the destabilization of the southeast flank of the volcano (Montgomery-Brown *et al.*, 2009, 2011, 2013). The rapid anomalous increase of earthquake rate can therefore reveal slow deformation transients associated with slow aseismic slip, as long as these transients occur in a seismicity-prone areas, and at shallow depth (Delahaye *et al.*, 2009). The detection of SSEs, particularly in subduction zones, is thus potentially feasible by monitoring changes in seismicity that depart from a "normal" behavior.

Methods have been proposed to detect seismic swarms in a systematic manner, that permit this monitoring. Holtkamp et Brudzinski (2011) produced a catalog of such swarms in subduc-

1. ISTERre, Univ. de Savoie, Le Bourget du Lac, F-73376, France.

2. CNRS, ISTERre, F-73376 Le Bourget du Lac, France.

3. ISTERre, Univ. Grenoble Alpes, F-38041 Grenoble, France.

4. Earth Evolution Sciences, Faculty of Life and Environmental Sciences, University of Tsukuba, Japan.

tion zones, based on visual inspection of seismicity. Zaliapin et Ben-Zion (2013a,b) developed a clustering method to isolate swarm activity, but used a priori fixed model parameters, without testing the ability of the model in presence of a non-stationary background rate. Reverso *et al.* (2015) developed a method, extending the approach of Marsan *et al.* (2013a), to measure the significance level of suspected episodes of aseismic deformation, based on a data-driven parameterized seismicity model.

In subduction zones, while seismic swarms can therefore be detected systematically, and potentially associated to SSEs, the question remains as to whether they can help measuring the associated total slip. In effect, only numbers of "anomalous" earthquakes can be deduced from these methods. How these numbers can be translated into slow slip is still not understood, especially as the seismic moment relaxed by accompanying earthquakes is typically only a very small part of the total seismic moment relaxed by the SSE, similarly to aftershocks and post-seismic slip following mainshocks (Shcherbakov *et al.*, 2004; Kagan et Houston, 2005; Perfettini et Avouac, 2007).

We here investigate the relationship between changes in earthquake rate and aseismic slip, for the Boso area in Japan. SSEs in Boso are known to occur repeatedly (Ozawa *et al.*, 2007b; Ozawa, 2014; Kato *et al.*, 2014; Hirose *et al.*, 2014; Fukuda *et al.*, 2014). They are associated with aseismic slip at the Philippine Sea plate-Eurasian plate boundary. Slip has been inferred from geodetic measurements, and affect a patch common to all known instances of SSEs, with a surface of roughly $40 \times 40 \text{ km}^2$, over typically 10 days. Because they are shallow, these SSEs are associated with seismic swarms, located at the edges of the slipping patch. Ozawa *et al.* (2007b) calculated the energy released by these swarms, and obtained a total moment of the order of 1% of the SSE moments, indicating that slow slip is the first process driving these earthquake swarms. The fact that several instances of well documented SSEs activated the same fault patch, and that they always trigger seismicity observed by one of the best seismic network in the world, make Boso an unique place to conduct our study. Moreover, this patch marks the eastern end of a locked portion of the Philippine Sea plate located underneath Tokyo, and a better understanding of the mechanical properties of this area is therefore of particular importance.

6.3.3 Data and Method

We use the Japan Meteorological Agency (JMA) seismic catalog for a period from the 1st of January 1990 to the 12th of June 2014, for latitudes from 34.5° to 36.5°N , and longitudes from 139° to 141°E (see Figure 6.3).

In the Boso Peninsula, the SSEs are located at the Eurasian and Philippine Sea plate interface, and the associated seismicity is located between 20 and 30 km depth (Ozawa, 2003; Ozawa *et al.*, 2007b). Consequently, we decide to keep earthquakes with depth less than 40 km.

6.3 Relationship between changes in seismicity and seismic moment for Slow Slip Events in Boso Peninsula, Japan

We estimate the magnitude of completeness at $m_c = 2.0$ for this dataset (see Figure 6.4), which give us a total of $N=17439$ earthquakes.

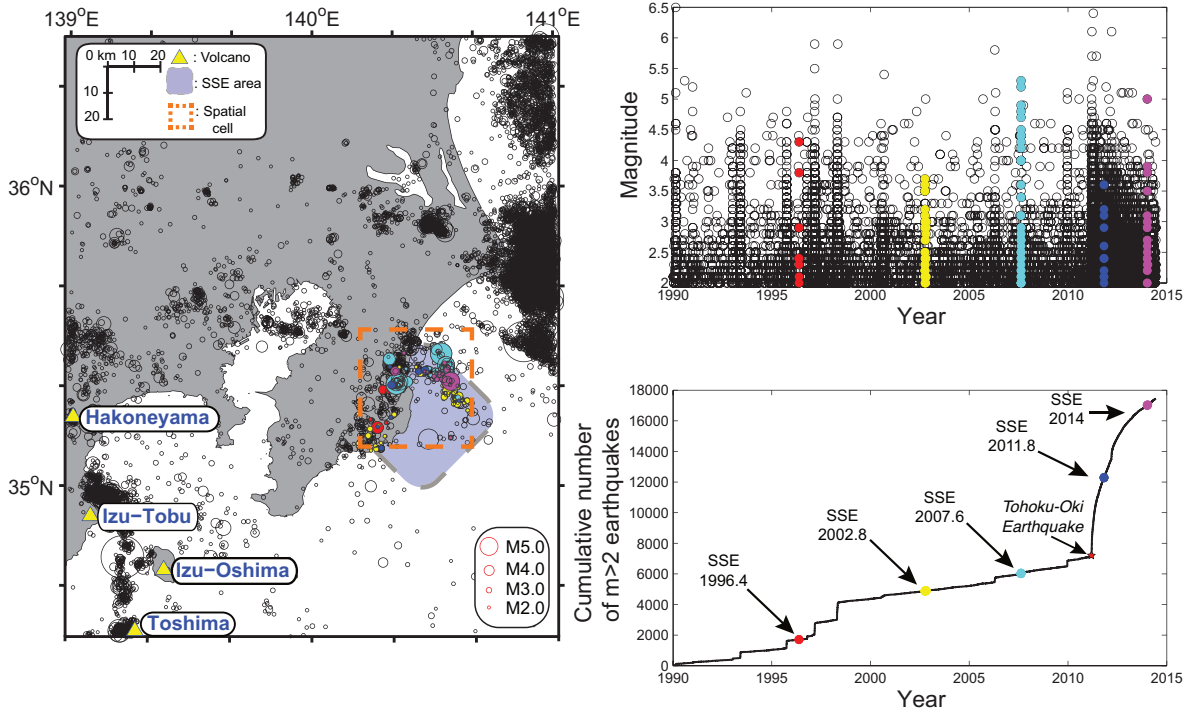


FIGURE 6.3 – Map of the Boso area. We select earthquakes with depths smaller than 40 km, from the 1st of January 1990 to the 12th of June 2014. Five known episodes of SSEs have taken place during this period. Filled circles represent earthquakes occurring during these SSEs, and are detected as abnormal using the method of [Reverso et al. \(2015\)](#). The fault patch that repeatedly slip during SSE is outlined in blue. We here study the seismicity rate of the spatial cell delimited by the thick orange dashed lines.

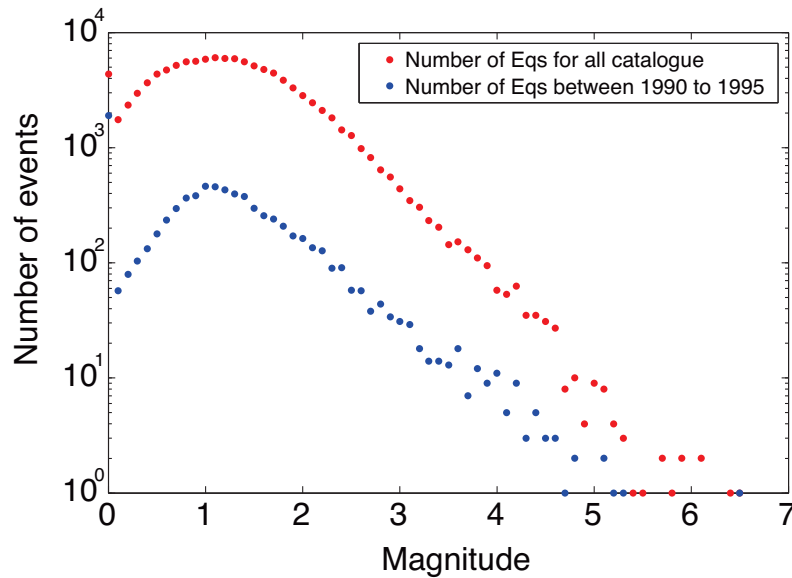


FIGURE 6.4 – Number of occurrences vs. magnitude for the JMA catalog, corresponding to the map of Figure 6.3, with $z \leq 40$ km. We keep all earthquakes with $m \geq 2.0$.

The method proposed by [Reverso et al. \(2015\)](#) amounts to remove triggered earthquakes (i.e.,

aftershocks) from the data, by a probabilistic declustering that makes use of the time spans and distances between earthquakes. It is based on the probabilistic separation between two components, i.e., the background seismicity, which is the part of the seismicity due to aseismic processes, and the seismicity that corresponds to earthquakes triggered by other earthquakes. The main assumption of this method is that earthquake sequences which cannot be explained by 'normal' seismic triggering are modeled by an increase of the background seismicity. This separation is performed using the space-time ETAS model, which represents earthquakes as points occurring with rate-density $\lambda(x, y, t)$, defined as the mean number of earthquakes per unit area and unit time :

$$\lambda(x, y, t) = \mu(x, y) + \nu(x, y, t) \quad (6.1)$$

with $\mu(x, y)$, the background seismicity and $\nu(x, y, t)$ the rate density of triggered earthquakes. The latter term is modeled as the product of a temporal and a spatial kernels

$$\nu(x, y, t) = \sum_{i|t_i < t} \nu_i(x, y, t) \quad (6.2)$$

with

$$\nu_i(x, y, t) = \frac{\kappa(m_i)}{(t + c - t_i)^p} \times \frac{(\gamma - 1)L(m_i)^{\gamma-1}}{2\pi((x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + L(m_i)^2)^{(\gamma+1)/2}} \quad (6.3)$$

where the summation in Equation 6.2 is done for all earthquakes i of magnitude m_i occurring at time $t_i < t$ and location (x_i, y_i) . Here, c , γ and p are model parameters, $L(m)$ and $\kappa(m)$ represent the rupture radius and the productivity law, respectively (Ogata, 1988; Zhuang *et al.*, 2005). The productivity law $\kappa(m)$ is defined as $\kappa(m) = \kappa_0 \times e^{\alpha(m-m_c)}$ where κ_0 and α are model parameters and m_c is the magnitude threshold. The rupture length L scales with magnitude according to $L(m) = L_0 \times 10^{0.5(m-m_c)}$ where L_0 is the rupture radius for an earthquake of magnitude m_c , taken here as a parameter.

The total set of parameters $[\alpha, p, c, K_0, L_0, \gamma]$ is optimized to best fit our catalog. All these parameters and the background seismicity $\mu(x, y)$ are inverted together. The background seismicity $\mu(x, y)$ is computed with a smoothing length $\mathcal{L}$ defined by the operator (Reverso *et al.*, 2015). We estimate a local, time-varying background seismicity rate density μ_{xyt} for the specific area where SSEs occur, i.e., for latitudes from 35.15° to 35.51° and longitudes from 140.18° to 140.62° . To do so, we use the maximum likelihood estimate for our model :

$$\tau S - \sum_j \frac{1}{(\mu_{xyt} + \nu_j)} = 0 \quad (6.4)$$

where j represents all earthquakes occurring in the space-time window of cell surface S and a duration τ . Using the same equation, but this time for all the earthquakes located in the same spatial area and over the whole catalog duration T , we also estimate the long-term background seismicity μ_{xy} . We finally quantify the significance level of the difference between μ_{xyt} and μ_{xy}

using a Monte-Carlo method, see [Reverso *et al.* \(2015\)](#) for details.

6.3.4 SSEs characteristics

The seismic moment of the SSEs has been estimated by [Ozawa *et al.* \(2007b\)](#), [Ozawa \(2014\)](#), [Kato *et al.* \(2014\)](#), and [Fukuda *et al.* \(2014\)](#). The moment of the 2014 SSE calculated by [Fukuda *et al.* \(2014\)](#) is 0.8×10^{19} N.m, but we here only consider the period between the 30th of December 2013 and the 9th January of 2014, during which the swarm was active (Phase II in [Fukuda *et al.* \(2014\)](#)). For this period, the magnitude moment is 0.45×10^{19} N.m. The moment ranges between 0.45×10^{19} and 1.20×10^{19} N.m (equivalent to Mw= 6.2 and 6.6, respectively) for all 5 episodes, see Table 6.1.

Date (year)	SSEs moment (N.m)	Duration (days)	Study
1996.4	$0.59 \pm 0.04 \times 10^{19}$	10	Ozawa et al.,2007
2002.8	$0.87 \pm 0.1 \times 10^{19}$	10	Ozawa et al.,2007
2007.6	$1.09 \pm 0.06 \times 10^{19}$	10	Ozawa et al.,2007
2011.8	1.20×10^{19}	11	Ozawa et al.,2014
2014	$0.45 \pm 0.025 \times 10^{19}$	10	Fukuda et al.,2014

TABLE 6.1 – Characteristics of the SSEs.

Before 2011, the most intense SSE was the 2007 SSE, with a moment of 1.09×10^{19} N.m, associated with the most intense swarm, with total moment estimated to 3×10^{17} N.m ([Ozawa *et al.*, 2007b](#)).

The duration of the SSEs are estimated to be approximately 10 days for the 1996, 2002, 2007 and 2001 events ([Ozawa, 2003](#); [Ozawa *et al.*, 2007b](#); [Hirose *et al.*, 2014](#)). [Ozawa \(2014\)](#) found a duration of 14 days for the 2014 SSE, but again we only consider a shorter duration of 10 days (30/12/2013 to 9/1/2014) . The spatial extents are more difficult to estimate. [Sagiya \(2004\)](#) modeled the SSE with an area of 50×50 km², while [Nishimura *et al.* \(2007\)](#) used a planar dislocation of 51×38 km², but noted that the 2002 event slipped over an area of 35×35 km². In this study, we use $\mathcal{L}=40$ km and $\tau=10$ days, i.e., the characteristic size and durations of Boso SSEs. Indeed, [Reverso *et al.* \(2015\)](#) showed that the present statistical method detect swarms with a higher significance level for detection parameters $\mathcal{L}$ and τ close to the characteristic size and duration of the transient.

6.3.5 Results and discussion

Inversion of the model parameters, for $\mathcal{L}=40$ km, give $p=1.132$, $c=0.002$ days, $L_0=0.099$ km for $m_0=2.0$, $\gamma=2.339$ and $K_0=0.006$. We fix α to 2.0, otherwise the inverted α value is low (<1.0). It is known that seismicity dominated by swarms cause the estimated α value to be unrealistically low ([Hainzl et Ogata, 2005](#); [Lombardi *et al.*, 2006](#)). Moreover, with a low α

value, the model becomes more flexible and able to adjust to sudden variations in the times series, preventing it to detect "abnormal" seismic activity in the data. We show, in Figure 6.5, the cumulative number of earthquakes and the time series of the background seismicity rate-density μ_{xyt} calculated for the $40 \times 40 \text{ km}^2$ cell of Figure 6.3.

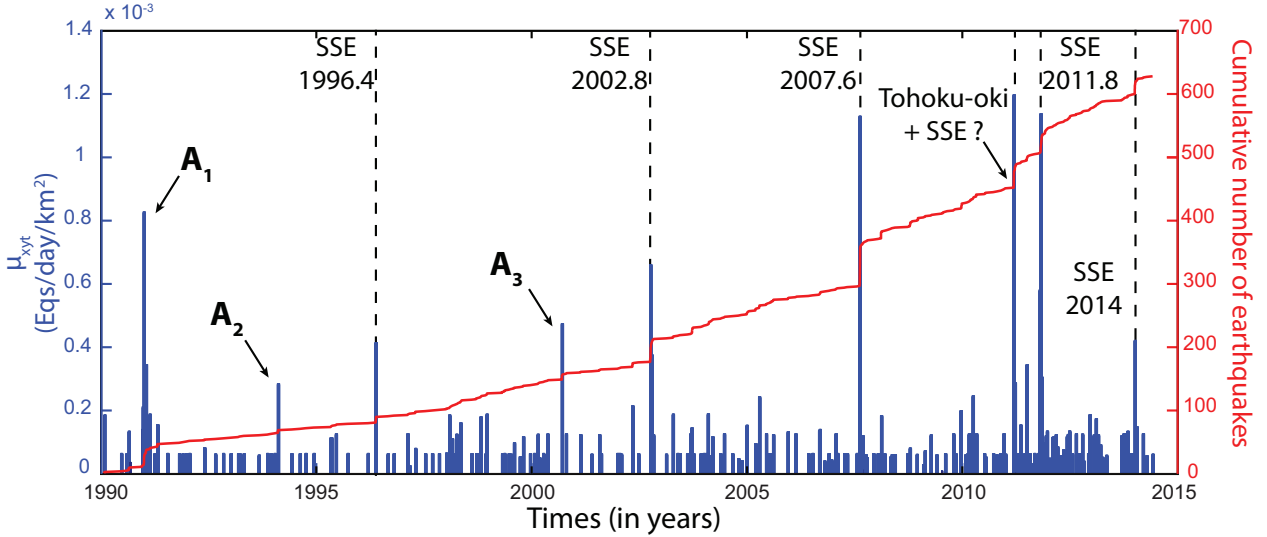


FIGURE 6.5 – Cumulative number of earthquakes (in red) and time series of the background seismicity rate μ_{xyt} (in blue) for the Boso area. The three transients occurring outside the 5 known SSEs are labeled A_1 , A_2 , A_3 .

SSEs are clearly marked by large values of μ_{xyt} , although the most important increase is found in 2011.2, right after the 2011 Mw9.0 Tohoku-Oki earthquake. This earthquake activated seismicity in a large region, including the eastern part of our study area (Hirose *et al.*, 2011; Ishibe *et al.*, 2011; Toda *et al.*, 2011; Toda et Stein, 2013). The high increase of background seismicity is produced because the Tohoku-Oki earthquake is located outside the studied area. It is therefore absent from our catalog; the triggering term ν thus cannot explain this increase in earthquake activity. Nevertheless, Kato *et al.* (2014) detected a possible SSE one day after the Tohoku-Oki earthquake, lasting for 3-4 days. We experience difficulties in separating the increase of background seismicity due to this possible transient from the background seismicity directly caused by the Tohoku-Oki earthquake. Moreover, after this earthquake, the completeness magnitude is higher for few days, due to difficulties in interpreting and separating earthquakes in the seismic records (Kagan, 2004).

Also, we detect three other important peaks in background rate that require further attention. The 1991 occurrence (A_1) is characterized by an important seismic activity (18 events $\geq m_c = 2.0$ over 10 days) and could be a signature of another SSE, see Figure 6.6. Ozawa (2003) noted variations in tiltmeter data during this period, at station KTU. A northwestward direction for the tilt vector was recorded, which is consistent with a SSE occurrence (NIED, 2003). However this cannot be confirmed in the absence of GPS measurements. The 1994 and 2000 (A_2 and A_3) transients are composed of only a few earthquakes with magnitude greater

than $m_c=2.0$ (5 and 9 events, respectively), see Figures 6.7-6.8.

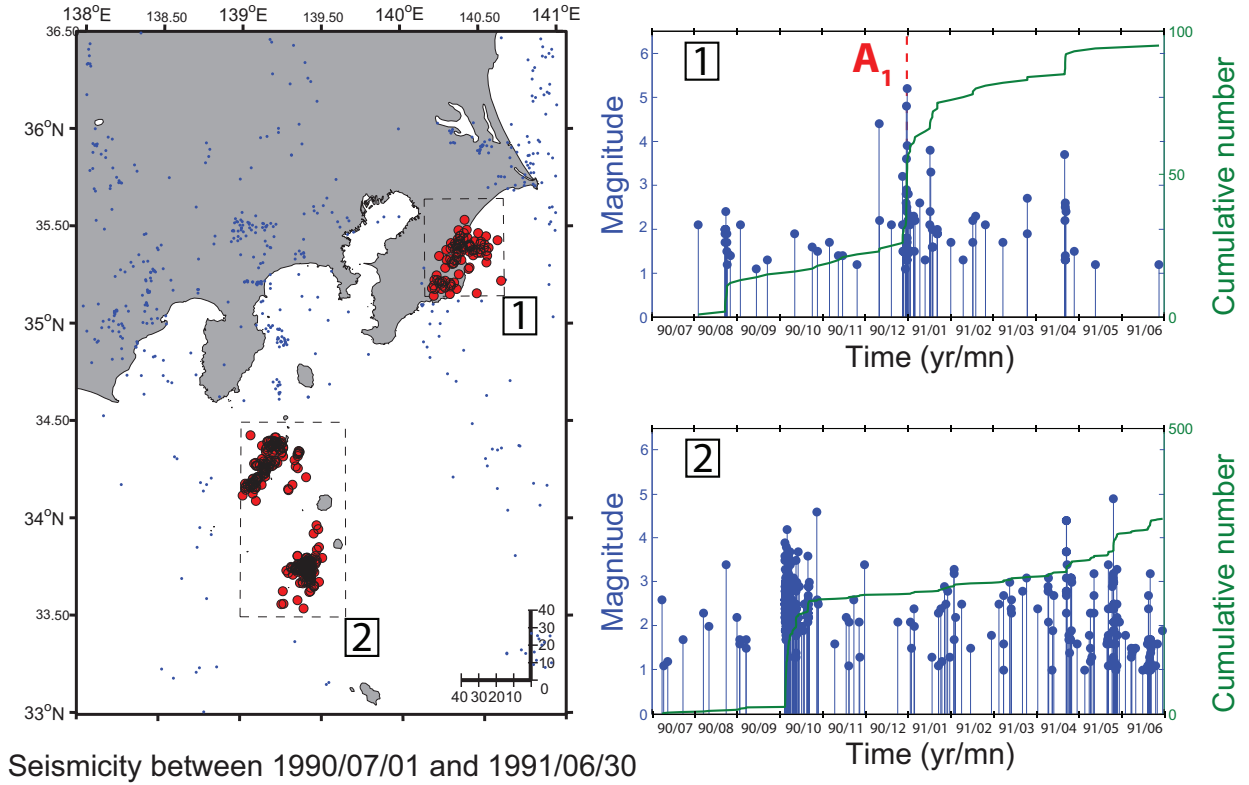


FIGURE 6.6 – Seismicity map between 1990 and 1991 for a larger area compared to Figure 6.3. We show in the top right graph the seismicity in Boso (box 1) and in the bottom graph the seismicity offshore the Izu-Island (box 2). Red dashed line marks the occurrence of transient A_1 .

These swarms took place during volcanic unrest in Izu-Island. In 2000, a magmatic intrusion preceded the eruption of Miyakejima Volcano (Nakada *et al.*, 2005). Nishimura *et al.* (2001) noted anomalous GPS displacements in the Boso Peninsula associated with this volcanic activity. These displacements, almost reaching 1 cm, could hide a possible SSE occurring at the time of the intrusion. The 1994 case is less obvious : moderate activity (5 earthquakes) occurred in the Boso peninsula, coincident with another moderate burst of activity underneath Izu-Island.

The anomalous sequences detected during SSE episodes are listed in Table 6.2, for the dashed box shown in Figure 6.3. All these anomalies have a probability to be abnormal greater than 95%.

We note that the numbers of earthquakes occurring during these swarms are only weakly correlated with the moments of the SSEs (Figure 6.9A), while the increases $\frac{\mu_{xyt}}{\mu_{xy}}$ in background rate are, see Figure 6.9B.

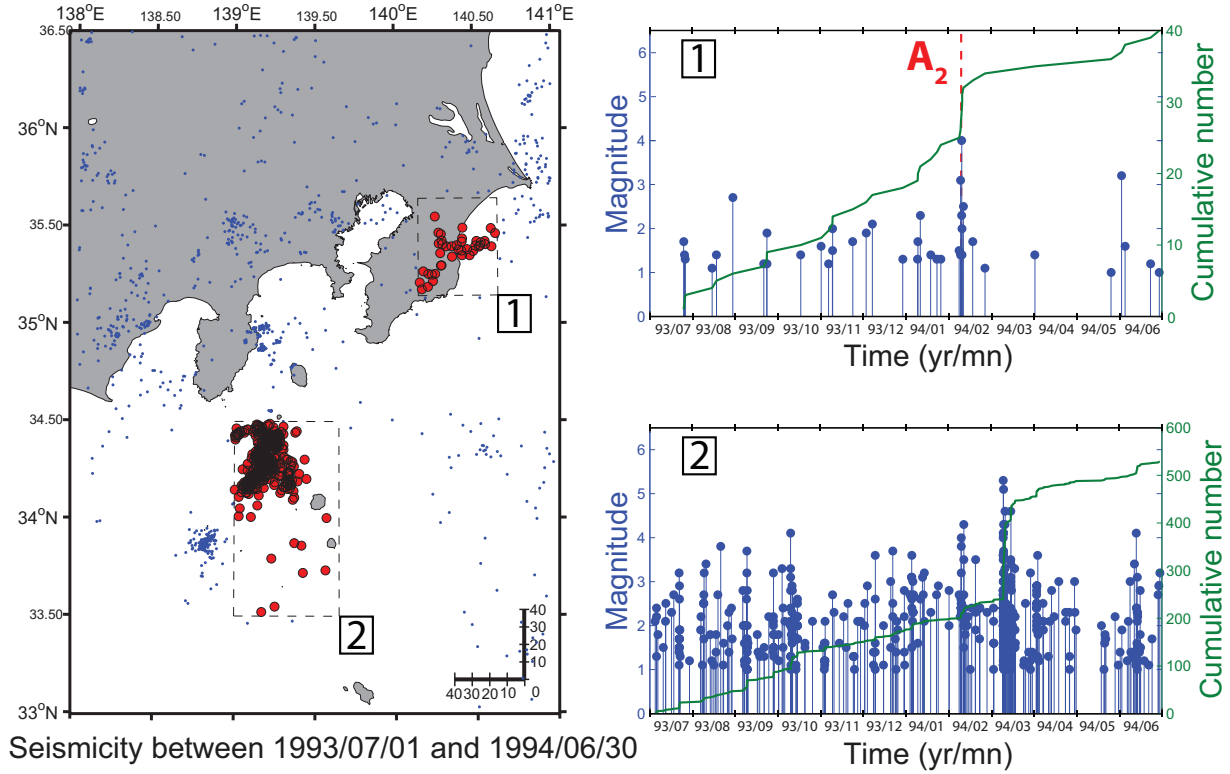


FIGURE 6.7 – Same as in Figure 6.6, for the period between 1994.5 and 1995.5 and for transient A_2 .

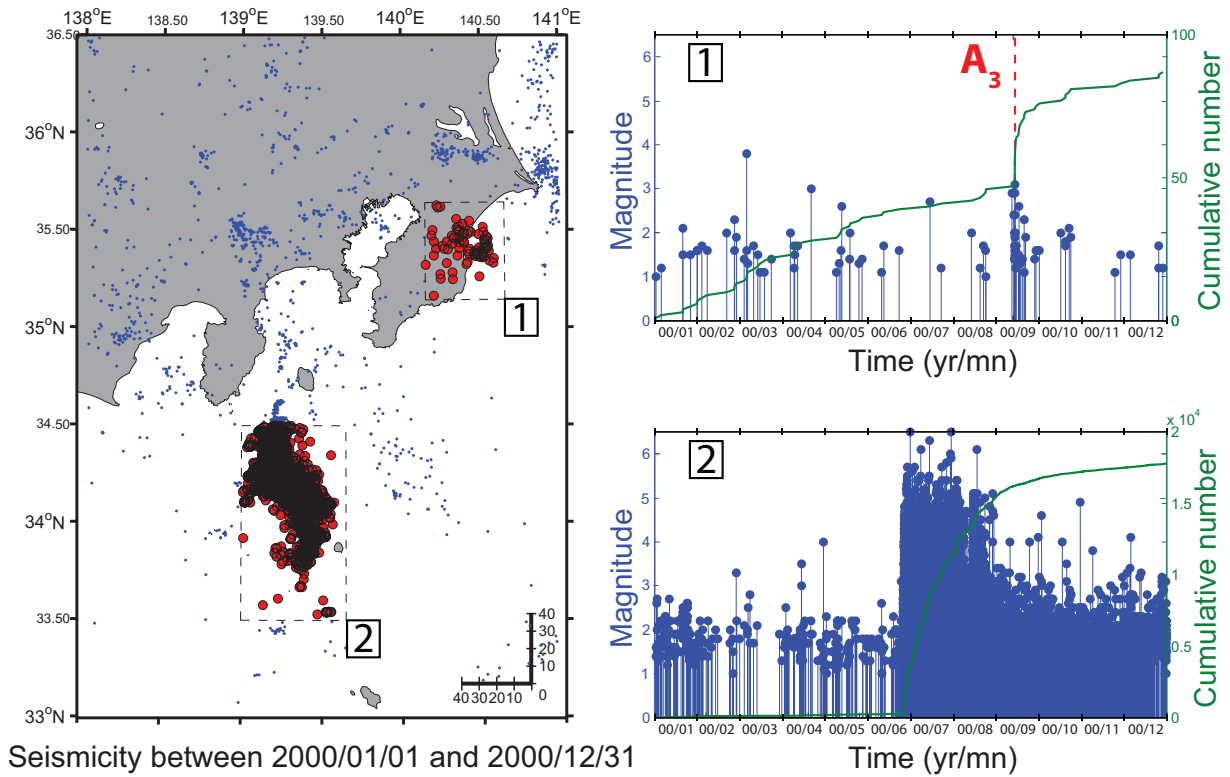


FIGURE 6.8 – Same as in Figure 6.6, for the period between 2000.5 and 2001.5 and for transient A_3 .

The increase in background seismicity is well correlated (96 %) with the moment relaxed

Date (year)	Numbers of $m \geq 2$ earthquakes	ratio μ_{xyt}/μ_{xy}	Probability to be anomalous
1996.4	10	$\times 18.3$	$>99.99\%$
2002.8	29	$\times 29.1$	99.94%
2007.6	63	$\times 49.9$	99.94%
2011.8	22	$\times 50.3$	$>99.99\%$
2014	21	$\times 18.6$	97.3%

TABLE 6.2 – Earthquake swarms detected by our model for $\mathcal{L}=40$ km and $\tau=10$ days, at the time of known SSEs. We note that all swarms are detected with very high significance levels.

during the SSEs, in agreement with the linear relationship found at large scale for subduction zones by Ide (2013). We estimate the best linear trend $M_{SSE} = a \times 10 \text{ days} \times \frac{\mu_{xyt}}{\mu_{xy}}$ with $a=2.431 \pm 0.078 \times 10^{16} \text{ N.m.day}^{-1}$. This coefficient a can be thought of as being the long-term seismic moment rate $\dot{M}_{LT}$ per day, giving a yearly rate equal to $8.88 \cdot 10^{18} \text{ N.m.yr}^{-1}$. Using the seismic moment relationship of Aki (1966),

$$\mathcal{M} = G \times S \times D \quad (6.5)$$

with a rigidity modulus G of 30 GPa, and a surface S of $40 \times 40 \text{ km}^2$, we infer a long-term (over nearly 25 years) displacement rate of $0.185 \pm 0.006 \text{ m/yr}$.

We tested the sensibility of our results with α , by rerunning our analysis for $\alpha=1.0$ and $\alpha=1.5$. We found a long-term displacement of 0.178 and $0.185 \pm 0.006 \text{ m/yr}$ for these two cases, but with a lower correlation between the increases in background seismicity and the seismic moments of the SSEs (94.2 % and 94.9 %, for $\alpha=1.5$ and $\alpha=1.0$ respectively), see Figure 6.9B.

Our long-term displacement rate is estimated for a 25 year-long period that cover several phases of co- and inter-SSE periods. Nishimura *et al.* (2007) suggested a total coupling in this region during inter-SSE phases, along with a convergence rate of 23 mm/yr.

In the case where shear is totally relaxed in Boso during SSEs, i.e., there is full coupling during inter-SSE phases and full uncoupling during SSEs, the slip rate over the 1990-2014 period should equal the long-term convergence rate estimated to 23 mm/yr by Nishimura *et al.* (2007). Our estimate is 8 times higher, implying that the gains $\frac{\mu_{xyt}}{\mu_{xy}}$ during SSEs would be underestimated by a factor of 8 if our argument was valid. A possible explanation for this discrepancy is that μ evolves in time more slowly than does the slip rate, as expected with rate-and-state friction. Using Dieterich (1994)'s treatment, it can be shown that a sudden change in stressing rate $\dot{\tau}$ from $\dot{\tau}_0$ to $\dot{\tau}'_0 = x \times \dot{\tau}_0$ (gain x) at time $t = 0$ causes the rate of earthquakes to increase from μ to $\frac{\mu x}{1+(x-1)e^{-t/t'_a}}$ where $t'_a = \frac{t_a}{x} = \frac{t_a \sigma}{x \dot{\tau}_0}$ is a characteristic time, see Figure 6.10.

For a gain in rate μ to be 8 times less than the gain in stressing rate $\dot{\tau}$, after a typical time of 10 days, it is required that $t'_a = \frac{t_a}{x} \simeq \frac{10}{\ln(x/7)}$ days (assuming $x \gg 1$). This equation relates two quantities that are largely unknown : (i) t_a , the characteristic relaxation time, was estimated by

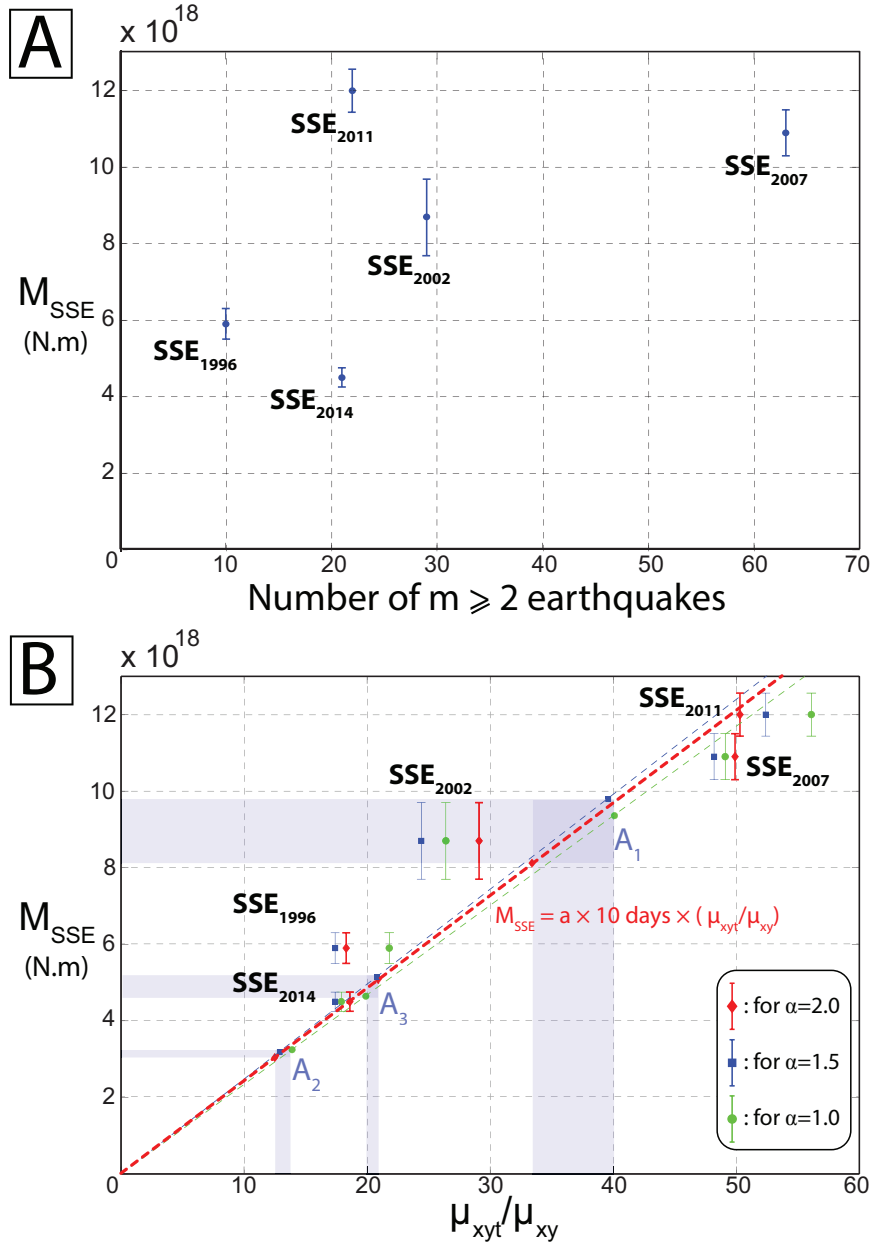


FIGURE 6.9 – Top graph : Seismic moment relaxed during the SSEs versus the number of $m \geq 2.0$ earthquakes occurring at the same time in the cell of Figure 6.3. The coefficient of correlation is $\rho=53\%$, due to the fact that we count all earthquakes in the cell, including aftershocks. Bottom graph : Relationship between the increases in background rate-density $\frac{\mu_{xyt}}{\mu_{xy}}$ and seismic moment of the SSEs (for a common duration of 10 days for all SSEs) using different α value (1.0, 1.5 and 2.0). For the best fit, i.e., $\alpha = 2.0$, the two quantities are correlated at $\rho=96\%$; we display the best linear fit $M_{SSE} = a \times 10 \text{ days} \times \frac{\mu_{xyt}}{\mu_{xy}}$, obtained for $a = 2.431 \pm 0.078 \times 10^{16} \text{ N.m.day}^{-1}$.

Toda et Stein (2013) to 2 years for the Kanto region. This parameter t_a is typically of the order of years when analyzing regional earthquake catalogs. (ii) The relative increase $x = \frac{\dot{\tau}'_0}{\dot{\tau}_0}$ in stressing rate $\dot{\tau}$ (or, equivalently, in slipping rate $\dot{\delta}$) suffers from the lack of resolution of the inter-SSE slipping rate. According to Nishimura et al. (2007), it could amount to about 12 mm/yr, i.e., the difference between the modeled slip rate of 42 mm/yr and the estimated 30 mm/yr inferred

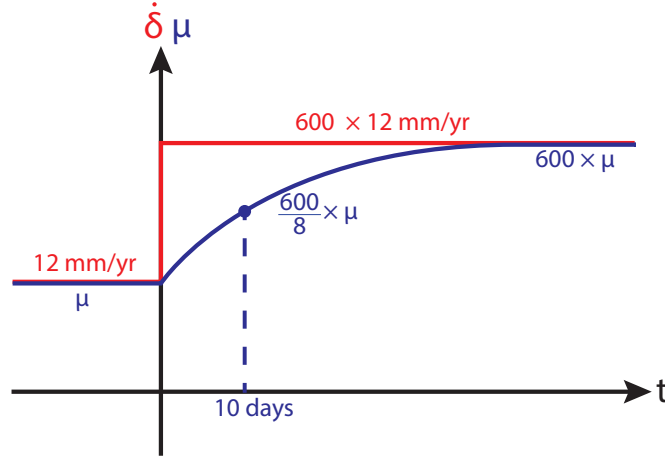


FIGURE 6.10 – Evolution of the background seismicity rate μ following a sudden change in slip rate $\dot{\delta}$ characteristic of a Boso SSE. After 10 days (typical duration of a SSE), the background rate has only increased by $\frac{1}{8th}$ of its potential maximum value.

from SSE return times, see paragraph [40] of [Nishimura *et al.* \(2007\)](#). For a typical slip of ~ 20 cm over 10 days during a typical SSE, the ratio x equals 600. Since $\frac{\mu x}{1+(x-1)e^{-t/t'_a}} = \frac{x}{8}$ after $t=10$ days for $x=600$, we obtain $t'_a=2.2$ days, which would give $t_a = x \times t'_a = 3.6$ yr, yielding a plausible estimate of t_a . This shows that the apparent over-estimation of the long-term slip rate inferred from SSEs, using our method, is coherent with a rate-and-state friction model of the Boso area.

Using our linear relationship, we infer the expected moment released by the three episodes of increased background seismicity A_1 to A_3 , see Figures 6.6 to 6.8. The ratio between the transient and the long-term background seismicity rate is $\times 33.4$, $\times 12.5$ and $\times 20.9$ for A_1 , A_2 , A_3 respectively, with $\alpha=2.0$. Exploring the $1.0 \leq \alpha \leq 2.0$ range, we determine an energy range for these three anomalies, with respectively, $[8.1 - 9.8] \times 10^{18}$, $[3.0 - 3.2] \times 10^{18}$ and $[4.8 - 5.3] \times 10^{18}$ N.m, for A_1 to A_3 , see Figure 6.9B. We also estimate the seismic moment for older swarms for which GPS data are absent. Using a completeness of $m_c = 3.0$, we detect two others swarms in 1983 and 1987, see Figure 6.11. The second, in 1987, is due to the Chiba earthquake ([Okada et Kasahara, 1990](#)). The mainshock of magnitude M6.7 is located at almost 50 km depth and generated a vigorous sequence of aftershocks between 20 and 50 km depth. The mainshock being deeper than the depth cut-off we used to select our catalog, our method finds an anomalous sequence for the exact same reason as with the 2011 Tohoku-Oki earthquake. Unlike the 1987 case, the 1983 swarm cannot be explained by a mainshock. With our method, we obtain an increase of background seismicity by a factor $\times 81$, i.e., an energy release of 19.9×10^{18} N.m, hence a very high value, but the swarm seems to affect a rather large depth interval (see Figure 6.11).

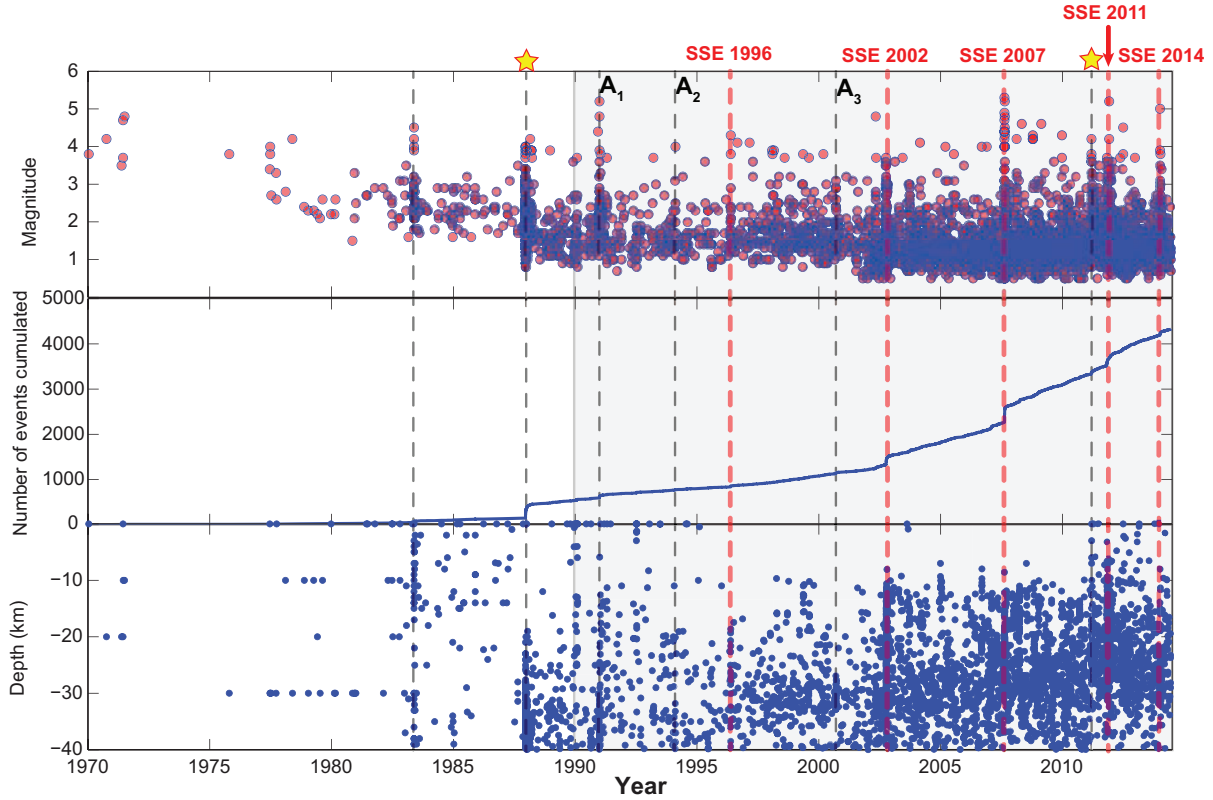


FIGURE 6.11 – Seismicity in the spatial cell of the SSEs between 1970 and 2014.5. The 1987 Chiba and 2011 Tohoku-Oki earthquakes are shown with yellow stars.

6.3.6 Long-term acceleration

Ozawa (2014) noted that SSE in Boso have been occurring with shorter and shorter recurrence intervals since 1996. In particular, the 2014 SSE followed the October 2011 SSE by only 2.2 yr, so significantly less than the typical 4 and 6 year long intervals for preceding SSEs. Whether this shortening is mostly due to the 2011 Mw9.0 Tohoku-Oki earthquake, or to a much longer process taking place over years and independent of the 2011 shock, is unknown, although Ozawa (2014) suggested that it could indeed mark the nearing of the end of a slip cycle in the Sagami Trough.

Earthquake activity has accelerated over the last 25 years in the Boso area. Figure 6.12 shows that a quadratic polynomial fit can account for the observed acceleration, at magnitude cut-offs 1.5, 2.0 and 3.0, making this observation robust.

We also observe a similar quadratic acceleration for the background rate μ_{xyt} ; using the relationship of Figure 6.9, keeping a rigidity of 30 GPa, and taking into account the $\frac{1}{8}$ proportionality factor between the estimated slip rate and the true slip rate (for 10 day-long intervals, see section 4), we can infer that the inter-SSE slip rate in the Boso area has also been accelerating at a rate of 1.1 mm/year/year since 1990, see Figure 6.13. This acceleration reduces to 1.0 mm/year/year when removing the transient increases in background rate related to swarms

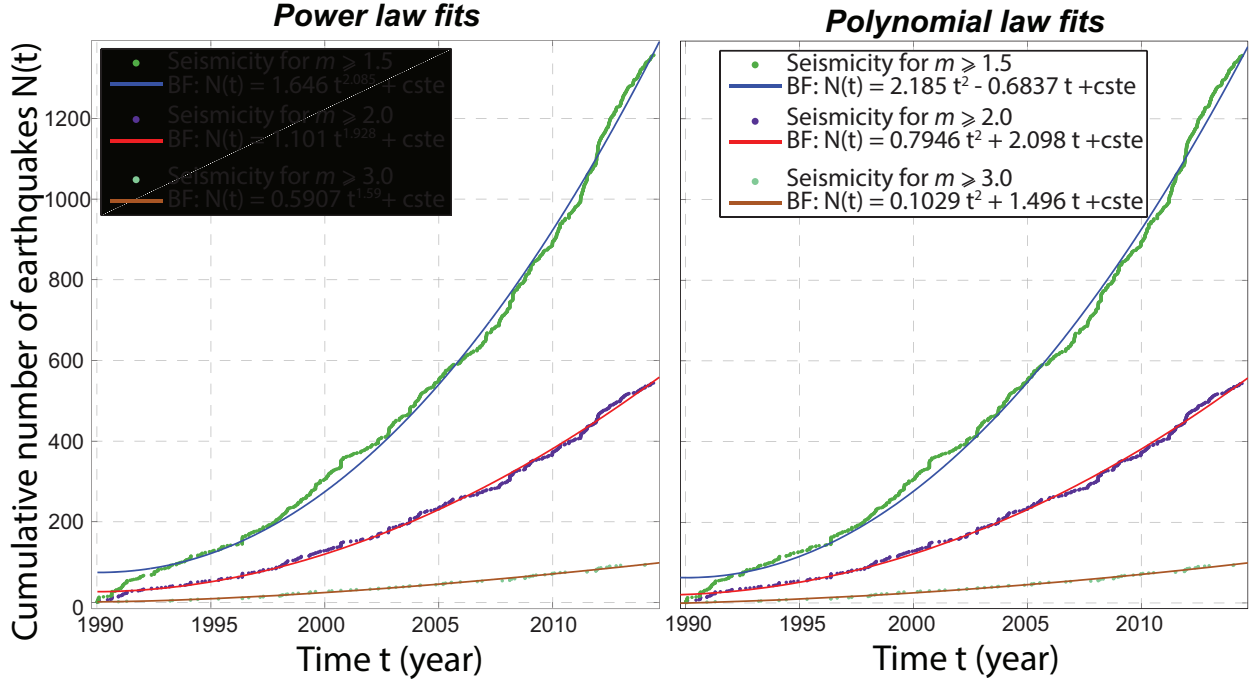


FIGURE 6.12 – Cumulative number of earthquakes occurring during inter-SSE periods in the spatial cell shown in thick orange dashed lines in Figure 6.3. We represent the seismicity for 3 different magnitude cut-offs 1.5, 2.0 and 3.0, and we fit each curve by a polynomial and a power law. The latter yield power-law exponents close to 2, justifying the use of quadratic polynomials as efficient models for the observed accelerations.

A_1 , A_2 , A_3 and to the immediate effect of the 2011 Tohoku-Oki earthquake.

Interestingly, we find that the recurrence intervals between the 1996, 2002, 2007 and 2011 SSEs correspond to the accumulation of 11.4 ± 0.3 cm of our estimated slip each time. The 2014 SSE is an exception to this rule, since only 6.8 cm accumulated between the 2011 and the 2014 SSE. This suggests that, apart for the 2014 case, slow slip events in Boso are related to a simple threshold mechanism : during inter-SSE periods, stress accumulated, and eventually triggers a sudden phase of relatively faster slow-slip (i.e., a SSE). With this model, the shortening of inter-SSE intervals of Ozawa (2014) is a natural consequence of acceleration of slip of figure 6.13, that clearly pre-dates the occurrence of the 2011 Tohoku-Oki earthquake. It is therefore likely that the Boso area is indeed slowly decoupling, increasing the stress transfer rate to neighbouring locked patches of the Philippine Sea plate slip interface.

6.3.7 Conclusion

We found a linear relationship between the seismic moment relaxed by SSEs in Boso, and the change in background seismicity rate, estimated from a seismicity model of the wider Kanto region at shallow depth. This proportionality is in agreement with a similar finding by Ide (2013) who related plate velocity and background rate in subduction zones. The present analysis

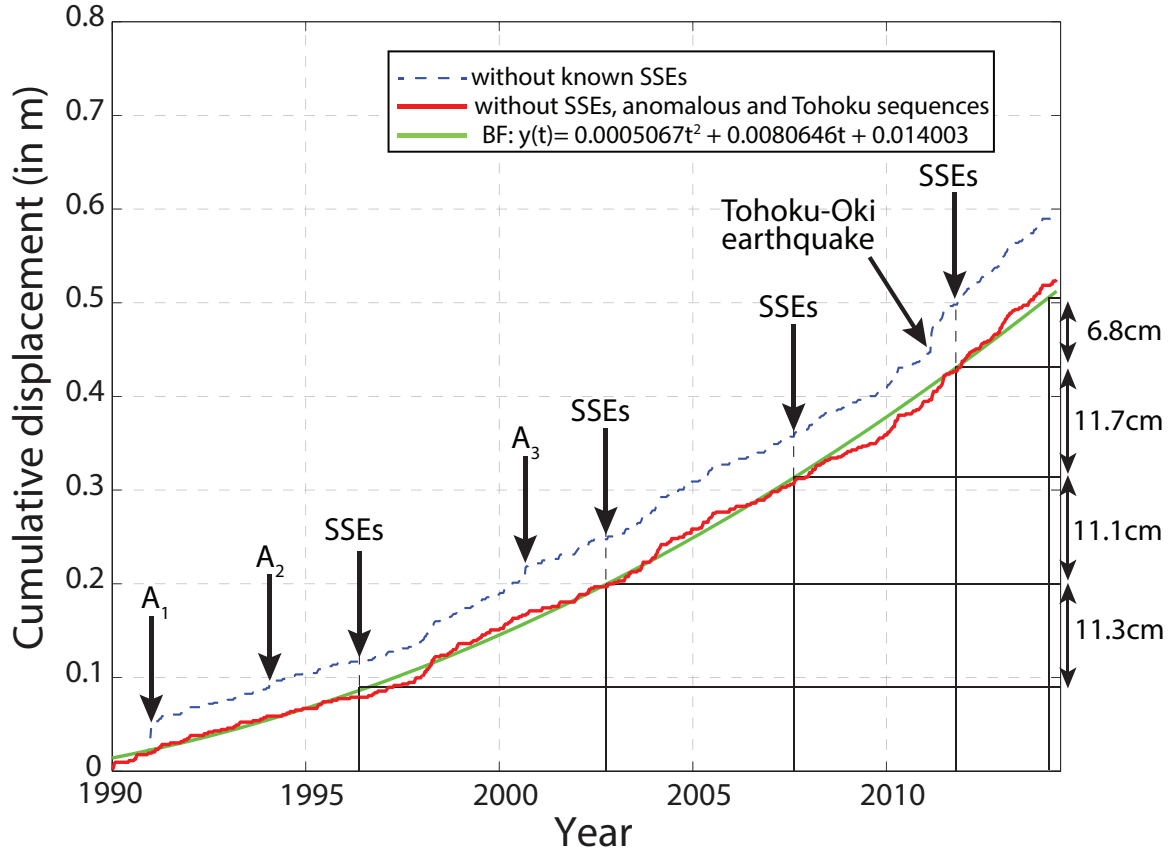


FIGURE 6.13 – Inferred displacement at Boso, using our estimated background rate, and the relationship of Figure 6.9. The dashed curve is obtained after removing the SSEs; the thick curve has also the transients A_1 - A_3 and the direct effect of the 2011 Tohoku-Oki earthquake removed. The best quadratic polynomial fit is shown. It yields a fixed displacement of 11.4 cm between the 1996, 2002, 2007 and 2011 SSEs.

shows that this proportionality exists also at small (~ 40 km) scale, and holds even during slow deformation transients. Moreover, friction modeling, although difficult to parameterize accurately, can explain the modest gain in background seismicity rate during SSEs, relative to what would be expected if background activity were to follow changes in slip rate without any delay. This method has therefore the potential to provide indirect estimates of the slip rate during slow slip events, without the use of geodetic data.

Acceleration of slip in the Boso area is found to occur steadily over the 1990-2014 period, with a rate of $+1.0$ mm/year/year. This acceleration can explain the observation by Ozawa (2014) that SSEs occur with shorter recurrent intervals, if SSEs are triggered each time the accumulated slow slip has reached a total displacement of 11.4 ± 0.3 cm.

Acknowledgments

This work was financially supported by the EC REAKT and MARSITE projects.

6.4 Zone de Nankai

Au sud-ouest du Japon, la plaque de la Mer des Philippines passe sous la plaque Eurasienne le long de la fosse de Nankai (Figure 6.14). Des séismes de magnitude $M_w > 8$ se produisent dans cette région avec une récurrence de 100-200 ans (Ando, 1975) ; le plus récent étant celui de $M_w=8.3$ en 1946 (Baba *et al.*, 2002) qui s'est déroulé juste au sud de l'île de Shikoku. Dans cette zone, de nombreux phénomènes de glissement lent ont été observés. Le premier découvert fut le SSE de Bungo Channel en 1996-1997 (Hirose *et al.*, 1999), avec une magnitude de moment de $M_w=7.1$ (Ozawa *et al.*, 2007a). Depuis cette date, d'autres SSEs sont apparus au même endroit en 2003 et en 2010-2011 avec les mêmes caractéristiques en magnitude, en taille de source, et en durée (Ozawa *et al.*, 2007a, 2013). Légèrement à l'est de cette région, sur l'île de Shikoku, un SSE de $M_w=6.5$ s'est produit en 2005 (Kobayashi, 2010). La zone de Tokai, quant à elle, a été le siège d'un SSE de $M_w=7.1$ entre 2001 et 2005 (Ozawa, 2002) et, au sud-est de Kyushu, un SSE s'est répété dans la région d'afterslip suivant des séismes interplaques en 1996 (Yarai *et Ozawa*, 2013). Ces derniers SSEs sont caractérisés par des durées très longues de l'ordre de quelques mois à plusieurs années (Obara *et Hirose*, 2006). Finalement, le long de la fosse de Nankai, Nishimura *et al.* (2013) détectèrent 133 probables et 25 possibles SSEs de courtes durées entre juin 1996 et 2012 répartis entre le nord de Kyushu jusqu'à la région de Tokai.

D'autres épisodes transitoires, plus courts (quelques jours à quelques semaines), ont également été observés (Obara *et al.*, 2004; Hirose *et Obara*, 2006; Itaba *et al.*, 2010). Ce sont des épisodes de glissement associés à des ondes basses ou très basses fréquences (~ 2 et 0.05 Hz, respectivement) se déroulant entre 30 et 45 km de profondeur (Ito *et al.*, 2007), probablement sur l'interface de subduction (Figure 6.14) entre Bungo Channel et Tokai.

La zone de Nankai est composée de secteurs quasiment bloqués, comme au niveau de la région de Shikoku et de la péninsule de Kii qui sont fortement couplées entre 8 à 25 km de profondeur (Mazzotti *et al.*, 2000). Aoki (2003) montre que le couplage devient intermédiaire vers 30 km de profondeur là où des épisodes transitoires de déformation apparaissent (Obara, 2010). La partie superficielle le long de Nankai, celle de la péninsule de Kii et de Tokai semblent totalement bloquées. Cela expliquerait la présence de très gros séismes dans cette région comme le séisme de Tonankai en 1944 de $M=7.9$ ou encore celui de 1946 de Nankai de $M=8.0$. Cette région serait activée uniquement lors de ces forts séismes (Obana *et al.*, 2004), et générerait de la microsismicité autour de ces aspérités.

6.4.1 Données

Comme nous nous intéressons aux événements se déroulant le long de l'interface de subduction, nous avons sélectionné la sismicité située à moins de 20 km de la plaque de la Mer des Philippines, modélisée par slab1.0 (Hayes *et al.*, 2012), supprimant par conséquent toute

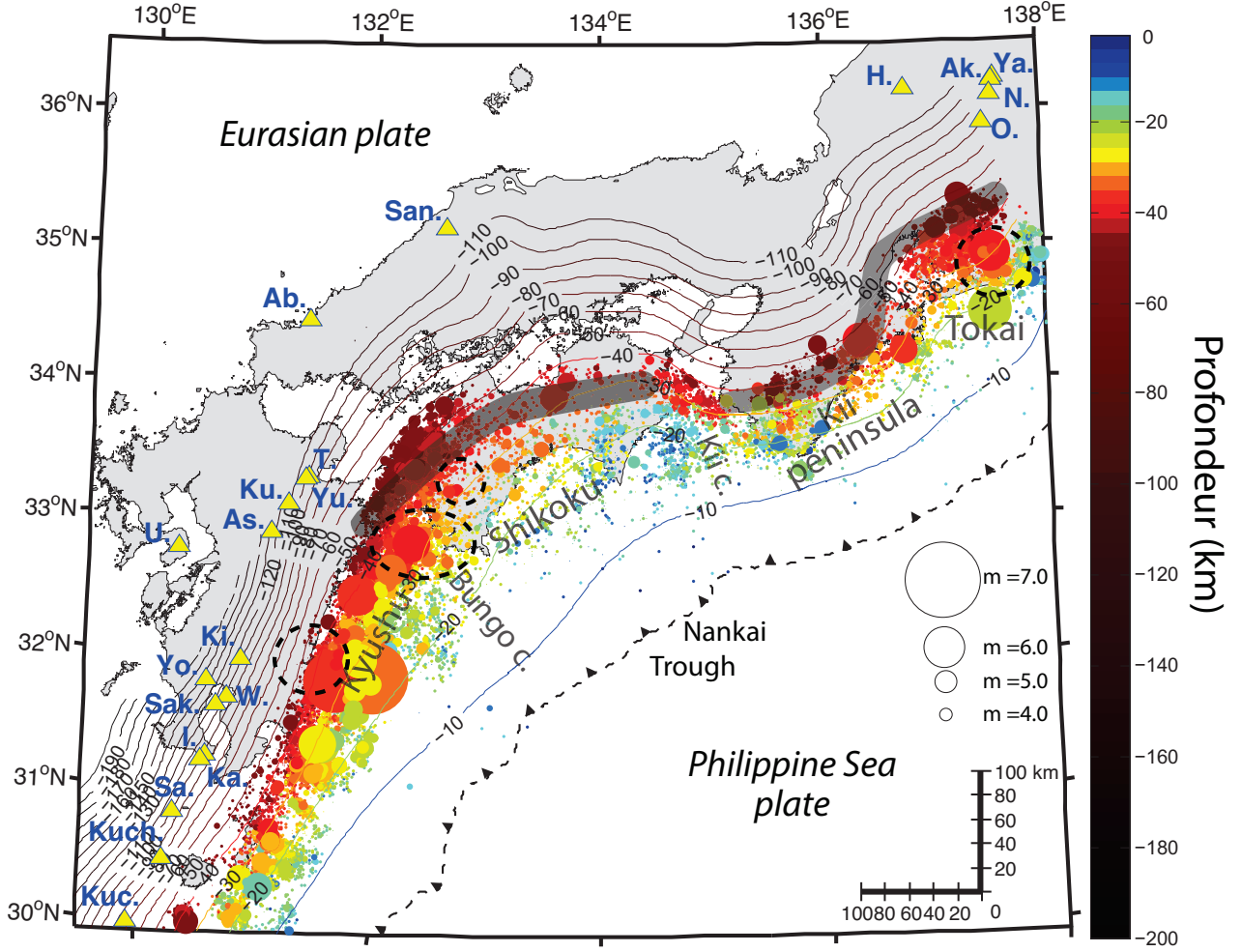


FIGURE 6.14 – Sismicité au niveau de la plaque de la Mer des Philippines, pour le secteur de Nankai. Nous avons indiqué la sismicité liée à l’interface de subduction, i.e, nous avons gardé les séismes dont la distance est inférieure à 20 km par rapport à la plaque Philippine, modélisée d’après slab1.0 (Hayes *et al.*, 2012). Les ovales tiretés représentent les SSEs alors que les secteurs en grisés sont les endroits où se produisent les ondes basses et très basses fréquences.

l’activité sismique crustale qui n’est pas directement liée à la subduction. Nous avons gardé les séismes supérieurs à $m=2.0$ du JMA, pour une période entre 1995 et 2015, des latitudes comprises entre 30 et 36°N et des longitudes entre 130 et 138°E. Ce catalogue est composé de 8205 évènements.

6.4.2 Étude

L’étude s’est déroulée selon une longueur caractéristique de $\mathcal{L}=30$ km. Cette longueur est choisie car proche de celle d’autres études antérieures dans cette région (e.g, 35 km pour Nishimura *et al.* (2013)). Les paramètres ETAS déterminés sont :

$$\alpha = 2.0 \quad p = 0.826 \quad c = 0.0004 \text{ jours} \quad L_0 = 0.167 \text{ km} \quad \gamma = 2.270 \quad K_0 = 0.0021$$

Nom	Temps (année dec.)	Nbres de séismes	ratio μ_{xyt}/μ_{xy}		
			$\tau=5$ jrs	$\tau=10$ jrs	$\tau=20$ jrs
A_{N1}	1996.79	110	789	238	80
A_{N2}	1998.97	17	1949	719	244
A_{N3}	2000.04	74	130	69	23
A_{N4}	2000.84	12	174	112	38
A_{N5}	2003.56	42	2333	940	323
A_{N6}	2010.09	32	468	140	178

TABLE 6.3 – Tableau des caractéristiques des séquences de sismicité anormale détectées à Nankai, pour $\mathcal{L}=30$ km.

avec $M_0 = 2.0$ et α est fixé à 2.0 pour limiter la flexibilité du modèle. On note que $p < 1$, ce qui nous empêche de calculer le taux de branchement dans ce cas. Nous avons exploré la zone avec 3 durées différentes $\tau = 5, 10, 20$ jours. Avec ces paramètres de détection, 2 zones apparaissent avec des séquences de sismicité anormale où d'importantes augmentations du taux de fond apparaissent.

Ces deux zones se situent à l'est de l'île de Kyushu. Le premier secteur contient 3 apparitions d'épisodes sismiques transitoires : un épisode en 1998, un autre en 2003 et un dernier en 2010 (voir Figure 6.15). Ils contiennent respectivement, 17, 42 et 32 séismes, et représentent une augmentation de la sismicité de fond de 1949, 2333 et 468 fois (voir Tableau 6.3) sur une durée de $\tau = 5$ jours, se localisant à une profondeur d'environ 20 km (Figure 6.15). Ces séquences sont repérées à environ 20 km au sud d'un séisme de magnitude $M_w = 6.9$ produit en 1996. Par ailleurs, ce séisme et la séquence de répliques qui lui est associée sont également détectés comme formant une séquence anormale. En effet, en y regardant de plus près, on note une activité précurseur quelques heures/minutes avant le $M_w = 6.9$ (Figure 6.17). L'autre secteur se positionne au sud de la précédente et contient 2 essaims. Le premier est une séquence avec une forte activité (plus de 70 séismes $\geq m = 2.0$), alors que le second est beaucoup moins intense. Nous pouvons comparer nos résultats avec l'étude effectuée par Nishimura (2014), qui recherche les glissements lents *via* GPS le long de la fosse de Ryukyu (voir Figure 6.19). Une seule de nos anomalies a également été détectée par son étude : l'anomalie A_{N5} . Nous observons aussi que nos amas A_{N3} et A_{N4} se bornent dans une région où Nishimura (2014) détecte de nombreux SSEs, mais à des dates différentes des nôtres.

Notre modèle ne détecte aucune anomalie de sismicité au niveau des épisodes de tremors traversant l'île de Shikoku. Une explication possible à cette observation est que les tremors observés au niveau de Shikoku se déroulent à des profondeurs plus importantes (30-45 km de profondeur d'après Ito *et al.* (2007)) que les séquences anormales que nous détectons, situées plutôt vers 20 km de profondeur (voir Figures 6.15 et 6.16). Cette observation est cohérente avec les observations de Delahaye *et al.* (2009) situant la sismicité des phénomènes transitoires vers 15-20 km et les tremors à des profondeurs entre 25 et 45 km.

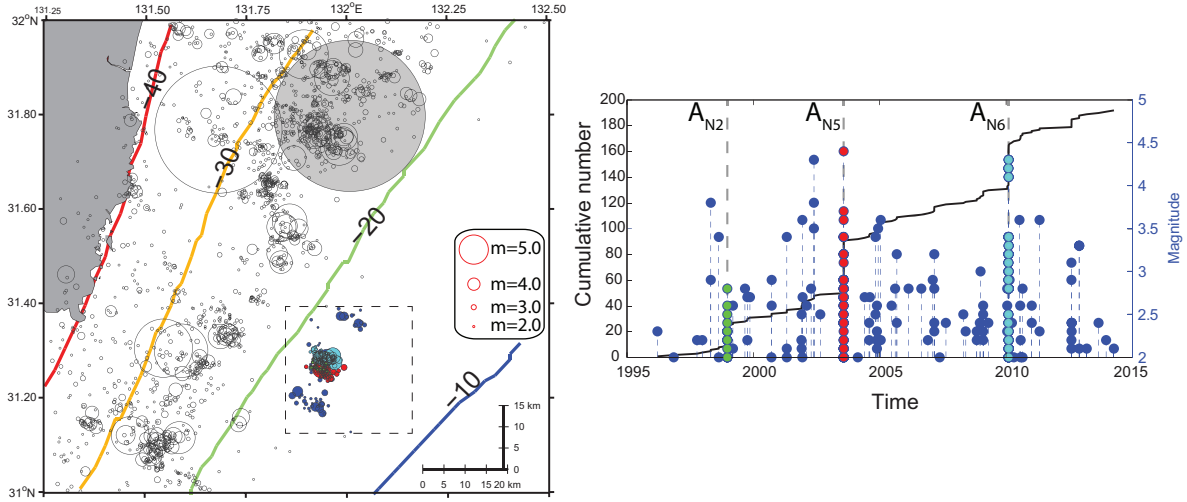


FIGURE 6.15 – Localisation et nombre cumulé de la sismicité pour la zone contenant les anomalies A_{N2} , A_{N5} et A_{N6} . Le cercle grisé correspond au séisme de magnitude 6.9 discuté dans le texte.

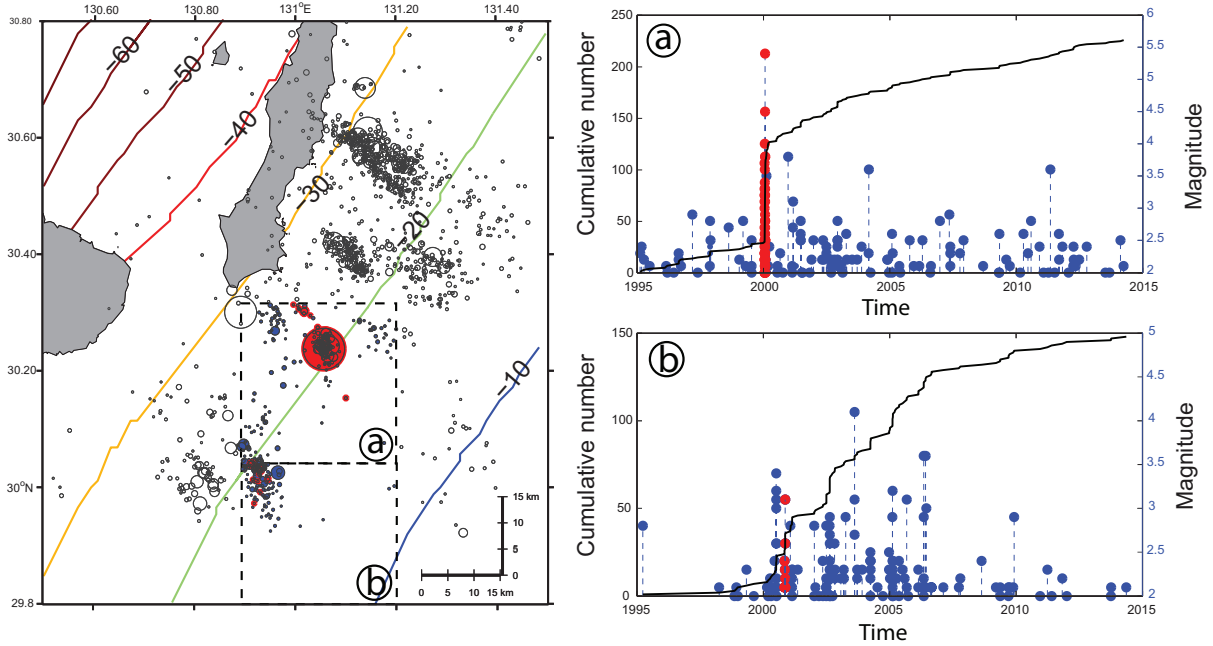


FIGURE 6.16 – Localisation et nombre cumulé de la sismicité pour la zone contenant les anomalies A_{N3} (a) et A_{N4} (b).

6.4.3 Conclusion

La région de Nankai au Japon est probablement l'endroit du globe qui dispose de la plus grande variété d'épisodes transitoires détectés que ce soit des SSEs ou des glissements avec l'émission d'ondes basses ou très basses fréquences. Cependant, en appliquant notre méthode de détection afin de repérer des séquences transitoires de sismicité, nous ne notons aucun épisode de ce type situé aux endroits connus dans la région de Shikoku, en utilisant une longueur $\mathcal{L}=30$ km. En reprenant l'étude de [Nishimura *et al.* \(2013\)](#), et en collectant le nombre de séismes se

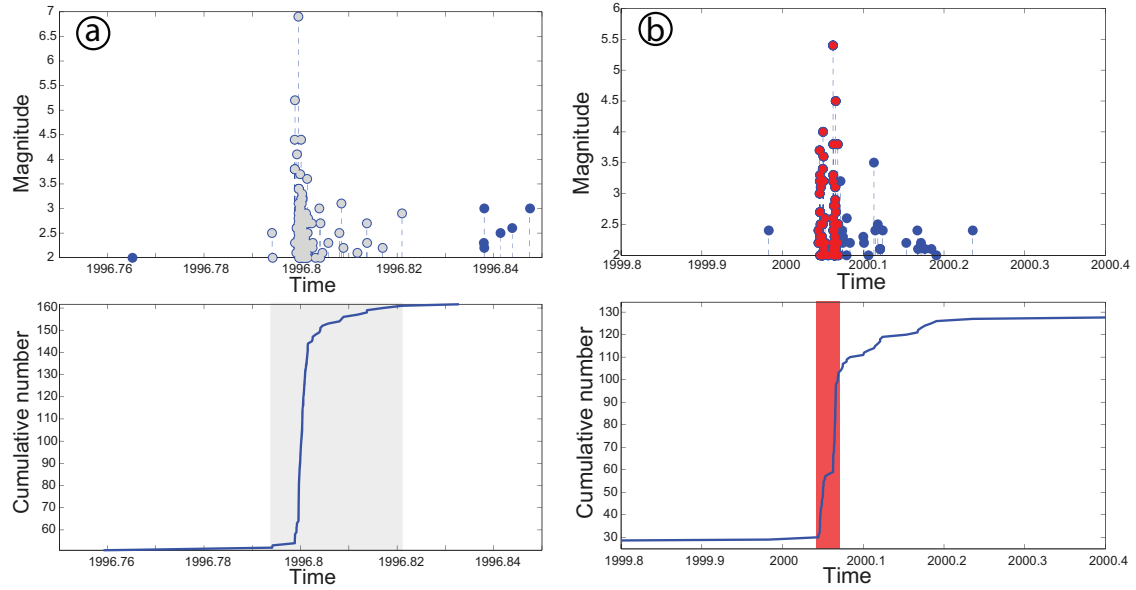


FIGURE 6.17 – (a) Séquence de répliques pour le séisme de 1996 $M_w=6.9$ (A_{N1}) et (b) zoom sur la sismicité de l'anomalie A_{N3}

déroulant dans des périodes allant de -10 à +10 jours et également de -1 an à +1 an après les SSEs, on observe sur la Figure 6.18 qu'aucune différence dans le taux de sismicité ne semble se dérouler que ce soit avant ou après le début des différents épisodes transitoires.

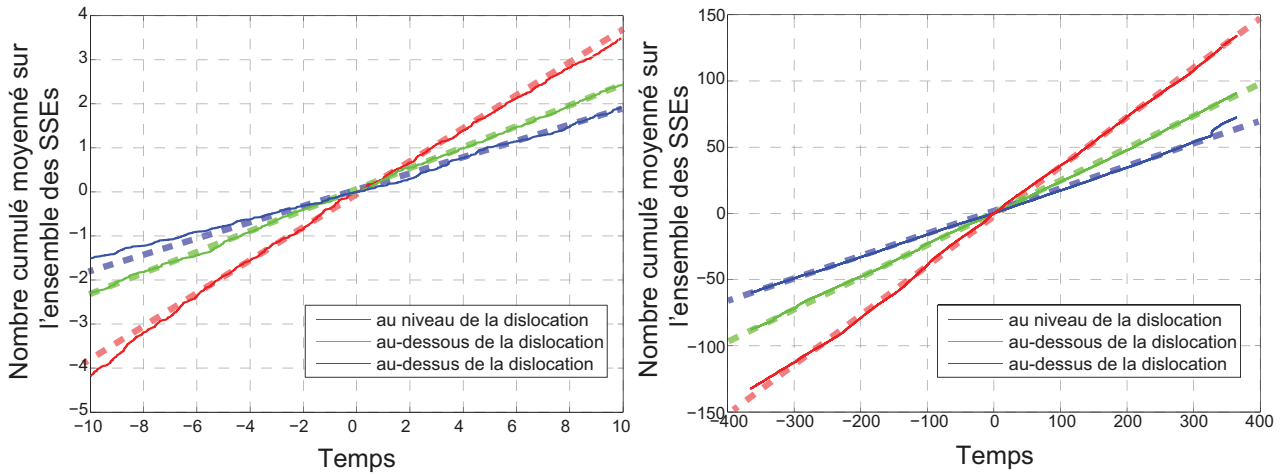


FIGURE 6.18 – Séries cumulées moyennes de la sismicité pour les épisodes transitoires détectés le long de Shikoku au niveau des dislocations (en rouge), au-dessus (en bleu) ou au-dessous (en vert). Nous avons représenté en pointillé les tendances linéaires associées à chacune des séries cumulées. A gauche : séries cumulées entre -10 jours et + 10 jours. A droite : séries cumulées entre -1 an et + 1 an.

On détecte des amas anormaux qui se situent dans la partie sud-est de l'île de Kyushu, à des profondeurs d'environ 20 km. Deux de ces amas, A_{N3} et A_{N4} se localisent dans une région où des glissements lents ont été repérés par Nishimura (2014) mais à des temps non répertoriés auparavant. Seule l'anomalie A_{N5} figure dans ses observations, pourtant nous détectons également deux autres séquences anormales situées autour de cette dernière. Finalement, un dernier amas

correspond à une séquence de choc principal/répliques mais disposant d'une petite séquence précurseur pouvant avoir initiée la séquence principale.

Par la suite, il serait intéressant d'utiliser différents paramètres de détection dans le but de détecter d'autres amas de sismicité anormales.

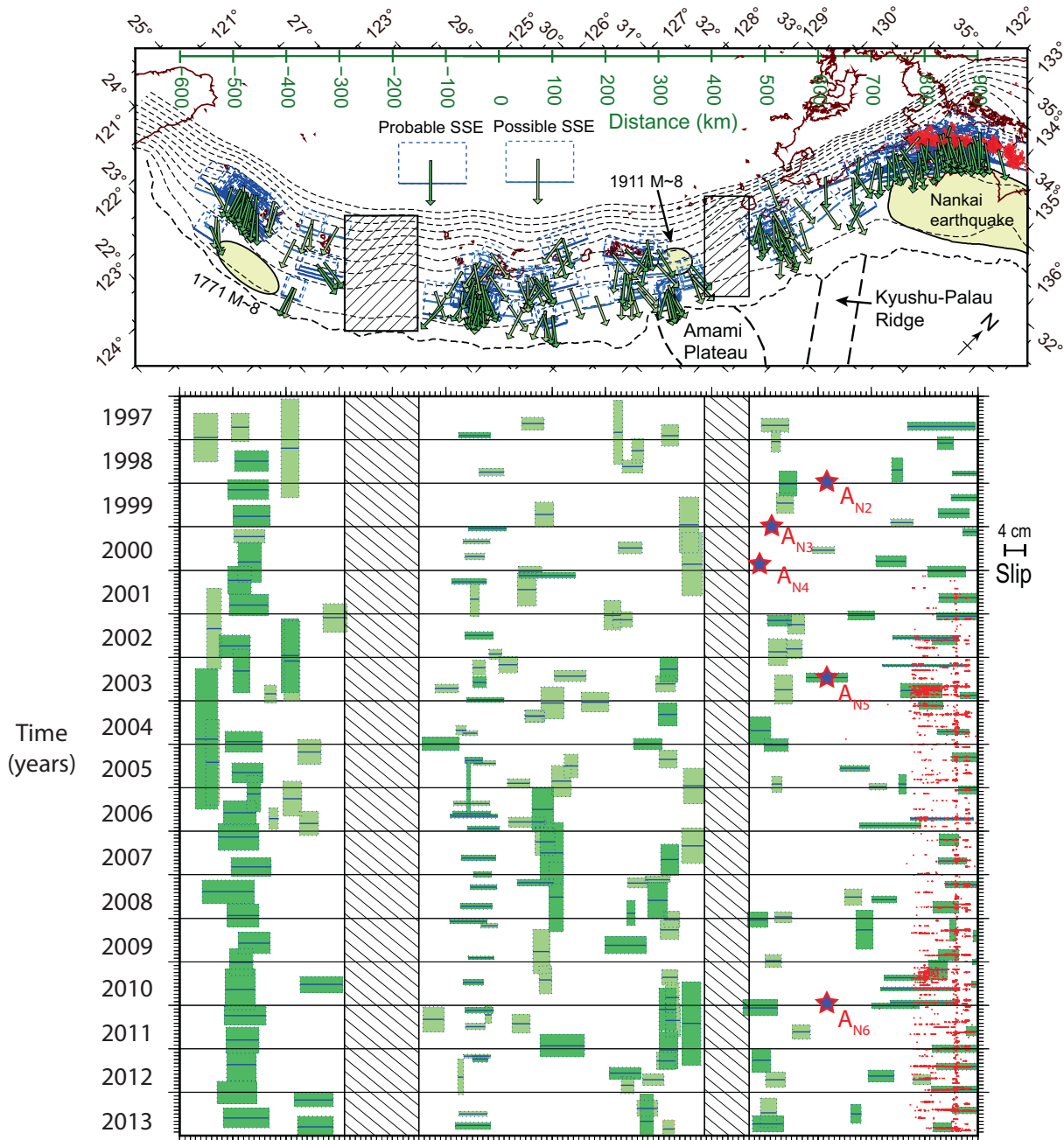


FIGURE 6.19 – Localisation spatiale et temporelle des différents SSEs repérés le long de la fosse de Ryukyu, d'après Nishimura (2014). Nous avons représenté sur ces données les localisations de nos séquences anormales (étoiles bleues et rouges). Ainsi, nous détectons dans notre étude 2 épisodes transitoires de sismicité (A_{N3} et A_{N4}) dans une région générant des SSEs, mais à des temps différents de ceux de l'auteur. Finalement, la seule séquence sismique anormale se déroulant durant un SSE connu correspond à l'anomalie A_{N5} .

Chapitre 7

Cas du Kilauea

Sommaire

7.1	Introduction	140
7.2	Données	142
7.3	Étude	144
7.4	Correction de l'effet de distance	146
7.5	Interprétation	149
7.6	Conclusion	149

7.1 Introduction

Les phénomènes transitoires n'arrivent pas uniquement au niveau des zones de subduction. En effet, depuis l'installation d'un réseau continu de capteurs GPS par le HVO ("The Hawaiian Volcano Observatory") en 1996, des épisodes de glissement lent ont été détectés au niveau du flanc du volcan Kilauea.

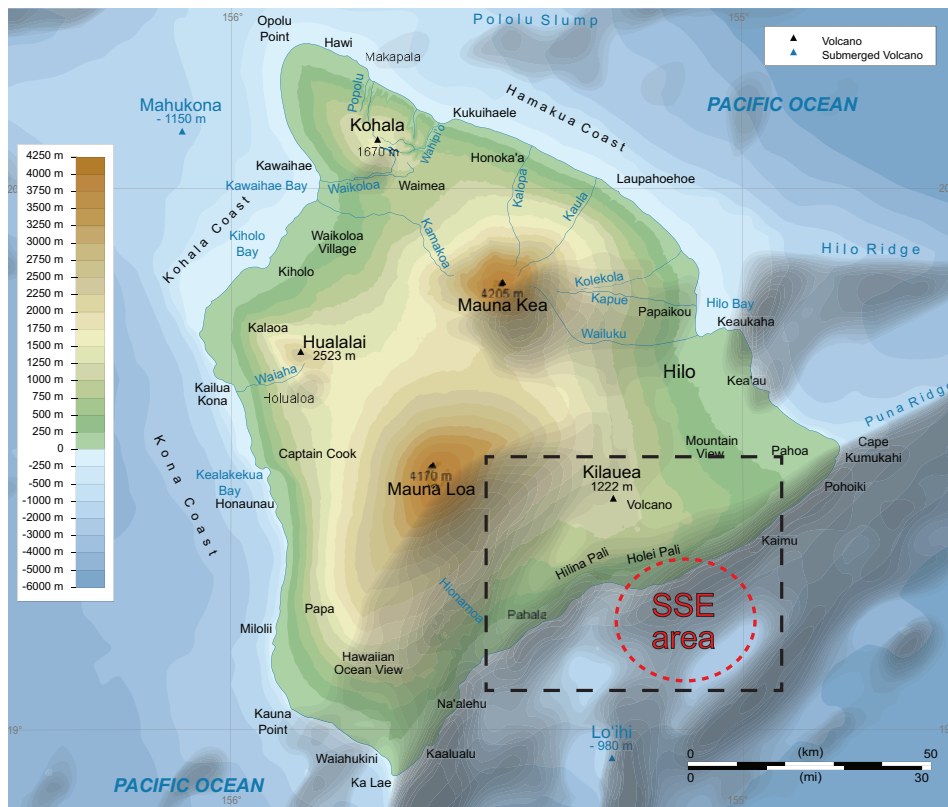


FIGURE 7.1 – Carte générale de l'île d'Hawaï. La zone encadrée par des tirets noirs représente la zone de la Figure 7.2. La zone de glissement où les SSEs se produisent est représentée en rouge.

Le premier SSE fut découvert en observant sur les données GPS une accélération du mouvement vers le sud (Cervelli *et al.*, 2002). Par la suite, 10 SSEs furent observés entre 1998 et 2015. (Brooks *et al.*, 2006; Montgomery-Brown *et al.*, 2009; Poland, 2010; Montgomery-Brown *et al.*, 2015). Ces glissements ont lieu selon une direction sud-est, au niveau de la surface de décollement entre la base du volcan et les sédiments océaniques, à une profondeur d'environ 8 km (Montgomery-Brown *et al.*, 2009). Cette surface est sub-horizontale, avec un pendage compris entre 0 et 5° vers l'ouest (Cayol, 2000; Montgomery-Brown *et al.*, 2009; Brooks *et al.*, 2006; Montgomery-Brown *et al.*, 2015). L'énergie libérée par ces événements est équivalente à des séismes de magnitudes $M_w=5.3$ à 6.1, mais se déroulant sur 1.5-2 jours. Brooks *et al.* (2006) ont montré une récurrence de 774 ± 7 jours pour 4 des SSEs se déroulant avant 2006. Au final, Montgomery-Brown *et al.* (2015) ont observé une augmentation des temps inter-SSEs après 2005, passant de 0.99 ± 0.64 an à 2.44 ± 0.15 an, tout en produisant des SSEs plus

importants, le tout coïncidant avec une inflation de l'alimentation magmatique sous le Kilauea (Poland *et al.*, 2012).

Ces SSEs sont fréquemment associés à une accélération de la sismicité située à la même profondeur : entre 8 et 10 km (Segall *et al.*, 2006; Wolfe *et al.*, 2007), i.e., au niveau du plan de décollement. La sismicité au niveau de cette interface était déjà connue puisque les plus importants séismes ($M_w > 7.0$) d'Hawaï ont été déterminés à cette profondeur (Harvey et Wyss, 1986; Nettles, 2004).

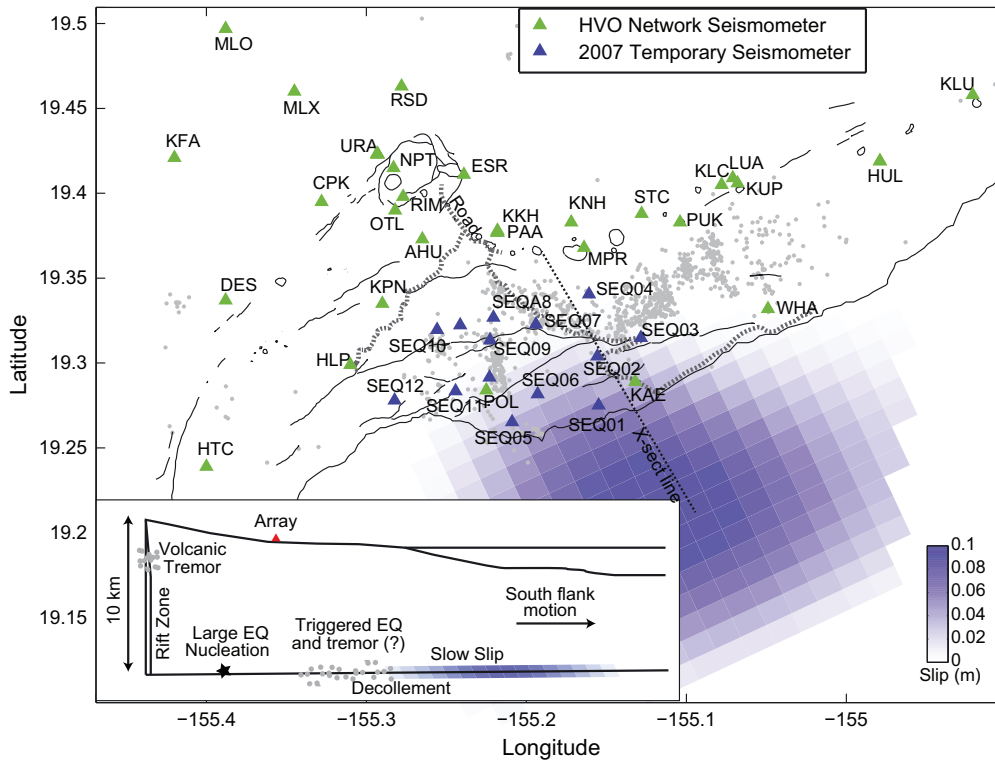


FIGURE 7.2 – Carte montrant les principales structures autour du volcan Kilauea et la localisation des sismomètres (d'après Montgomery-Brown *et al.* (2013)). Le réseau GPS du HVO est indiqué avec des triangles verts, alors que le réseau GPS temporaire de 2007 est indiqué avec des triangles bleus. En bas à gauche, le schéma montre la localisation des différents phénomènes se produisant à cet endroit. L'étoile indique le lieu des plus puissants séismes ($M_w > 7.0$) se produisant proche du Kilauea (Harvey et Wyss, 1986).

Segall *et al.* (2006) ont montré que le SSE de 2005 a commencé juste avant l'augmentation de la sismicité, et les séismes présents au cours de cette hausse se présentaient comme des événements "co-sismiques" et des répliques à ce SSE, suivant le modèle de Dieterich (1994).

Plusieurs hypothèses ont été présentées pour expliquer ces SSEs. Parallèlement au SSE de novembre 2000, de fortes précipitations se déroulèrent. Cervelli *et al.* (2002) ont proposé un mécanisme où les précipitations amplifiaient le chargement à la surface et réduisaient les contraintes normales au niveau du plan de faille à l'aide de l'eau infiltrée. Brooks *et al.* (2006) ont proposé que la rupture d'un aquifère pouvait également faciliter le glissement le long de la surface de décollement, à cause de la pression de fluides (Liu *et al.*, 2007). Cependant, plusieurs

SSEs se déroulèrent sans rupture d’aquifère ou d’épisodes de fortes pluies, démontrant que ces SSEs ne pouvaient pas être liés uniquement à ces mécanismes. En 2007, un épisode de mise en place de dyke se déroula juste avant les SSEs, et [Brooks *et al.* \(2008\)](#) suggérèrent que des intrusions magmatiques pouvaient déclencher les SSEs. Une autre solution qui explique le déclenchement de ces SSEs est le modèle développé par [Cayol \(2000\)](#) qui propose une dilatation de la zone de rift (40 cm/an entre 1976 à 1982). Cette dilatation engendrerait une zone en fluage au niveau du plan de décollement qui, à partir d’une certaine distance (~ 5 km), se bloquerait et où débiterait la sismicité. [Brooks *et al.* \(2008\)](#) notent que ces deux modèles peuvent très bien coexister et correspondre à deux modes de déclenchement des SSEs.

Dans cette étude, nous souhaitons caractériser la sismicité associée aux SSEs et nous cherchons à savoir si cette sismicité est corrélée avec l’énergie relâchée lors des SSEs.

Nom	Année	Mois	Jour	Année Dec.	Magnitude de moment	Ref	Durée (jours)
A	1998	02	20	1998,140	5,3	2,4	2
B	1998	09	19	1998,718	5,7	1,2,4	2
C	1999	11	21	1999,890	5,5	2,4	2
D	2000	05	29	2000,410	5,3	4	2
E	2000	11	09	2000,863	5,8	1,2,3,4	1,5
F	2002	12	17	2002,964	5,6	2,4	2
G	2003	07	03	2003,504	5,4	1,2,4	2
H	2005	01	26	2005,071	6	1,2,4	2,2
I	2007	06	18	2007,463	5.7	4,5	1,5
J	2010	02	01	2010,088	5.9	6	1,5
K	2012	05	28	2012,407	6.1	7	2

TABLE 7.1 – Caractéristiques des SSEs répertoriés au Kilauea entre 1997 et 2012. Les différentes sources correspondent à : 1 : [Segall *et al.* \(2006\)](#) ; 2 : [Brooks *et al.* \(2006\)](#) ; 3 : [Cervelli *et al.* \(2002\)](#) ; 4 : [Montgomery-Brown *et al.* \(2009\)](#) ; 5 : [Montgomery-Brown *et al.* \(2010\)](#) ; 6 : [Poland \(2010\)](#) ; 7 : [Montgomery-Brown *et al.* \(2015\)](#)

7.2 Données

D’après les études décrites précédemment, nous nous intéressons à la sismicité se déroulant entre 5 et 15 km de profondeur pour une zone entre 19.1 et 19.4 °N de latitude et entre 155.3 et 155°O de longitude (voir Figure 7.3) Notre catalogue débute en 1995 jusqu’en 2015, et est composé d’environ 6000 séismes, avec une magnitude de complétude m_c évaluée à 1.5.

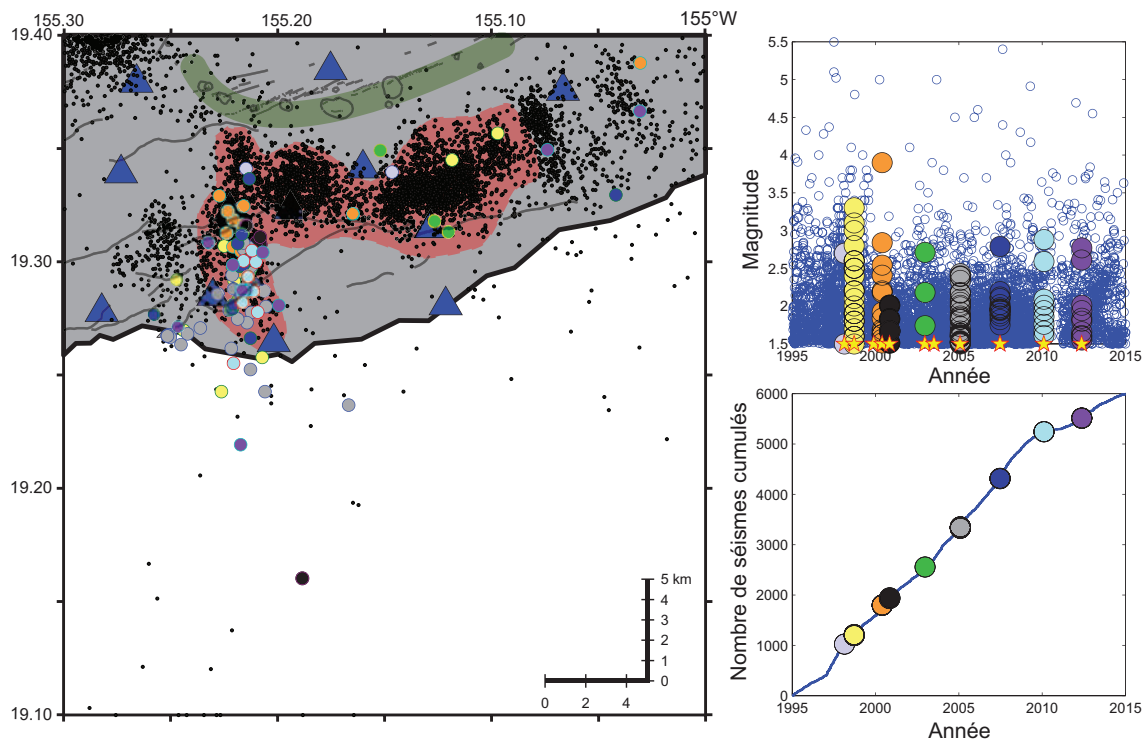


FIGURE 7.3 – A gauche : carte de la région sismique utilisée. Le polygone en rouge représente la zone sismique dans laquelle les séquences sismiques liées aux SSEs ont été détectées. Les triangles indiquent les stations GPS et la zone en vert montre la "East Rift Zone" (ERZ), où plusieurs dykes sont apparus durant la période considérée. A droite : magnitude versus temps et nombre cumulé versus temps. Les cercles de couleur correspondent aux différents évènements se déroulant durant la période des SSEs et les étoiles jaunes indiquent le début de ces épisodes transitoires.

7.3 Étude

L'existence de SSEs est bien connue dans cette région. Par conséquent, nous nous sommes intéressés à la région qui produisait de la sismicité durant des épisodes transitoires. Cette zone est indiquée sur la Figure 7.3 par le polygone rouge. Cette région s'étend sur une surface d'environ 100 km^2 , correspondant à une taille caractéristique $\mathcal{L}=10 \text{ km}$. Cependant, on note que la majorité de la sismicité se déroule dans la partie la plus à l'ouest du polygone, se rapportant à la région de Poliokeawe Pali.

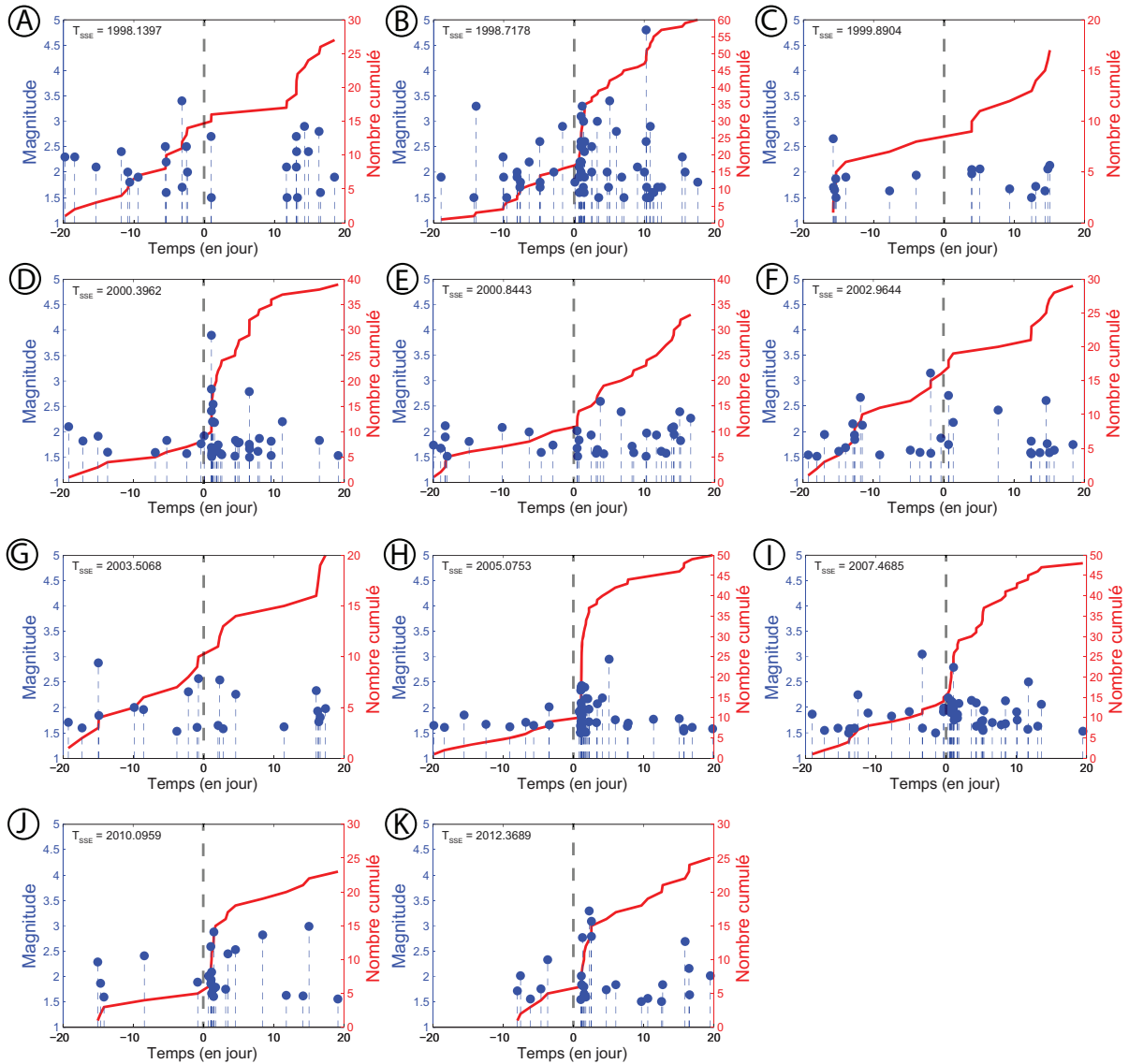


FIGURE 7.4 – Nombre cumulé des séismes se déroulant 20 jours avant à 20 jours après la début des SSEs. La magnitude de chacun des événements se déroulant dans cet intervalle de temps est représentée en bleu. Les épisodes transitoires durent typiquement 2 jours et le début de ces SSEs est indiqué par les pointillés gris.

La Figure 7.4 montre la sismicité du polygone entre -20 et +20 jours après le début des SSEs du Kilauea. On observe que certains SSEs (A,C,F,G) ne présentent pas de sismicité associée

pour des magnitudes supérieures à 1.5. Les autres séquences présentent des caractéristiques d'essaims sismiques : i.e, pas de choc principal pouvant expliquer la séquence, sauf celle de mai 2000 où un séisme de magnitude $M_w = 4$ contribue à engendrer la séquence. En collectionnant la sismicité de ces 11 SSEs, et en les centrants sur les débuts des SSEs, on observe que le pic de l'activité sismique se situe environ 1 jour après le début du glissement (Figure 7.5).

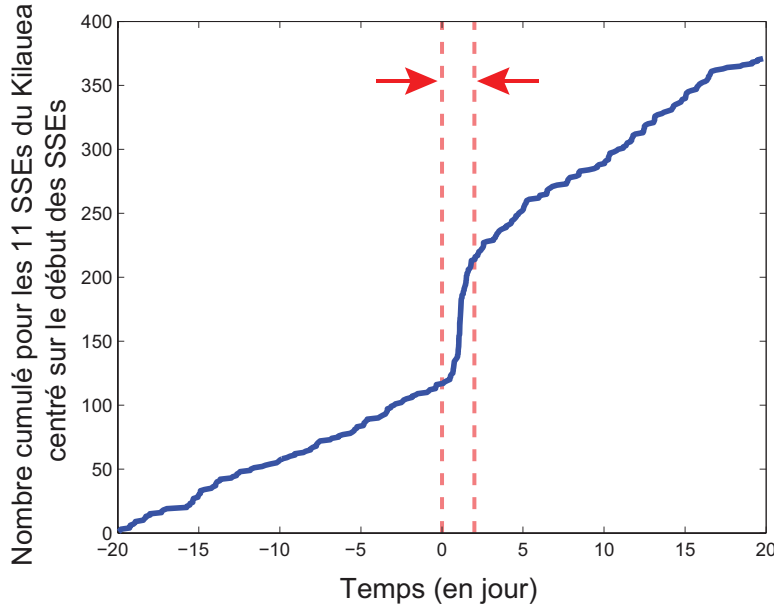


FIGURE 7.5 – Nombre cumulé de séismes se déroulant 20 jours avant jusqu'à 20 jours après le début pour l'ensemble des 11 SSEs. La valeur $t=0$ correspond au début des SSEs. Les pointillés verticaux rouges représentent la durée caractéristique d'un SSE.

Par la suite, nous avons cherché à estimer les augmentations de la sismicité de fond au cours des différents SSEs. Les paramètres ETAS de notre catalogue en utilisant une échelle de lissage équivalente à la taille caractéristique de la région sismique (i.e., $\mathcal{L}=10$ km) correspondent à :

$$\alpha = 2.00 \quad p = 0.765 \quad c = 10^{-6} \text{ jours} \quad L_0 = 0.0916 \text{ km} \quad \gamma = 2.508 \quad K_0 = 5.042 \times 10^{-3} \quad (7.1)$$

avec L_0 , la longueur de rupture pour un séisme de magnitude $M_0 = 1.5$. Comme pour le cas de Boso, nous avons décidé de fixer $\alpha = 2.0$ pour éviter de donner trop de souplesse à notre modèle. On voit aussi que, comme à Nankai, p est supérieur à 1 ce qui nous empêche d'estimer le taux de branchement dans ce cas.

Comme les SSEs ont une durée régulière d'environ 2 jours, nous nous focalisons sur cette durée pour caractériser les augmentations de la sismicité de fond. D'après le Tableau 7.2, on note que les augmentations dans la sismicité de fond sont détectées surtout pour les SSEs les plus importants : les SSEs avec une magnitude inférieure à $M_w = 5.7$ ne possèdent pas d'essaim sismique associé. De plus, la plus forte augmentation de la sismicité de fond provient de 2005, représentant le glissement lent le plus important.

Nom	ratio $\mu_{x,y,t}/\mu_{x,y}$ avant correction	Distance r entre le centre du glissement des SSEs et sismicité (km)	Valeur relative du taux de contrainte	ratio $\mu_{x,y,t}/\mu_{x,y}$ après correction
A	?	8.6	46.1 %	-
B	34	8.9	49.0 %	63
C	?	14.3	4.9 %	-
D	20	7.1	100 %	20
E	13	10.7	28.0 %	46
F	?	11.4	20.9 %	-
G	?	19.3	1.9 %	-
H	111	13.2	11.2 %	991
I	39	7.9	83.8 %	45
J	15	14.3	24.8 %	60
K	38	12.1	6.3 %	605

TABLE 7.2 – Tableau des augmentations de la sismicité de fond pour les 11 SSEs du Kilauea avant et après correction des effets d'éloignement.

7.4 Correction de l'effet de distance

L'absence d'augmentation de la sismicité de fond peut provenir du fait que les zones de glissement de ces 11 SSEs ne se localisent pas exactement au même endroit. D'après la Figure 7.6, ceux de novembre 1999 et de juin 2003 ont tendance à se trouver plus à l'est que les autres SSEs.

Pour remédier à cela, nous avons décidé de tenir compte de la diminution des contraintes de Coulomb avec la distance. Pour ce faire, nous avons simulé une dislocation de 20 km de long, selon un azimuth de 60°N, avec un pendage de 5° vers le nord-ouest, située 7.5 et 8.5 km de profondeur (Figure 7.7). Cette dislocation est une dislocation moyenne choisie pour les 11 modèles d'inversion utilisés par [Montgomery-Brown et al. \(2015\)](#). Sur ce plan, nous avons simulé un glissement de 1 m et nous avons déterminé les variations de contrainte de Coulomb, pour un point situé dans la zone où se déroule majoritairement les séismes liés aux SSEs. En effet, en prenant comme point de référence pour la sismicité le centre de l'amas de Poliokeawe Pali, et en comparant avec la distance du centre du glissement lors des SSEs (représentés par des disques bleus et verts sur la Figure 7.6, respectivement), nous pouvons faire une estimation de la diminution des contraintes créées par les SSEs, avec la distance r . En prenant comme référence la valeur des contraintes du SSE de février 1998, on note que les contraintes décroissent en $1/r^3$ comme l'indique la Figure 7.8. A partir de cela, nous corrigeons de cet amortissement causé par la distance et nous calculons une contrainte équivalente pour les différents SSEs, dans le but de comparer les taux de sismicité de fond et l'énergie relâchée lors des SSEs. Les résultats sont présentés dans la dernière colonne du Tableau 7.2 et sur la Figure 7.9.

D'après la Figure 7.9, on note que l'ordre de grandeur de la sismicité de fond est similaire pour 5 des 7 SSEs générant de la sismicité. Les deux autres ont des valeurs nettement plus fortes, et ils correspondent par ailleurs aux énergies les plus importantes des SSEs. Ces 2 SSEs

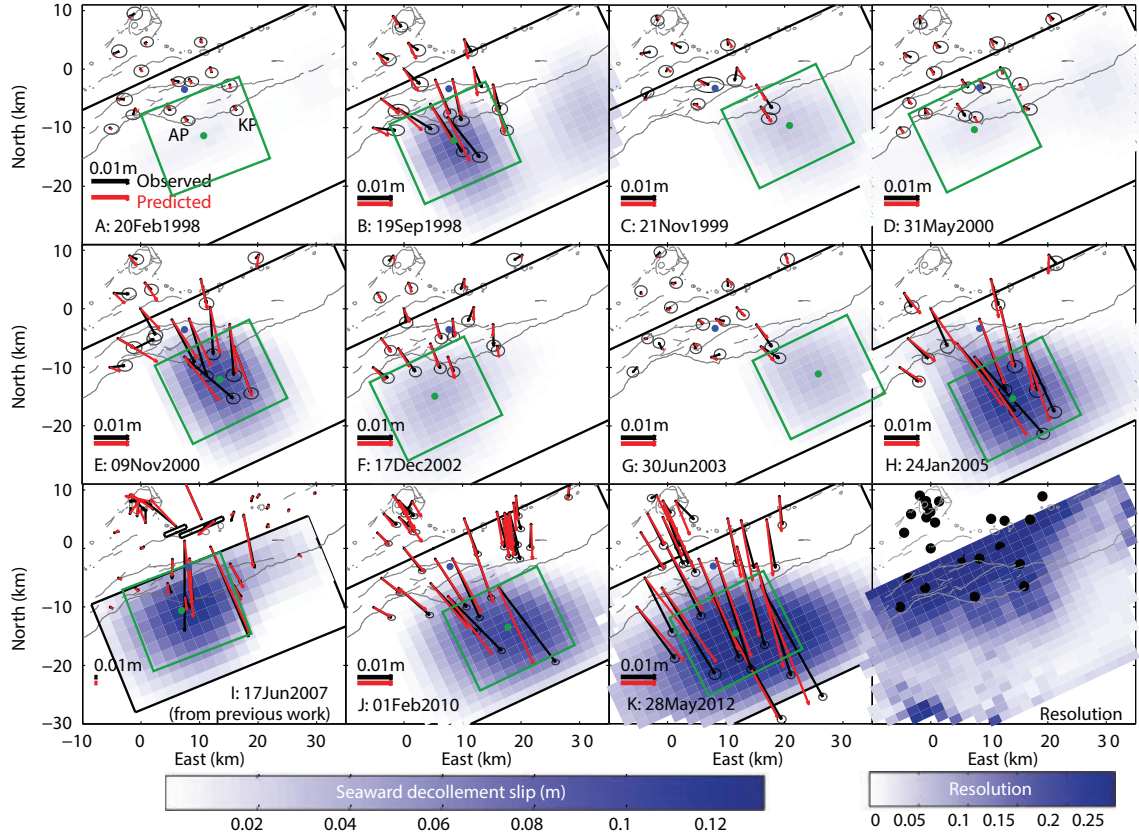


FIGURE 7.6 – Modèles de glissement des 11 SSEs du flanc Sud du Kilauea. Les déplacements observés (en noir) sont montrés avec des ellipses de confiances à 2σ , alors que les flèches rouges représentent les déplacements modélisés. La palette de couleur bleutée indique l'intensité des glissements présents sur le plan de décollement (d'après [Montgomery-Brown et al. \(2015\)](#)). Les carrés en vert représentent les plans que nous avons utilisés pour estimer les diminutions relatives du taux de contrainte au niveau du centre de Poliokeawe Pali.

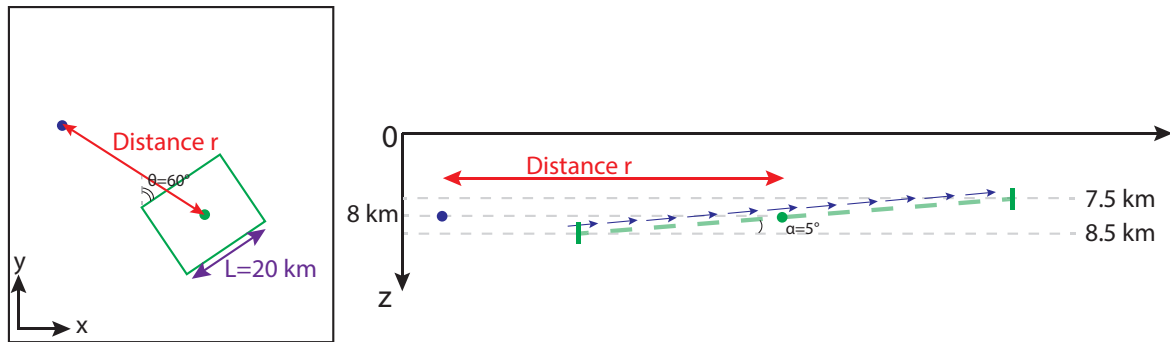


FIGURE 7.7 – Schéma du plan de dislocation choisi pour représenter la zone de décollement du Kilauea. Nous avons simulé une dislocation située entre 7.5 et 8.5 km de profondeur avec un pendage de 5° vers le nord-ouest. La distance r correspond à la distance entre le centre de la dislocation situé à 8 km de profondeur et le centre supposé de la sismicité localisé à Poliokeawe Pali.

et également celui de juin 2007 se déroulent simultanément avec l'intrusion de dykes au niveau du Kilauea ([Montgomery-Brown et al., 2011](#); [Poland, 2010](#); [Montgomery-Brown et al., 2015](#)). Les 5 autres SSEs ont des valeurs d'augmentations de la sismicité de fond similaires et nous

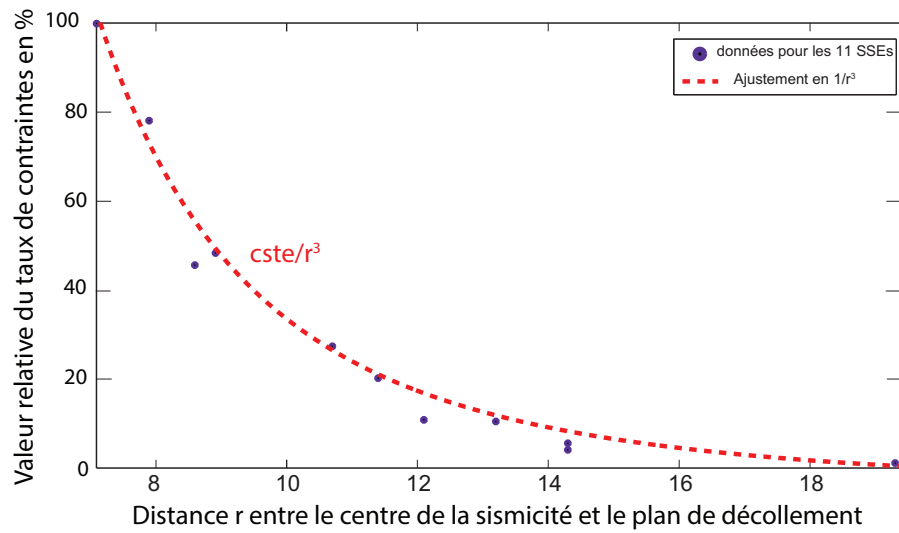


FIGURE 7.8 – Estimation de la valeur relative de contrainte en prenant comme origine le SSE de mai 2000 (correspondant à la distance r minimale).

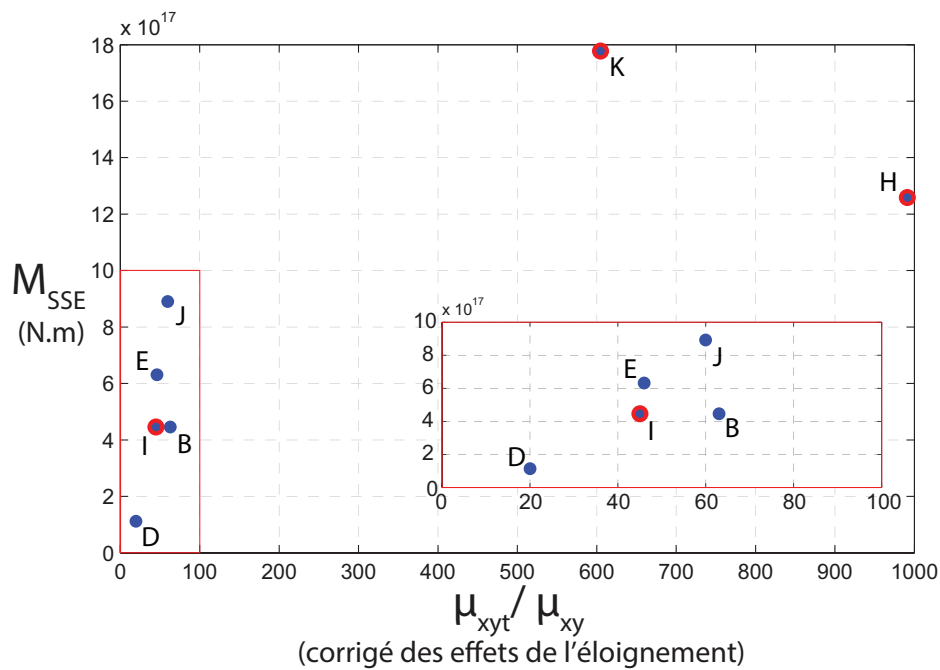


FIGURE 7.9 – Estimation de l'augmentation de la sismicité de fond après la correction liée à la diminution de contrainte due à la distance r . Les cercles rouges représentent les SSEs qui se produisent conjointement à des intrusions magmatiques (en 2007 et 2012) ou à des déformations sommitales du Kilauea (en 2005).

pouvons calculer que le gain de sismicité de fond et le moment des SSEs sont corrélés à 76 %, alors que sans cette correction, cette corrélation tombe à 36%.

7.5 Interprétation

Les importantes différences dans l'estimation de la sismicité de fond peuvent provenir du fait que le régime tectonique de cette zone est différent de celui des autres SSEs qui se produisent en contexte de subduction. Ici, plusieurs sources sont proposées pour engendrer le glissement du flanc sud du Kilauea (la dilatation au niveau du rift, les intrusions magmatiques, la pression de fluides).

Les SSEs de 2007 et 2012 se déroulent en même temps que la mise en place de dykes (Montgomery-Brown *et al.*, 2015) dans la "East Rift Zone" (ERZ) (en vert sur la Figure 7.3). En 2005, le SSE est concomitant avec une déformation sommitale du Kilauea, montrant qu'il est fort probable qu'une intrusion magmatique se produise simultanément (Montgomery-Brown *et al.*, 2011). On peut alors supposer que la pression induite par ces dykes initie le glissement si la surface de décollement est proche de la rupture. Pour les autres SSEs, cela pourrait être une réponse à la dilatation importante (40 cm/an) de la zone de rift.

Ces phénomènes magmatiques produisent donc un chargement non constant au cours du temps. Notre approche, basée sur un principe de chargement constant long-terme, est par conséquent limitée dans ce cas d'étude. Cela nous empêche de déterminer une relation entre l'énergie des SSEs et l'augmentation du taux de fond, même si certains épisodes de glissement lent ont tendance à assez bien se corrélérer (76%) quand ceux-ci sont corrigés de l'effet de distance et non liés à des intrusions magmatiques.

7.6 Conclusion

Les glissements lents présents au niveau du flanc sud du Kilauea sont des événements connus depuis plus de 15 ans et sont bien déterminés par mesures GPS. Ils représentent un des rares exemples de SSEs en domaine volcanique, et leurs activités sismiques représentent une excellente opportunité pour tester notre modèle. Ce cas met en lumière la difficulté de vouloir relier les épisodes de sismicité aux moments sismiques des SSEs quand ces derniers ne se situent pas nécessairement aux mêmes endroits. Le problème de la diminution des contraintes en $1/r^3$ entraîne une sismicité plus faible quand ces SSEs se déroulent loin de la zone de sismicité principale de Poliokeawe Pali. De plus, le cas du Kilauea, qui est un volcan actif, montre que différentes sources magmatiques de déformation peuvent contribuer ensemble à la naissance des SSEs à cet endroit. Ces sources peuvent produire différents chargements qu'il est difficile de séparer *via* notre modèle.

Conclusions et perspectives

Au cours des 20 dernières années, la connaissance de la dynamique sismique dans les zones de subduction a évolué grâce à la découverte d'épisodes transitoires de déformation. Ces phénomènes, impliquant des glissements sur des plans de faille avec des vitesses très inférieures à des vitesses sismiques, peuvent produire une augmentation locale et temporaire du chargement, et ainsi générer une sismicité particulière si leurs occurrences ont lieu à l'intérieur ou à proximité de la zone sismogène.

En plus des analyses géodésiques permettant de décrire les glissements en profondeur à partir des déformations de surface, nous montrons dans ce travail qu'il est possible de remonter à ces épisodes transitoires à travers l'étude du taux de sismicité. En séparant la sismicité en un terme d'interaction lié aux effets des séismes antérieurs et un terme de sismicité de fond correspondant au déclenchement sismique produit par le chargement environnant, la méthode développée ici permet de calculer l'évolution de la sismicité de fond. Pour ce faire, celle-ci évalue les séquences sismiques d'un catalogue en les caractérisant par des lois phénoménologiques connues. Si ces lois ne sont pas suffisantes pour décrire ces séquences, par exemple lors d'essais sismiques, notre modèle amplifie le taux de sismicité de fond afin de les expliquer. Notre méthode identifie *in fine* ces séquences dites anormales, correspondant à des augmentations du chargement, et nous observons que certaines d'entre elles peuvent s'expliquer par l'apparition d'épisodes transitoires de déformation. Ainsi, les séquences sismiques que nous détectons ont l'avantage d'être des épisodes détectés de manière objective, en se fixant une certaine probabilité d'anormalité.

Notre approche est cependant soumise à plusieurs limitations. La première contrainte est que les séquences anormales de sismicité doivent être suffisamment importantes pour être détectées avec un niveau significatif. De plus, nous ne percevons que les mouvements lents proches des zones sismogènes (les plus profonds pouvant être décelés par des tremors, par exemple). La seconde contrainte repose sur le fait que l'utilisateur doit explorer différents paramètres de détection. En effet, le forçage transitoire peut avoir une histoire temporelle complexe (croissance, arrêt, etc ... à plusieurs échelles de temps), et il est donc nécessaire d'utiliser plusieurs échelles de détection $\mathcal{L}$ et τ pour explorer cette complexité. Les deux dernières hypothèses sont, quant à elles, plus critiques. Ainsi, l'analyse développée tient compte uniquement des coordonnées épacentrales des séismes. Cela entraîne la possibilité de rater des séquences anormales, mais d'un autre point de vue, renforce aussi les probabilités d'anormalités des séquences que nous

détections. La dernière de nos hypothèses concerne l'anisotropie de la répartition des répliques. Nous montrons que cela n'influe pas sur la probabilité de détection d'amas anormaux, mais renforce une séparation binaire de la sismicité entre séismes de fond et répliques.

En appliquant notre méthode au niveau des îles Aléoutiennes entre 2004 et 2013, nous découvrons qu'il existe des épisodes de sismicité anormale auparavant non détectés. Cinq de ces séquences se déroulent au niveau de l'interface de subduction et se caractérisent par une localisation proche d'anciennes limites de forts séismes ou dans des zones de couplage intermédiaire.

Au niveau de la péninsule de Boso, nous indiquons qu'il est possible de corrélérer les épisodes de sismicité anormale et les libérations d'énergie liées aux déformations générées par les SSEs entre 1990 et 2015. Cela prouve qu'il est possible de caractériser directement ces glissements lents juste en utilisant le taux de sismicité et met en avant la possibilité d'obtenir un ordre de grandeur des énergies des SSEs antérieurs aux méthodes de mesures GPS. De plus, nous révélons et quantifions une accélération de la sismicité au niveau de Boso pouvant expliquer l'augmentation de la fréquence des SSEs. En effet, à cet endroit, ces phénomènes sembleraient se produire lorsqu'ils accumulent l'équivalent de 11 cm de glissement, similaire à un phénomène de stick-slip.

Au niveau de Nankai, nous notons l'apparition de plusieurs amas de sismicité au sud-est de Kyushu, localisés dans la zone superficielle de la subduction. Mais de nombreux épisodes de déformation lente pourtant connus ne sont pas liés à une augmentation de l'activité sismique. Cette observation peut s'expliquer par une différence de profondeur entre ces phénomènes : les épisodes transitoires de Shikoku se produisent à des profondeurs plus importantes (entre 30-45 km de profondeur) que ceux que nous détectons dans notre étude (environ 20 km).

Finalement, nous nous intéressons à un contexte autre que celui de subduction en se focalisant sur les séismes lents se déroulant le long du flanc sud du Kilauea, à Hawaï. Nous constatons ainsi qu'il existe une variabilité dans le déclenchement sismique durant ces épisodes transitoires pouvant être due à une différence de localisation du glissement lors des SSEs, alors que la zone sismique activée reste essentiellement la même. Nous montrons que les diminutions de contrainte statique liées à la distance entre la zone sismogène et la zone de glissement peuvent être une explication à la non-cohérence entre l'évaluation du taux de fond et l'énergie relâchée lors de ces SSEs. De plus, les sources de chargement d'origine magmatique compliquent l'interprétation de l'augmentation du taux de fond lors des SSEs.

Nos études se sont focalisées sur certaines zones spécifiques, choisies pour leurs bonnes couvertures que ce soient géodésiques ou sismologiques.

Avec le développement de réseaux GPS et sismologiques, des études similaires pourraient être faites le long d'autres secteurs en subduction, tel que la subduction Andine, où plusieurs épisodes transitoires (tel qu'au Mexique, en Équateur, ou au Chili) ont déjà été observés et caractérisés. Nous avons montré qu'il est également possible d'utiliser la démarche développée

ici dans d'autres secteurs que les subductions.

En définitive, dans ce travail, nous nous intéressons uniquement aux essais sismiques générés par du glissement lent. Cependant, comme discuté dans le chapitre 1, il existe de nombreux essais sismiques qui sont déclenchés par des intrusions, des injections ou des extractions de fluide, que ce soit de manière naturelle ou lié à l'industrie. Certaines études, comme celles de Shapiro *et al.* (2011) ou McGarr (2014) ont montré qu'il pouvait exister une relation entre le moment sismique maximum d'un essaim et le volume de fluide injecté. En suivant cette idée, il serait tentant d'essayer d'appliquer notre méthode à des secteurs où des essais sismiques liés à des intrusions sont connus afin d'observer s'il existe une relation entre l'augmentation de la sismicité et des grandeurs physiques caractérisant ces fluides. Par exemple, pour des zones géothermales, Brodsky et Lajoie (2013) ont observé une assez bonne corrélation pour les premières années d'injection entre le volume de fluide et le taux de sismicité de fond calculé à partir d'un modèle ETAS. Ce travail a été effectué en utilisant un modèle purement temporel et la non-stationnarité des phénomènes a montré que l'approche n'était cependant pas simple à mettre en place.

L'approche de cette thèse repose avant tout sur une étude statistique de la sismicité. Tout au long de ce travail, nous essayons d'établir un lien entre le nombre de séismes (de fond) et le forçage aisé des régions que nous étudions, que ce soit à travers le taux de glissement, le moment sismique, ou dans les contraintes de chargement.

Une approche différente existe et permet de lier ces deux grandeurs. Ce modèle, celui du *rate-and-state* (Dieterich, 1994), est basé sur les propriétés frictionnelles des roches dans lesquelles le coefficient de friction dépend de la vitesse du glissement ainsi que des caractéristiques dynamiques spécifiques aux aspérités. Ce modèle, décrivant bien les observations expérimentales en laboratoire, permet de rendre compte de caractéristiques propre de la sismicité, comme la décroissance du nombre des répliques en $1/t$, en harmonie avec la loi d'Omori. Cependant, ce modèle est un modèle non-linéaire, ce qui écarte la possibilité de prendre en compte simplement l'influence de toutes les sources (dont les petites). Notre méthode permet, quant à elle, de prendre en compte la multiplicité des sources et nous montrons qu'il est possible de trouver des lois empiriques reliant ce nombre de séismes à une grandeur mécanique, comme en témoigne par exemple notre étude sur la péninsule de Boso. Une approche composite entre ces deux modèles a été proposée par Llenos *et al.* (2009). Malgré cela, les hypothèses physiques derrière chacun des modèles sont différentes (voire parfois antagonistes) et le fait de coupler un modèle non-linéaire ("rate and state") à un modèle linéaire (ETAS) n'apporte pas une solution satisfaisante intellectuellement à ce type d'approche.

Une autre voie possible est d'intégrer les calculs de changements des contraintes statiques dans l'évaluation de la séparation distincte que nous effectuons. Ainsi, l'apparition de modèles hybrides, impliquant des modèles statistiques de sismicité et des modèles de Coulomb ont été développés (Steady *et al.*, 2014; Bach et Hainzl, 2012). En effet, cela permet de coupler l'ap-

proche statistique de la sismicité à des contraintes spatiales produites par les changements de contrainte de Coulomb. Cette solution pourrait raffiner l'estimation du taux de fond et le potentiel déclencheur d'une région. Au final, cela donnerait la possibilité de remonter directement à l'estimation des déplacements sur les plans de faille en utilisant également les données géodésiques si celles-ci sont disponibles.

Bibliographie

- AKAIKE, H. (1973). *Second International Symposium on Information Theory.*, chapitre Information theory and an extension of the maximum likelihood principle, pages 267–281. Academiai Kiado, Budapest.
- AKAIKE, H. (1974). A new look at the statistical model identification. *IEEE Trans. Automat. Contr.*, 19(6):716–723.
- AKI, K. (1956). Some problems in statistical seismology,. *Zisin*, 8:205–228.
- AKI, K. (1966). Generation and propagation of G-waves from the Niigata earthquake of June 16, 1964, 2, Estimation of earthquake moment, released energy, and stress-strain drop from G-waves spectrum. *Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo Univ.*, 44:73–88.
- ANDERSON, J. G., BRUNE, J. N., LOUIE, J. N., ZENG, Y., SAVAGE, M., YU, G., CHEN, Q. et de POLO, D. (1994). Seismicity in the western Great Basin apparently triggered by the Landers, California, earthquake, 28 June 1992. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 84:863–891.
- ANDO, M. (1975). Source mechanisms and tectonic significance of historical earthquakes along the Nankai trough, Japan. *Tectonophysics*, 27(2):119–140.
- AOKI, Y. (2003). Vertical deformation of the japanese islands, 1996–1999. *J. Geophys. Res.*, 108(B5):2257.
- BABA, T., TANIOKA, Y., CUMMINS, P. R. et UHIRA, K. (2002). The slip distribution of the 1946 Nankai earthquake estimated from tsunami inversion using a new plate model. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 132(1-3):59–73.
- BACH, C. et HAINZL, S. (2012). Improving empirical aftershock modeling based on additional source information. *J. Geophys. Res.*, 117:B04312.
- BEN-ZION, Y. et RICE, J. R. (1993). Earthquake failure sequences along a cellular fault zone in a three-dimensional elastic solid containing asperity and nonasperity regions. *J. Geophys. Res.*, 98(B8):14109.

- BENZ, H., TARR, A., HAYES, G., VILLASENOR, A., HAYES, G., FURLONG, K., DART, R. et RHEA, S. (2011). Seismicity of the earth 1900–2010 aleutian arc and vicinity. *U.S. Geological Survey*, Open-File Report 2010–1083-B:scale 1 :5,000,000.
- BERNARD, P., LYON-CAEN, H., BRIOLE, P., DESCHAMPS, A., BOUDIN, F., MAKROPOULOS, K., PAPADIMITRIOU, P., LEMEILLE, F., PATAU, G., BILLIRIS, H. et et AL. (2006). Seismicity, deformation and seismic hazard in the western rift of Corinth : New insights from the Corinth Rift Laboratory (CRL). *Tectonophysics*, 426(1-2):7–30.
- BOSSU, R., GRASSO, J., PLOTNIKOVA, L., NURTAEV, B., FRECHET, J. et MOISY, M. (1996). Complexity of intracontinental seismic faultings : The Gazli, Uzbekistan, sequence. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 86:959–971.
- BRODSKY, E. E. et LAJOIE, L. J. (2013). Anthropogenic seismicity rates and operational parameters at the Salton Sea Geothermal Field. *Science*, 341(6145):543–546.
- BROOKS, B. A., FOSTER, J., BEVIS, M., FRAZER, L. N., WOLFE, C. J. et BEHN, M. (2006). Periodic slow earthquakes on the flank of Kilauea volcano, Hawaii. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 246(3-4):207–216.
- BROOKS, B. A., FOSTER, J., SANDWELL, D., WOLFE, C. J., OKUBO, P., POLAND, M. et MYER, D. (2008). Magmatically triggered slow slip at Kilauea volcano, Hawaii. *Science*, 321(5893):1177–1177.
- BROWN, K., TRYON, M., DESHON, H., DORMAN, L. et SCHWARTZ, S. (2005). Correlated transient fluid pulsing and seismic tremor in the Costa Rica subduction zone. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 238(1-2):189–203.
- CAYOL, V. (2000). High magma storage rates before the 1983 eruption of Kilauea, Hawaii. *Science*, 288(5475):2343–2346.
- CERVELLI, P., SEGALL, P., JOHNSON, K., LISOWSKI, M. et MIKLIUS, A. (2002). Sudden aseismic fault slip on the south flank of Kilauea volcano. *Nature*, 415(6875):1014–1018.
- CONSOLE, R., MURRU, M. et LOMBARDI, A. M. (2003). Refining earthquake clustering models. *J. Geophys. Res.*, 108:2468.
- CROSS, R. S. et FREYMUELLER, J. T. (2007). Plate coupling variation and block translation in the Andreanof segment of the Aleutian arc determined by subduction zone modeling using GPS data. *Geophys. Res. Lett.*, 34(6):L06304.
- DANIEL, G., PRONO, E., RENARD, F., THOUVENOT, F., HAINZL, S., D., M., HELMSTETTER, A., TRAVERSA, P., GOT, J. et JENATTON, L. (2011). Changes in effective stress during the 2003-2004 Ubaye seismic swarm, France. *J. Geophys. Res.*, 116:(B1).

- DELAHAYE, E., TOWNEND, J., REYNERS, M. et ROGERS, G. (2009). Microseismicity but no tremor accompanying slow slip in the Hikurangi subduction zone, New Zealand. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 277(1-2):21–28.
- DENG, K., ZHOU, S., WANG, R., ROBINSON, R., ZHAO, C. et CHENG, W. (2010). Evidence that the 2008 Mw 7.9 Wenchuan earthquake could not have been induced by the Zipingpu reservoir. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 100(5B):2805–2814.
- DIETERICH, J. (1994). A constitutive law for rate of earthquake production and its application to earthquake clustering. *J. Geophys. Res.*, 99:2601–2618.
- DIETERICH, J., CAYOL, V. et OKUBO, P. (2000). The use of earthquake rate changes as a stressmeter at Kilauea volcano. *Nature*, 408(6811):457–460.
- DOUGLAS, A. (2005). Slow slip on the northern Hikurangi subduction interface, New Zealand. *Geophys. Res. Lett.*, 32(16):L16305.
- DRAGERT, H. (2001). A silent slip event on the deeper Cascadia subduction interface. *Science*, 292(5521):1525–1528.
- DRAGERT, H., WANG, K. et ROGERS, G. (2004). Geodetic and seismic signatures of episodic tremor and slip in the northern Cascadia subduction zone. *Earth Planet Sp*, 56(12):1143–1150.
- EINARSSON, P. et BRANDSDOTTIR, B. (1978). Seismological evidence for lateral magma intrusion during the July 1978 deflation of the Krafla volcano in NE-Iceland.
- ELLSWORTH, W. L. (2013). Injection-induced earthquakes. *Science*, 341(6142):1225942–1225942.
- ESHELBY, J. D. (1957). The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion and related problems. *Proc. Roy. Soc. London, Series A*, 241:376–396.
- ESTABROOK, C. H., JACOB, K. H. et SYKES, L. R. (1994). Body wave and surface wave analysis of large and great earthquakes along the Eastern Aleutian Arc, 1923–1993 : Implications for future events. *J. Geophys. Res.*, 99(B6):11643.
- FELZER, K. R. et BRODSKY, E. E. (2006). Decay of aftershock density with distance indicates triggering by dynamic stress. *Nature*, 441:735–738.
- FISCHER, T. (2003). Space-time distribution of earthquake swarms in the principal focal zone of the NW Bohemia/Vogtland seismoactive region : period 1985–2001. *J. Geodyn.*, 35(1-2):125–144.

- FRANCO, S. I., KOSTOGLODOV, V., LARSON, K. M., MANEA, V. C., MANEA, M. et SANTIAGO, J. A. (2005). Propagation of the 2001–2002 silent earthquake and interplate coupling in the Oaxaca subduction zone, Mexico. *Earth Planet Sp*, 57(10):973–985.
- FREYMUELLER, J., WOODARD, H., COHEN, S., CROSS, R., ELLIOTT, J., LARSEN, C., HREINSDOTTIR, S. et ZWECK, C. (2013). *Active Tectonics and Seismic Potential of Alaska*, chapitre Active deformation processes in Alaska, based on 15 years of GPS measurements. American Geophysical Union, Washington, DC.
- FU, Y. et FREYMUELLER, J. T. (2013). Repeated large Slow Slip Events at the southcentral Alaska subduction zone. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 375:303–311.
- FUKUDA, J., KATO, A., OBARA, K., MIURA, S. et KATO, T. (2014). Imaging of the early acceleration phase of the 2013-2014 Boso slow slip event. *Geophys. Res. Lett.*, 41(21):7493–7500.
- GARDNER, J. K. et KNOPOFF, L. (1974). Is the sequence of earthquakes in southern California, with aftershocks removed, Poissonian? *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 64:1363–1967.
- GOMBERG, J. et PREJEAN, S. (2013). Triggered tremor sweet spots in Alaska. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 118(12):6203–6218.
- GRASSO, J.-R. et SORNETTE, D. (1998). Testing self-organized criticality by induced seismicity. *J. Geophys. Res.*, 103(B12):29965.
- GUTENBERG, B. et RICHTER, C. F. (1944). Frequency of earthquakes in California. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 34:185–188.
- HAINZL, S. (2002). Indications for a successively triggered rupture growth underlying the 2000 earthquake swarm in Vogtland/NW Bohemia. *J. Geophys. Res.*, 107(B12):2338.
- HAINZL, S., CHRISTOPHERSEN, A. et ENESCU, B. (2008). Impact of earthquake rupture extensions on parameter estimations of point-process models. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 98:2066–2072.
- HAINZL, S. et MARSAN, D. (2008). Dependence of the Omori-Utsu law parameters on main shock magnitude : Observations and modeling. *J. Geophys. Res.*, 113:B10309.
- HAINZL, S., MORADPOUR, J. et DAVIDSEN, J. (2014). Static stress triggering explains the empirical aftershock distance decay. *Geophys. Res. Lett.*, 41(24):8818–8824.
- HAINZL, S. et OGATA, Y. (2005). Detecting fluid signals in seismicity data through statistical earthquake modeling. *J. Geophys. Res.*, 110:B05S07.
- HANKS, T. (1992). Small earthquakes, tectonic forces. *Science*, 256:1430–1432.

- HARVEY, D. et WYSS, M. (1986). Comparison of a complex rupture model with the precursor asperities of the 1975 Hawaii $M_s=7.2$ earthquake. *Pure Appl. Geophys.*, 124(4-5):957–973.
- HAYES, G. P., WALD, D. J. et JOHNSON, R. L. (2012). Slab1.0 : A three-dimensional model of global subduction zone geometries. *J. Geophys. Res.*, 117(B1):B01302.
- HELMSTETTER, A. (2003). Is earthquake triggering driven by small earthquakes? *Phys. Rev. Lett.*, 91:5.
- HELMSTETTER, A., KAGAN, Y. Y. et JACKSON, D. D. (2005). Importance of small earthquakes for stress transfers and earthquake triggering. *J. Geophys. Res.*, 110:B05S08.
- HELMSTETTER, A. et SORNETTE, D. (2003a). Importance of direct and indirect triggered seismicity in the etas model of seismicity. *Geophys. Res. Lett.*, 30:1576.
- HELMSTETTER, A. et SORNETTE, D. (2003b). Predictability in the epidemic-type aftershock sequence model of interacting triggered seismicity. *J. Geophys. Res.*, 108:2482.
- HILL, D. et PREJEAN, S. (2007). *Dynamic Triggering*, chapitre vol. 4 : Earthquake Seismology, pages 257–292. Elsevier, Amsterdam, ed. Schubert, G.
- HILL, D. P. (1977). A model for earthquake swarms. *J. Geophys. Res.*, 82(8):1347–1352.
- HILL, D. P., MOWINCKEL, P. et PEAKE, L. G. (1975). Earthquakes, active faults, and geothermal areas in the Imperial Valley, California. *Science*, 188(4195):1306–1308.
- HILL, D. P., REASENBERG, P. A., MICHAEL, A., ARABAZ, W. J., BEROZA, G., BRUMBAUGH, D., BRUNE, J. N., CASTRO, R., DAVIS, S. et DEPOLO, D. a. (1993). Seismicity remotely triggered by the magnitude 7.3 Landers, California, Earthquake. *Science*, 260(5114):1617–1623.
- HIROSE, F., MIYAOKA, K., HAYASHIMOTO, N., YAMAZAKI, T. et NAKAMURA, M. (2011). Outline of the 2011 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake (Mw 9.0) -Seismicity : foreshocks, mainshock, aftershocks, and induced activity. *Earth Planet Sp*, 63(7):513–518.
- HIROSE, H., HIRAHARA, K., KIMATA, F., FUJII, N. et MIYAZAKI, S. (1999). A slow thrust slip event following the two 1996 Hyuganada Earthquakes beneath the Bungo Channel, southwest Japan. *Geophys. Res. Lett.*, 26(21):3237–3240.
- HIROSE, H., KIMURA, H., ENESCU, B. et AOI, S. (2012). Recurrent slow slip event likely hastened by the 2011 Tohoku earthquake. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 109(38):15157–15161.

- HIROSE, H., MATSUZAWA, T., KIMURA, T. et KIMURA, H. (2014). The Boso slow slip events in 2007 and 2011 as a driving process for the accompanying earthquake swarm. *Geophys. Res. Lett.*, 41(8):2778–2785.
- HIROSE, H. et OBARA, K. (2006). Short-term slow slip and correlated tremor episodes in the Tokai region, central Japan. *Geophys. Res. Lett.*, 33(17):L17311.
- HOLTKAMP, S. et BRUDZINSKI, M. (2011). Earthquake swarms in circum-Pacific subduction zones. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 305:215–225.
- HOLTKAMP, S. et BRUDZINSKI, M. R. (2014). Megathrust earthquake swarms indicate frictional changes which delimit large earthquake ruptures. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 390:234–243.
- HUA, W., FU, H., CHEN, Z., ZHENG, S. et YAN, C. (2015). Reservoir-induced seismicity in high seismicity region – a case study of the Xiaowan reservoir in Yunnan province, China. *J Seismol*, 19(2):567–584.
- IDE, S. (2013). The proportionality between relative plate velocity and seismicity in subduction zones. *Nat. Geosci.*, 6(9):780–784.
- IDE, S., BEROZA, G. C., SHELLY, D. R. et UCHIDE, T. (2007). A scaling law for slow earthquakes. *Nature*, 447:76–79.
- ISHIBE, T., SHIMAZAKI, K., SATAKE, K. et TSURUOKA, H. (2011). Change in seismicity beneath the Tokyo metropolitan area due to the 2011 off the Pacific coast of Tohoku Earthquake. *Earth Planet Sp*, 63(7):731–735.
- ITABA, S., KOIZUMI, N., MATSUMOTO, N. et OHTANI, R. (2010). Continuous observation of groundwater and crustal deformation for forecasting Tonankai and Nankai earthquakes in Japan. *Pure Appl. Geophys.*, 167(8-9):1105–1114.
- ITO, Y., OBARA, K., SHIOMI, K., SEKINE, S. et HIROSE, H. (2007). Slow earthquakes coincident with episodic tremors and slow slip events. *Science*, 315:503–506.
- JOHNSON, J. M. et SATAKE, K. (1993). Source parameters of the 1957 Aleutian earthquake from tsunami waveforms. *Geophys. Res. Lett.*, 20(14):1487–1490.
- KAGAN, Y. et KNOPOFF, L. (1978). Statistical study of the occurrence of shallow earthquakes. *Geophys. J. Int.*, 55(1):67–86.
- KAGAN, Y. Y. (2004). Short-term properties of earthquake catalogs and models of earthquake source. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 94(4):1207–1228.
- KAGAN, Y. Y. et HOUSTON, H. (2005). Relation between mainshock rupture process and Omori’s law for aftershock moment release rate. *Geophys. J. Int.*, 163(3):1039–1048.

- KANAMORI, H. (1970). The Alaska earthquake of 1964 : Radiation of long-period surface waves and source mechanism. *J. Geophys. Res.*, 75(26):5029–5040.
- KANAMORI, H. (1977). The energy release in great earthquakes. *J. Geophys. Res.*, 82(20):2981–2987.
- KANAMORI, H. et ANDERSON, D. L. (1975). Theoretical basis of some empirical relations in seismology. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 65:1073–1095.
- KAPETANIDIS, V., DESCHAMPS, A., PAPADIMITRIOU, P., MATRULLO, E., KARAKONSTANTIS, A., BOZIOELOS, G., KAVIRIS, G., SERPETSIDAKI, A., LYON-CAEN, H., VOULGARIS, N. et al. (2015). The 2013 earthquake swarm in Helike, Greece : seismic activity at the root of old normal faults. *Geophys. J. Int.*, 202(3):2044–2073.
- KATO, A., IGARASHI, T. et OBARA, K. (2014). Detection of a hidden Boso slow slip event immediately after the 2011 Mw 9.0 Tohoku-Oki earthquake, Japan. *Geophys. Res. Lett.*, 41(16):5868–5874.
- KATO, A., OBARA, K., IGARASHI, T., TSURUOKA, H., NAKAGAWA, S. et HIRATA, N. (2012). Propagation of slow slip leading up to the 2011 Mw 9.0 Tohoku-Oki earthquake. *Science*, 335(6069):705–708.
- KAWASAKI, I. (2004). Silent earthquakes occurring in a stable-unstable transition zone and implications for earthquake prediction. *Earth Planet Sp*, 56:813–821.
- KING, G. C., STEIN, R. S. et LIN, J. (1994). Static stress changes and the triggering of earthquakes. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 84:935–953.
- KNOPOFF, L. (1964). Statistics of earthquakes in Southern California. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 54:1871–1873.
- KOBAYASHI, A. (2010). A small scale long-term slow slip occurred in the western Shikoku in 2005 (in Japanese). *Zisin*, 63(2):97–100.
- KOSTOGLODOV, V. (2003). A large silent earthquake in the Guerrero seismic gap, Mexico. *Geophys. Res. Lett.*, 30(15):1807.
- KOSTOGLODOV, V., HUSKER, A., SHAPIRO, N. M., PAYERO, J. S., CAMPILLO, M., COTTE, N., et CLAYTON, R. (2010). The 2006 slow slip event and nonvolcanic tremor in the Mexican subduction zone. *Geophys. Res. Lett.*, 37:L24301.
- LARSON, K. M. (2004). Crustal deformation measurements in Guerrero, Mexico. *J. Geophys. Res.*, 109(B4):B04409.

- LARSON, K. M., KOSTOGLODOV, V., MIYAZAKI, S. et SANTIAGO, J. A. S. (2007). The 2006 aseismic slow slip event in Guerrero, Mexico : New results from GPS. *Geophys. Res. Lett.*, 34:L13309.
- LAY, T., KANAMORI, H. et RUFF, L. (1982). The asperity model and the nature of large subduction zone earthquakes. *Earthquake Prediction Research*, 1:3–71.
- LINDE, A. T., GLADWIN, M. T., JOHNSTON, M. J. S., GWYTHYER, R. L. et BILHAM, R. G. (1996). A slow earthquake sequence on the San Andreas fault. *Nature*, 383(6595):65–68.
- LIU, Y., RICE, J. R. et LARSON, K. M. (2007). Seismicity variations associated with aseismic transients in Guerrero, Mexico, 1995–2006. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 262:493–504.
- LLENOS, A. L. et MCGUIRE, J. J. (2011). Detecting aseismic strain transients from seismicity data. *J. Geophys. Res.*, 116:B06305.
- LLENOS, A. L., MCGUIRE, J. J. et OGATA, Y. (2009). Modeling seismic swarms triggered by aseismic transients. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 281:59–69.
- LOMBARDI, A. M., MARZOCCHI, W. et SELVA, J. (2006). Exploring the evolution of a volcanic seismic swarm : The case of the 2000 Izu Islands swarm. *Geophys. Res. Lett.*, 33(7):L07310.
- LOPEZ, A. M. et OKAL, E. A. (2006). A seismological reassessment of the source of the 1946 Aleutian 'tsunami' earthquake. *Geophys. J. Int.*, 165(3):835–849.
- LOWRY, A. R., LARSON, K. M., KOSTOGLODOV, V. et BILHAM, R. (2001). Transient fault slip in Guerrero, southern Mexico. *Geophys. Res. Lett.*, 28(19):3753–3756.
- MARSAN, D. (2005). The role of small earthquakes in redistributing crustal elastic stress. *Geophys. J. Int.*, 163:141–151.
- MARSAN, D. et LENGLINE, O. (2008). Extending earthquakes' reach through cascading. *Science*, 319(5866):1076–1079.
- MARSAN, D. et LENGLINE, O. (2010). A new estimation of the decay of aftershock density with distance to the mainshock. *J. Geophys. Res.*, 115:B09302.
- MARSAN, D., PRONO, E. et HELMSTETTER, A. (2013a). Monitoring aseismic forcing in fault zones using earthquake time series. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 103(1):169–179.
- MARSAN, D., REVERSO, T., HELMSTETTER, A. et ENESCU, B. (2013b). Slow slip and aseismic deformation episodes associated with the subducting Pacific plate offshore Japan, revealed by changes in seismicity. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 118(9):4900–4909.

- MAURY, V., GRASSO, J.-R. et WITTLINGER, G. (1992). Monitoring of subsidence and induced seismicity in the Lacq Gas Field (France) : the consequences on gas production and field operation. *Engineering Geology*, 32(3):123–135.
- MAZZOTTI, S., LE PICHON, X., HENRY, P. et MIYAZAKI, S.-I. (2000). Full interseismic locking of the Nankai and Japan-west Kurile subduction zones : An analysis of uniform elastic strain accumulation in Japan constrained by permanent GPS. *J. Geophys. Res.*, 105(B6):13159–13177.
- MCGARR, A. (2014). Maximum magnitude earthquakes induced by fluid injection. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 119(2):1008–1019.
- MEIER, M.-A., WERNER, M. J., WOESSNER, J. et WIEMER, S. (2014). A search for evidence of secondary static stress triggering during the 1992 Mw 7.3 Landers, California, earthquake sequence. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 119(4):3354–3370.
- MIYAZAKI, S., SEGALL, P., MCGUIRE, J. J., KATO, T. et HATANAKA, Y. (2006). Spatial and temporal evolution of stress and slip rate during the 2000 Tokai slow earthquake. *J. Geophys. Res.*, 111(B3):B03409.
- MOLCHAN, G. et DMITRIEVA, O. E. (1992). Aftershock identification : methods and new approaches. *Geophys. J. Int.*, 109:501–519.
- MONTGOMERY-BROWN, E. K., POLAND, M. P. et MIKLIUS, A. (2015). Delicate balance of magmatic-tectonic interaction at Kilauea Volcano, Hawai'i, revealed from slow slip events. *Geophysical Monograph Series*, pages 269–288.
- MONTGOMERY-BROWN, E. K., SEGALL, P. et MIKLIUS, A. (2009). Kilauea slow slip events : Identification, source inversions, and relation to seismicity. *J. Geophys. Res.*, 114:B00A03.
- MONTGOMERY-BROWN, E. K., SINNETT, D. K., LARSON, K. M., POLAND, M. P., SEGALL, P. et MIKLIUS, A. (2011). Spatiotemporal evolution of dike opening and decollement slip at Kilauea Volcano, Hawai'i. *J. Geophys. Res.*, 116(B3):B03401.
- MONTGOMERY-BROWN, E. K., SINNETT, D. K., POLAND, M. P., SEGALL, P., ORR, T., ZEBKER, H. et MIKLIUS, A. (2010). Geodetic evidence for en echelon dike emplacement and concurrent slow slip during the June 2007 intrusion and eruption at Kilauea volcano, Hawai'i. *J. Geophys. Res.*, 115:B07405.
- MONTGOMERY-BROWN, E. K., THURBER, C. H., WOLFE, C. J. et OKUBO, P. (2013). Slow slip and tremor search at Kilauea Volcano, Hawaii. *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 14:367–384.
- MORADPOUR, J., HAINZL, S. et DAVIDSEN, J. (2014). Nontrivial decay of aftershock density with distance in Southern California. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 119(7):5518–5535.

- NAKADA, S., NAGAI, M., KANEKO, T., NOZAWA, A. et SUZUKI-KAMATA, K. (2005). Chronology and products of the 2000 eruption of Miyakejima Volcano, Japan. *Bull. Volcanol.*, 67(3):205–218.
- NETTLES, M. (2004). Long-period source characteristics of the 1975 Kalapana, Hawaii, earthquake. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 94(2):422–429.
- NIED (2003). Slow slip event detected by continuous tilt observation occurred around eastern Boso Peninsula on October 2002. *Rep Coord Commit Eq Pred.*, 69:19817–204. (in Japanese).
- NISHENKO, S. P. et BULAND, R. (1987). A generic recurrence interval distribution for earthquake forecasting. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 77:1382–1399.
- NISHIMURA, T. (2014). Short-term slow slip events along the Ryukyu Trench, southwestern Japan, observed by continuous GNSS. *Prog Earth Planet Sci*, 1(1):22.
- NISHIMURA, T., HIRASAWA, T., MIYAZAKI, S., SAGIYA, T., TADA, T., MIURA, S. et TANAKA, K. (2004). Temporal change of interplate coupling in northeastern Japan during 1995-2002 estimated from continuous GPS observations. *Geophys. J. Int.*, 157(2):901–916.
- NISHIMURA, T., MATSUZAWA, T. et OBARA, K. (2013). Detection of short-term slow slip events along the Nankai Trough, southwest Japan, using GNSS data. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 118(6):3112–3125.
- NISHIMURA, T., OZAWA, S., MURAKAMI, M., SAGIYA, T., TADA, T., KAIDZU, M. et UKAWA, M. (2001). Crustal deformation caused by magma migration in the northern Izu Islands, Japan. *Geophys. Res. Lett.*, 28(19):3745–3748.
- NISHIMURA, T., SAGIYA, T. et STEIN, R. S. (2007). Crustal block kinematics and seismic potential of the northernmost Philippine Sea plate and Izu microplate, central Japan, inferred from GPS and leveling data. *J. Geophys. Res.*, 112(B5):B05414.
- NUR, A. (1974). Matsuhiro, Japan, earthquake swarm : Confirmation of the dilatancy- fluid diffusion model. *Geology*, 2 (5):217–221.
- NUR, A. et BOOKER, J. (1972). Aftershocks caused by pore fluid flow ? *Science*, 175:885–887.
- OBANA, K., KODAIRA, S. et KANEDA, Y. (2004). Microseismicity around rupture area of the 1944 Tonankai earthquake from ocean bottom seismograph observations. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 222(2):561–572.
- OBARA, K. (2002). Nonvolcanic deep tremor associated with subduction in southwest Japan. *Science*, 296(5573):1679–1681.

- OBARA, K. (2010). Phenomenology of deep slow earthquake family in southwest Japan : Spatiotemporal characteristics and segmentation. *J. Geophys. Res.*, 115:B00A25.
- OBARA, K. et HIROSE, H. (2006). Non-volcanic deep low-frequency tremors accompanying slow slips in the southwest Japan subduction zone. *Tectonophysics*, 417(1-2):33–51.
- OBARA, K., HIROSE, H., YAMAMIZU, F. et KASAHARA, K. (2004). Episodic slow slip events accompanied by non-volcanic tremors in southwest Japan subduction zone. *Geophys. Res. Lett.*, 31(23):L23602.
- OGATA, Y. (1988). Statistical models for earthquake occurrences and residual analysis for point processes. *J. Am. Stat. Assoc.*, 83:pp. 9–27.
- OGATA, Y. (1998). Space-time point-process models for earthquake occurrences. *Annals of the Institute of Statistical Mathematics*, 50(2):379–402.
- OHTA, Y. (2004). Reexamination of the interplate coupling in the Tokai region, central Japan, based on the GPS data in 1997–2002. *Geophys. Res. Lett.*, 31(24):L24604.
- OHTA, Y., FREYMUELLER, J., HREINSDOTTIR, S. et SUIITO, H. (2006). A large slow slip event and the depth of the seismogenic zone in the south central Alaska subduction zone. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 247(1-2):108–116.
- OKADA, Y. et KASAHARA, K. (1990). Earthquake of 1987, off Chiba, central Japan and possible triggering of eastern Tokyo earthquake of 1988. *Tectonophysics*, 172(3-4):351–364.
- OMORI, F. (1894). On the aftershocks of earthquakes. *Journal of College Science, Imperial University of Tokyo*, 7:111.
- OUTERBRIDGE, K. C., DIXON, T. H., SCHWARTZ, S. Y., WALTER, J. I., PROTTI, M., GONZALEZ, V., BIGGS, J., THORWART, M. et RABELL, W. (2010). A tremor and slip event on the Cocos-Caribbean subduction zone as measured by a global positioning system (GPS) and seismic network on the Nicoya Peninsula, Costa Rica. *J. Geophys. Res.*, 115(B10):B10408.
- OZAWA, S. (2002). Detection and monitoring of ongoing aseismic slip in the Tokai region, central Japan. *Science*, 298(5595):1009–1012.
- OZAWA, S. (2003). Characteristic silent earthquakes in the eastern part of the Boso peninsula, Central Japan. *Geophys. Res. Lett.*, 30(6):1283.
- OZAWA, S. (2014). Shortening of recurrence interval of Boso slow slip events in Japan. *Geophys. Res. Lett.*, 41(8):2762–2768.

- OZAWA, S., NISHIMURA, T., MUNEKANE, H., SUITO, H., KOBAYASHI, T., TOBITA, M. et IMAKIIRE, T. (2012). Preceding, coseismic, and postseismic slips of the 2011 Tohoku earthquake, Japan. *J. Geophys. Res.*, 117(B7):B07404.
- OZAWA, S., SUITO, H., IMAKIIRE, T. et MURAKMI, M. (2007a). Spatiotemporal evolution of aseismic interplate slip between 1996 and 1998 and between 2002 and 2004, in Bungo channel, southwest Japan. *J. Geophys. Res.*, 112(B5):B05409.
- OZAWA, S., SUITO, H. et TOBITA, M. (2007b). Occurrence of quasi-periodic slow-slip off the east coast of the Boso peninsula, Central Japan. *Earth Planet Sp*, 59:1241–1245.
- OZAWA, S., YARAI, H., IMAKIIRE, T. et TOBITA, M. (2013). Spatial and temporal evolution of the long-term slow slip in the Bungo Channel, Japan. *Earth Planet Sp*, 65(2):67–73.
- PACHECO, J. F., SYKES, L. R. et SCHOLZ, C. H. (1993). Nature of seismic coupling along simple plate boundaries of the subduction type. *J. Geophys. Res.*, 98:14,133–14,159.
- PENG, Y., ZHOU, S., ZHUANG, J. et SHI, J. (2012). An approach to detect the abnormal seismicity increase in Southwestern China triggered co-seismically by 2004 Sumatra Mw 9.2 earthquake. *Geophys. J. Int.*, 189:1734–1740.
- PENG, Z. et GOMBERG, J. (2010). An integrated perspective of the continuum between earthquakes and slow-slip phenomena. *Nat. Geosci.*, 3(9):599–607.
- PERFETTINI, H. et AVOUAC, J.-P. (2007). Modeling afterslip and aftershocks following the 1992 Landers. *J. Geophys. Res.*, 112:B07409.
- PERFETTINI, H. et AVOUAC, J. P. (2014). The seismic cycle in the area of the 2011 Mw 9.0 Tohoku-Oki earthquake. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 119(5):4469–4515.
- PETERSON, C. L. et CHRISTENSEN, D. H. (2009). Possible relationship between nonvolcanic tremor and the 1998-2001 slow slip event, south central Alaska. *J. Geophys. Res.*, 114(B6):B06302.
- PETERSON, C. L., McNUTT, S. R. et CHRISTENSEN, D. H. (2011). Nonvolcanic tremor in the Aleutian Arc. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 101(6):3081–3087.
- POLAND, M. (2010). Slow slip event at Kilauea Volcano. *EOS Transactions*, 91:118–119.
- POLAND, M. P., MIKLIUS, A., JEFF SUTTON, A. et THORNBUR, C. R. (2012). A mantle-driven surge in magma supply to Kilauea Volcano during 2003-2007. *Nat. Geosci.*, 5(4):295–300.
- POULET, T., VEVEAKIS, E., REGENAUER-LIEB, K. et YUEN, D. A. (2014). Thermo-poro-mechanics of chemically active creeping faults : 3. the role of serpentinite in episodic tremor and slip sequences, and transition to chaos. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 119(6):4606–4625.

- PREJEAN, S. (2003). High precision earthquake locations reveal seismogenic structure beneath Mammoth Mountain, California. *Geophys. Res. Lett.*, 30(24):2247.
- PROTTI, M., GONZALEZ, V., KATO, T., IINUMA, T., MIYAZAKI, S., OBANA, K., KANEDA, Y., FEMINA, P. L., DIXON, T. et SCHWARTZ, S. (2004). A creep event on the shallow interface of the Nicoya Peninsula, Costa Rica seismogenic zone. *EOS Transactions*, 85(87):Fall Meet. Suppl., Abstract S41D-07.
- RADIGUET, M., COTTON, F., VERGNOLLE, M., CAMPILLO, M., WALPERSDORF, A., COTTE, N. et KOSTOGLODOV, V. (2012). Slow slip events and strain accumulation in the Guerrero gap, Mexico. *J. Geophys. Res.*, 117(B4):B04305.
- REASENBERG, P. (1985). Second-order moment of Central California seismicity, 1969-1982. *J. Geophys. Res.*, 90(B7):5479-5495.
- REVERSO, T., MARSAN, D. et HELMSTETTER, A. (2015). Detection and characterization of transient forcing episodes affecting earthquake activity in the Aleutian Arc system. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 412:25-34.
- RHEA, S., TARR, A., HAYES, G., VILLASENOR, A. et BENZ, H. (2010). Seismicity of the earth 1900-2007, japan and vicinity. *U.S. Geological Survey*, Open-File Report 2010-1083-D:scale 1 :6,000,000.
- ROGERS, G. et DRAGERT, H. (2003). Episodic tremor and slip on the Cascadia subduction zone : The chatter of silent slip. *Science*, 300:1942-1943.
- ROLAND, E. et MCGUIRE, J. J. (2009). Earthquake swarms on transform faults. *Geophys. J. Int.*, 178(3):1677-1690.
- RUBIN, A. M. (2002). Aftershocks of microearthquakes as probes of the mechanics of rupture. *J. Geophys. Res.*, 107(B7):2142.
- RUFF, L. J. (1989). Do trench sediments affect great earthquake occurrence in subduction zones? *Pure Appl. Geophys.*, 129(1-2):263-282.
- RUPPERT, N. A., PREJEAN, S. et HANSEN, R. A. (2011). Seismic swarm associated with the 2008 eruption of Kasatochi Volcano, Alaska : Earthquake locations and source parameters. *J. Geophys. Res.*, 116:B00B07.
- SAGIYA, T. (1999). Interplate coupling in the Tokai District, central Japan, deduced from continuous GPS data. *Geophys. Res. Lett.*, 26(15):2315-2318.
- SAGIYA, T. (2004). Interplate coupling in the Kanto District, Central Japan, and the Boso peninsula silent earthquake in May 1996. *Pure Appl. Geophys.*, 161(11-12):2327-2342.

- SAGIYA, T. et THATCHER, W. (1999). Coseismic slip resolution along a plate boundary megathrust : The Nankai Trough, southwest Japan. *J. Geophys. Res.*, 104:1111–1129.
- SAVAGE, W. U. (1972). Microearthquake clustering near Fairview Peak, Nevada, and in the Nevada Seismic Zone. *J. Geophys. Res.*, 77(35):7049–7056.
- SCHOLZ, C. H. et CAMPOS, J. (2012). The seismic coupling of subduction zones revisited. *J. Geophys. Res.*, 117(B5):B05310.
- SCHOLZ, C. H. et SMALL, C. (1997). The effect of seamount subduction on seismic coupling. *Geol.*, 25(6):487.
- SCHWARTZ, S. Y. et ROKOSKY, J. M. (2007). Slow slip events and seismic tremor at circum-pacific subduction zones. *Rev. Geophys.*, 45:RG3004.
- SEGALL, P., DESMARAIS, E. K., SHELLY, D., MIKLIUS, A. et CERVELLI, P. (2006). Earthquakes triggered by silent slip events on Kilauea volcano, Hawaii. *Nature*, 442(7098):71–74.
- SHAPIRO, S. A., KRUGER, O. S., DINSKE, C. et LANGENBRUCH, C. (2011). Magnitudes of induced earthquakes and geometric scales of fluid-stimulated rock volumes. *Geophysics*, 76(6):WC55–WC63.
- SHCHERBAKOV, R., TURCOTTE, D. L. et RUNDLE, J. B. (2004). A generalized Omori’s law for earthquake aftershock decay. *Geophys. Res. Lett.*, 31(11):L11613.
- SIMPSON, D. W. (1986). Triggered earthquakes. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 14(1):21–42.
- SMITH, K. D. (2004). Evidence for deep magma injection beneath Lake Tahoe, Nevada-California. *Science*, 305(5688):1277–1280.
- SORNETTE, D. et WERNER, M. J. (2005a). Apparent clustering and apparent background earthquakes biased by undetected seismicity. *J. Geophys. Res.*, 110:13 PP.
- SORNETTE, D. et WERNER, M. J. (2005b). Constraints on the size of the smallest triggering earthquake from the epidemic-type aftershock sequence model, Bath’s law, and observed aftershock sequences. *J. Geophys. Res.*, 110:B08304.
- STEACY, S., GERSTENBERGER, M., WILLIAMS, C., RHOADES, D., et CHRISTOPHERSEN, A. (2014). A new hybrid Coulomb/statistical model for forecasting aftershock rates. *Geophys. J. Int.*, 196:918–923.
- STEIN, R. S. (1999). The role of stress transfer in earthquake occurrence. *Nature*, 402:605–609.
- SUITO, H. et FREYMUELLER, J. T. (2009). A viscoelastic and afterslip postseismic deformation model for the 1964 Alaska earthquake. *J. Geophys. Res.*, 114(B11):B11404.

- SYKES, L. R., KISSLINGER, J. B., HOUSE, L., DAVIES, J. N. et JACOB, K. H. (1981). Rupture zones and repeat times of great earthquakes along the Alaska-Aleutian arc, 1784-1980. *An International Review*, 4:73–80.
- SYKES, L. R. et MENKE, W. (2006). Repeat times of large earthquakes : Implications for earthquake mechanics and long-term prediction. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 96(5):1569–1596.
- TAHIR, M. et GRASSO, J. R. (2013). Aftershock patterns of $M_s > 7$ earthquakes in the India-Asia Collision Belt : Anomalous results from the Muzaffarabad earthquake sequence, Kashmir, 2005. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 104(1):1–23.
- TODA, S. et STEIN, R. S. (2013). The 2011 $M = 9.0$ Tohoku-Oki earthquake more than doubled the probability of large shocks beneath Tokyo . *Geophys. Res. Lett.*, 40(11):2562–2566.
- TODA, S., STEIN, R. S. et LIN, J. (2011). Widespread seismicity excitation throughout central Japan following the 2011 $M = 9.0$ Tohoku earthquake and its interpretation by Coulomb stress transfer. *Geophys. Res. Lett.*, 38(7):LG00G03.
- UTSU, T. (1957). Magnitudes of earthquakes and occurrence of their aftershocks. *Zisin*, 10:35–45.
- UTSU, T. (1961). A statistical study of the occurrence of aftershocks. *Geophys. Mag.*, 30:521–605.
- UTSU, T., OGATA, Y. et MATSU'URA, R. S. (1995). The centenary of the Omori formula for a decay law of aftershock activity. *Journal of Physics of the Earth*, 43:1–33.
- VALLEE, M., NOCQUET, J.-M., BATTAGLIA, J., FONT, Y., SEGOVIA, M., REGNIER, M., MOTHES, P., JARRIN, P., CISNEROS, D., VACA, S., YEPES, H., MARTIN, X., BETHOUX, N., et CHLIEH, M. (2013). Intense interface seismicity triggered by a shallow slow slip event in the Central Ecuador subduction zone. *J. Geophys. Res.*, 118:2965–2981.
- VEEN, A. et SCHOENBERG, F. P. (2008). Estimation of space-time branching process models in seismology using an EM-type algorithm. *J. Am. Stat. Assoc.*, 103(482):614–624.
- VIDALE, J. E., BOYLE, K. L., et SHEARER, P. M. (2006). Crustal earthquake bursts in California and Japan : Their patterns and relation to volcanoes. *Geophys. Res. Lett.*, 33:L20313.
- VIDALE, J. E., HOTOVEC, A. J., GHOSH, A., CREAGER, K. C. et GOMBERG, J. (2011). Tiny intraplate earthquakes triggered by nearby episodic tremor and slip in Cascadia. *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 12(6):Q06005.

- WELLS, D. L. et COPPERSMITH, K. J. (1994). New empirical relationships among magnitude, rupture length, rupture width, rupture area, and surface displacement. *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 84:974–1002.
- WOLFE, C. J., BROOKS, B. A., FOSTER, J. H., et OKUBO, P. G. (2007). Microearthquake streaks and seismicity triggered by slow earthquakes on the mobile south flank of Kilauea Volcano, Hawaii. *Geophys. Res. Lett.*, 34:L23306.
- WU, F. T. et KANAMORI, H. (1973). Source mechanism of February 4, 1965, Rat Island earthquake. *J. Geophys. Res.*, 78(26):6082–6092.
- YARAI, H. et OZAWA, S. (2013). Quasi-periodic slow slip events in the afterslip area of the 1996 Hyuga-nada earthquakes, Japan. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 118(5):2512–2527.
- ZALIAPIN, I. et BEN-ZION, Y. (2013a). Earthquake clusters in southern California I : Identification and stability. *J. Geophys. Res.*, 118:2847–2864.
- ZALIAPIN, I. et BEN-ZION, Y. (2013b). Earthquake clusters in southern California II : Classification and relation to physical properties of the crust. *J. Geophys. Res.*, 118:2865–2877.
- ZALIAPIN, I., GABRIELOV, A., KEILIS-BOROK, V. et WONG, H. (2008). Clustering analysis of seismicity and aftershock identification. *Phys. Rev. Lett.*, 101:018501.
- ZHENG, X. et VERE-JONES, D. (1994). Further applications of the stochastic stress release model to historical earthquake data. *Tectonophysics*, 229(1-2):101–121.
- ZHUANG, J., CHANG, C.-P., OGATA, Y., et CHEN, Y.-I. (2005). A study on the background and clustering seismicity in the Taiwan region by using point process models. *J. Geophys. Res.*, 110:B05S18.
- ZHUANG, J., OGATA, Y. et VERE-JONES, D. (2002). Stochastic declustering of space-time earthquake occurrences. *J. Am. Stat. Assoc.*, 97:369–380.
- ZHUANG, J., OGATA, Y. et VERE-JONES, D. (2004). Analyzing earthquake clustering features by using stochastic reconstruction. *J. Geophys. Res.*, 109:B05301.
- ZHUANG, J., WERNER, M. J., HAINZL, S., HARTE, D. et ZHOU, S. (2011). Basic models of seismicity : spatiotemporal models. *Community Online Resource for Statistical Seismicity Analysis*, pages 1–20.

